

С. Э. ФРИШ ҳәм А. В. ТИМОРЕВА

УЛЫЎМА ФИЗИКА КУРСЫ

III ТОМ

**ОПТИКА
АТОМЛЫҚ ФИЗИКА**

Қарақалпақ тилине рус тилиндеги 1961-жылға алтыншы басылыўынан
аўдарылды

РСФСР Жоқары ҳәм орта арнаўлы билим министрлиги тәрепинен
университетлер ушын оқыу қолланбасы сыпатында қабыл етилген

МАЗМУНЫ

ЖЕТИНШИ БӨЛІМ

ОПТИКА

XXII бап. Жақтылықтың тийкарғы қәсийетлери.

§ 250. Кирисиў.

§ 251. Жақтылықтың шағылысың ҳәм сыйның нызамлары.

§ 252. Толық ишкі шағылысы.

§ 253. Ферма принципи.

§ 254. Жақтылықтың тезлигин өлшеў.

§ 255. Жақтылықтың толқынлық теориясы. Гюйгенс принципи.

§ 256. Жақтылықтың интерференциясы.

§ 257. Турғын толқынлардың пайда болыўы.

§ 258. Жақтылықтың поляризациясы.

§ 259. Жақтылықтың электромагнитлик теориясы.

§ 260. Жақтылық ағысының энергиясы менен қозғалыс мұғдары.

XXIII бап. Жақтылықтың интерференциясы ҳәм дифракциясы.

§ 261. Жақтылықтың интерференциясын бақлаў үсыллары.

§ 262. Мәлдир пластинада шағыслысқандағы интерференция.

§ 263. Интерференция қубылысының қолланылаўы.

§ 264. Интерферометрлер ҳәм олардың қолланылыўы.

§ 265. Интерференциялық метрология.

§ 266. Гюйгенс-Френель принципи.

§ 267. Амплитудаларды графикалық қосыў.

§ 268. Мәлдир емес тосқынлықтардағы дифракция.

§ 269. Параллель нұрлардағы дифракция.

§ 270. Көп саңлақлардағы дифракция. Дифракциялық пәнжере.

§ 271. Дифракциялық пәнжерениң дисперсиясы менен ажыратта алғашылық күши.

§ 272. Жоқары ажыратта алғаш күшине ийе спектроскопия.

§ 273. Көп өлшемли пәнжередеги дифракция.

§ 274. Рентген нұрларының спектроскопиясы менен рентгенструктуралық анализ.

XXIV бап. Жақтылықтың изотроп затлардан ҳәм олардың шегарасынан өтиўи.

§ 275. Жақтылықтың заттар менен тәсирлесиўи.

§ 276. Жақтылықтың жутылыўы.

§ 277. Еки мәлдир заттың шегарасы арқалы жақтылықтың өтиўи.

§ 278. Металлардағы жақтылықтың шағылысы.

§ 279. Жақтылықтың дисперсиясы.

§ 280. Дисперсияны бақлаў.

§ 281. Призмалық спектраллық әсбаплар.

§ 282. Жақтылықтың группалық тезлиги.

§ 283. Жақтылықтың оптикалық жақтан бир текли емес заттағы тарқалыўы.

§ 284. Гүнгирт зат арқалы жақтылықтың өтиўи.

XXV бап. Жақтылықтың анизотроп заттар арқалы өтиўи.

§ 285. Жақтылықтың анизотроп заттан өтиўи.

§ 286. Бир көшерли кристалдағы толқынлық бетлер.

§ 287. Бир көшерли кристаллардағы әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларды табыў.

- § 288. Нормаллардың бети.
- § 289. Еки көшерли кристаллар.
- § 290. Поляризациялық әсбаплар.
- § 291. Поляризацияланған нурлардың интерференциясы. Эллипс тәризли ҳәм дөңгелек поляризация.
- § 292. Николлардың арасындағы кристаллық пластинка.
- § 293. Жасалма қос нур сындырыў.
- § 294. Электр майданындағы қос нур сындырыў.
- § 295. Поляризация тегислигиниң айланыўы.
- § 296. Поляризация тегислигиниң магнитлик айланыўы.
- XXVI бап. Қозғалыўшы денелердеги жақтылықтың тарқалыўы.
- § 297. Қозғалыўшы денелер менен өткериленген тәжирийбелер.
- § 298. Салыстырмалық теориясы.
- § 299. Салыстырмалық теориясының түрлендіриўлеринен келип шығатуғын нәтийжелер.
- § 300. Қозғалыўшы денелер оптикасы ҳәм салыстырмалық теориясы.
- § 301. Салыстырмалық теориясының механикасы.
- XXVII бап. Жақтылық дәстеси ҳәм нурланыўдың термодинамикасы.
- § 302. Көриниў функциясы. Жақтылық ағысы.
- § 303. Жақтылықтың күши, жарқынлық ҳәм жақтыландырылғанлық.
- § 304. Жарықты.
- § 305. Фотометрик шамаларды өлшеў бирликлери.
- § 306. Жақтылықты қабыллаў.
- § 307. Фотометрик шамаларды өлшеў.
- § 308. Температуралық нурланыў.
- § 309. Абсолют қара дене.
- § 310. Абсолют қара денениң нурланыў нызамлары.
- § 311. Абсолют қара денениң жарқынлығының толқын ұзынлықтары бойынша тарқалыўы.
- § 312. Жақтылықтың дереклери.
- § 313. Оптикалық пиromетрия.
- XXVIII бап. Әмелій нурлық оптика.
- § 314. Кирисиў.
- § 315. Тегис беттин қасындағы шағылышы ҳәм сыныў.
- § 316. Бир сфералық беттеги сыныў.
- § 317. Бир сындырыўшы сфералық бет тәрепинен берилетуғын үлкейтиў.
- § 318. Жуқа линзалар.
- § 319. Орайластырылған бетлердин системасы.
- § 320. Системаның бас фокусларының ҳәм бас тегислигеринин орны.
- § 321. Телескоплық система.
- § 322. Оптикалық системалардың қәтеликлері ҳәм оларды сапластырыў ұсыллары.
- § 323. Хромат аберрация.
- § 324. Оптикалық система арқалы өтетуғын жақтылық дәстеси.
- § 325. Кириў ҳәм шығыў қарашықтары.
- § 326. Көздин қарта оптикалық система.
- § 327. Субъективлик жарықты.
- § 328. Визуаллық оптикалық әсбаплар.
- § 329. Проекциялаўшы ҳәм жақтыландырыўшы әсбаплар.
- § 330. Оптикалық әсбаплардың ажыратса алғыушылық күши.

- § 331. Микроскоптағы дифракциялық құбылыштар.
 XXIX бап. Фотонлар.
- § 332. Электронның нурланыуының классикалық теориясы ҳәм оны қолланыў шегаралары.
- § 333. Фотоэффект.
- § 334. § 334. Эйнштейн формуласы ҳәм оны экспериментте тексеріү.
- § 335. Жақтылықтың корпускулалық қәсийетлери.
- § 336. Фотоэффекттиң әмелдеги қолланылауы.
- § 337. Рентген нурларының шашырауы.
- § 338. Фотохимия.

СЕГИЗИНШИ БӨЛІМ. АТОМЛЫҚ ФИЗИКА

XXX бап. Атомлар менен молекулалардың құрылышы.

- § 339. Кирисиў.
- § 340. Атомның ядролық модели.
- § 341. Атомлық спектрлердеги нызамлықтар.
- § 342. Спектраллық термлердин тәбияты.
- § 343. Водородтың ҳәм оған усаған атомлардың құрылышы.
- § 344. Эллипс тәризли орбиталар.
- § 345. Кеңисликтеги квантланыў; атомлардың магнит моментлери.
- § 446. Сыртқы электр ҳәм магнит майданларының спектрге тәсирі.
- § 347. Силтили металлардың спектрлери.
- § 348. Бор теориясының қыйыншылықтары; электронның спини ҳақындағы гипотеза.
- § 349. Атомның векторлық модели.
- § 350. Менделеевтің дәүирилк системасы.
- § 351. Электронлық қабықларды толтырыў.
- § 352. Рентген спектрлери.
- § 353. Спектраллық сыйықлардың интенсивліктери. Өтиўлердин итималлықтары.
- § 354. Молекулалардың құрылышы.
- § 355. Молекулалардың тербеліў спектрлери.
- § 356. Молекулалардың айланыў спектрлери.
- § 357. Еки атомлық молекулалардағы электронлық ҳаллар.
- § 358. Молекулалардың диссоциациясы.
- § 359. Изотопияның молекулалық спектрлерге тәсирі.
- § 360. Жақтылықтың комбинациялық шашырауы.
- § 361. Суық ҳәм қатты денелердин люминесценциясы.
- XXXI бап. Квантлық механика.
- § 362. Элементар бөлекшелердин толқынлық қәсийетлери.
- § 363. Шредингер теңлемеси.
- § 364. Классикалық теорияның пайдаланылыў шегарасы.
- § 365. Потенциал құтыдағы бөлекшелер. Потенциал барьер арқалы өтиў.
- § 366. Квантлық механиканың көз-қараслары бойынша водород атомы.
- § 367. Классикалық ҳәм квантлық статистикалар.
- XXXII бап. Ядролардың тәбийий ҳәм жасалма айланыслары.
- § 368. Атом ядросы ҳәм оның характеристикасы.
- § 369. Тәбийий радиоактивлик.
- § 370. Аўысыў қағыйдасы.
- § 371. Радиоактив құбылыштарды бақлаў үсыллары.
- § 372. Альфа-ыдырау.

- § 373. γ -нурларының спектрлери ҳәм ишкі конверсия.
 - § 374. Бета-ыдырау.
 - § 375. α -бәлекшелериниң урылышының салдарынан ядролардың бөлинүүи.
 - § 376. Нейтронлар.
 - § 377. Жасалма радиоактивлик. Позитронлар.
 - § 378. Жасалма түрде тезлетилген бәлекшелердин тәсиринде жүретуғын ядролық айланыслар.
 - § 379. Ядролық моментлер.
 - § 380. Атом ядроларының құрылышы.
 - § 381. Ядролардың бөлинүүи. Шынжырлы реакцияның алышы.
 - § 382. Ядролық энергетика.
 - § 383. Космослық нурлар.
 - § 384. Мезонлар. Космослық нурлардың келип шығыуы.
- Қосымша

ЖЕТИНШИ БӨЛІМ

ОПТИКА

ХХII БАП ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ ТИЙКАРҒЫ ҚӘСИЙЕТЛЕРИ

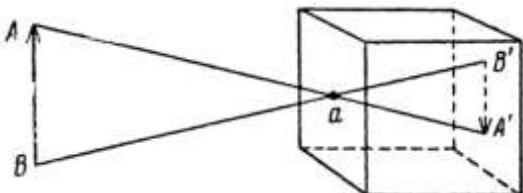
§ 250. Кирисиү. Оптика ямаса жақтылық ҳаққындағы тәlimат ең дәслеп адам не себепли қоршап турған предметлерди көреди деген сораўға жуўап беріүге тырысыўлардың нәтийжесинде пайда болды. Базы бир әййемги философлар көз бенен көриўди қол менен услап көриүде алышатуғын сезимге үқсас деп болжады. Бул философлардың пикири бойынша адамның көзинен қарайтуғын предметке қарай барып қармаластырып көретуғын бир нәрсе тарқалады. Шамасы, усындай көз-қарас қәлеген надан сана ушын тән болса керек. Бундай пикирдин бар болыўына "нәзэр менен қармалап көриў", "көз жибериў менен сиңиў" ҳ.т.б.сөзлөр тийкар бола аллады. Бирақ, сол әййемги Грецияда жақтылық денелерден шығады деген пикирлер де айтылған. Базы бир денелер белгили болған шарайтларда жақтылықтың дереги болып табылады, сол жақтының бизиң көзимизге түсип көриў сезимин пайда етеди. Басқа денелер болса жақтылықты жутыўдың ямаса оның тарқалыў бағытын өзгертиўдин салдарынан көзге көринеди (шағылыстырады, шашыратады). Солай етип, "жақтылық" көзге тәсир етип, субъективлик көриў сезимин пайда ететуғын бизден сыртта болған объектив құбылыс болып табылады. Кейин физика бул түснікти улыўмаластырды ҳәм "жақтылық" ҳаққында гәп еткенде адамда көриў сезимин пайда ете ме, пайда етпей ме, оннан ғәрэзсиз қысқа электромагнит тоқынлардың тарқалыўына алып келинетуғын өзиниң тәбияты бойынша бирден-бир болған объектив құбылыслардың кең жыйинағына айта баслады. Бизиң курсымызда "жақтылық" сөзин усындай мәнисте пайдаланамыз.

Әййемги Грецияда жақтылықтың тийкарғы қәсийети сыпатында оның бир текли заттағы туўры сыйықлы тарқалыўы атап өтилди. Жақтылықтың туўры сыйықлы турқалыўы жақтылықтың киши дереги болғанда мәлдир емес предметлердин кескин саяны беретуғынлығынан келип шығады. Экрандағы саяның формасы жақтылықтың дереги жайласқан орындағы проекциялаў ноқатынан шығатуғын дәстениң жәрдеминде алынған геометриялық проекцияға сәйкес келеди. Бундай жағдайда геометриялық туўрыны физикалық жақтан күшли керилген сабактың жәрдеминде қайтадан тикленийи мүмкін.

Сабақлардың пайдаланылығы мүмкін болмаған үлкен қашықтыларда таллаўлардың кери барысы қолланылады: туұры сзықты бир текли орталықтағы жақтылықтың тарқалыў бағытына тең деп есаплайды. Солай етип, геометриялық туұрыны физикалық жақтан көрсетиў менен жақтылықтың туұры сзықты тарқалыўы бир бири менен тығыз байланысқан.

Жақтылықтың туұры сзықты тарқалыўын көрсететуғын басқа факт киши тесиктиң жәрдемінде предметлердин сүүретин алғыдың мүмкіншілігі болып табылады. Бундай сүүрет XVI әсирде биринши рет тәрийипленген "камера-обскура" ның жәрдемінде бақланады. Камера-обскура құты болып, оның дийўалларының биринде киши a тесиги исленген (1-сүүрет). Предметтиң A ноқатынан шыққан жақтылық нұры, туұры сзықты тарқалып, камера-обскураның артқы дийўалындағы A' ноқатында кишкене жақтылық дақты пайда етеди. AB объектиның ҳәр қыйлы орынларынан шыққан нурлардан пайда болған жақты дақлардың жыйнағы оның төңкерилген $A'B'$ сүүретин пайда етеди.

Жақтылықтың атап өтилийи зәрүр болған келеси қәсийети жақтылық нурларының бир бири менен кесилискенде бир бирине тәсир етпеүинен ibарат. Әдеттеги шарайтларда ҳәр қыйлы объектлерден шығатуғын нурлар көп рет кесилиседи. Бул кесилисиўлер нурлардың ҳәр бирине басқа нурлардан ғәрэзсиз тарқалыўға кесент жасамайды. Бақлаушының бир тәрепинде жайласқан объектлерден шыққан нурлар алдында түрған объектлерден шыққан нурларды кеседи. Бирақ, бул жағдай бизин алдымызда түрған предметлерди анық көриүге ҳеш қандай кесент бермейди.



1-сүүрет.
Камера-обскурада сүүретті алыў.

XIX әсирдин басына шекем оптиканың раýажланылығы нурлардың туұры сзықты тарқалыўының тийкарында раýажланды. Бирақ, XVII әсирден баслап жақтылықтың ҳақыйқатында туұры сзық бойынша тарқалмайтуғынлығын көрсететуғын фактлер белгili бола баслады. Мысалы, егер камера-обскурадағы a тесигин жүдә киши етип ислегенде алынатуғын сүүреттің жайылатуғынлығы белгili болды. Егер тесик киши болған жағдайда усындағы тесик арқалы өткенде нурларды сезилерліктең иймейеди деп есапласа, онда бундай жайылыұды түсіндіриүге болады. Соның менен бирге жақтылықты мөлдир болмаған денедеги жүдә енсиз болған саңлақ арқалы өткергенде экранның арғы тәрепинде гезеклесип жайласатуғын жақтылық ҳәм қараңғы жолақлардың пайда болатуғынлығы да белгili болды. Жақтылықтың киши дерегиңінде жәрдемінде алынған саяның шегарасында да жақтылық ҳәм қараңғы жолақлардың пайда болатуғынлығын бақлаўға болады. Жақтылықтың интерференциясы ҳәм дифракциясы деп аталауғын бул құбылыслар ҳәзирғи үақытлары жақсы үйренилген. Егер жақтылықтың дереги менен сая бақланатуғын экран объекттен әдеўир қашықлатылған болса саяның шегарасындағы жолақлар кеңирек болады. 1-сүүретте (қосымшадағы) В.К.Аркадьев тәрепинен түсірилген дөңгелек дискти услап түрған адамның қолының фотосүүрети көрсетилген. 1а сүүретте ноқатлық дерек пенен экран бир биринен 2 м ге қашықлатылған, ал 1б сүүретте болса дере пенен экран 16 км ге қашықлатылған жағдай көрсетилген. Көринип түрғанында, соңғы жағдайда сая объектиң геометриялық проекциясына сәйкес келмейди; дисктиң орайындағы жақтылық дақтың бар екенлигине итибар бериў керек. Бул фотографиялар жақтылықтың туұры сзықты тарқалыўынан сезилерліктең аўытқыўлардың бар екенлигин

айқын көрсетеди. Бирақ, көп санлы жағдайларда жақтылықты түүрү сыйықлы тарқалады деп есаплауға болады.

Жақтылықтың түүрү сыйықлы тарқалыўы жақтылықты деректен бөлекшелер түринде шығып, биз текли затта түүрү сыйықлы ҳәм тең өлшеўли қозғалатуғын бөлекшелердин ағысы деген ойға алып келди. Бирақ, бул гипотезаны жақтылықтың тосқынлықтарды айланып өтиў фактты ҳәм жақтылық нурларының бир бирине тәсир етпеўи қәсийети менен сәйкес келтириў қыйын болды. XVII әсирдин ақырында Гюйгенс былай жазды: "Егер биз нурлардың бириниң изинен бири өтип, бир бирине кесент бермейтуғынлығын қабыл ететуғын болсақ ..., жақтылық шығарып түрған денени көргенимизде оннан шығатуғын жақтылықтың ҳаўаны кесип өтетуғын оқ жайдың оғы сыйықлы материалының алып жүрилмейтуғынлығын көриўге болады". Жақтылық бөлекшелери гипотезасынан бас тартып, Гюйгенс жақтылықты бақлау мүмкін болған кеңисликти толтырып түрған серпимли орталық болған эфирдеги тарқалатуғын толқын деп есаплады. Солай өтип, XVII әсирдин ақырында жақтылықтың еки теориясы пайда болды. Олардың бири *ағыў теориясы* ямаса *корпускулалық теория* атамасына ийе болды ҳәм ол жақтылықты түүрү сыйық бойынша тарқалатуғын бөлекшелердин ағысы деп есаплады. Екинши теория жақтылықты *эфирде* - гипотезалық *серпимли орталықта тарқалатуғын* толқын деп қарады.

Ньютоңда корпускулалық теорияның дөрөтиўшиси ҳәм қорғаўшысы деп есаплау қабыл етилген. Бирақ, ол өзиниң бириңи рет 1704-жылы жарық көрген даңқлы "Оптика" китабында корпускулалық көз-қарастан да, толқынлық көз-қарастан да пайдаланды. Корпускулалық теорияның пайдасына Ньютон жақтылықтың түүрү сыйықлы тарқалыўын жатқарды. Бирақ, усының менен бирге ол саяның шегарасындағы жақтылық ҳәм қараңғы жолақлардың пайда болыўын түсіндіриўде корпускулалық теорияның қыйыншылыққа ушырайтуғынлығын көре билди. Ньютон нурларды "женіл шағылышыў қәсийетине де, женіл өтиў қәсийетине де ийе" деп болжауға түүрү келди. Ол еки теорияны корпускулалық теория менен толқынлық теорияны бирлестириўге тырысты. Ол былай жазды "Жақтылық қандай бир мөлдир денеде сынғанда ҳәм оның бетинен шағылышқанда, ... усының салдарынан толқын ямаса тербелис түринде қозады...".

Корпускулалық теорияның қарсыласы Гюйгенс болды. 1690-жылы жарық көрген өзиниң "Жақтылық ҳақындағы трактат" китабында ол жақтылықты "сес тәризли сфералық бетлер бойынша толқын түринде тарқалады; тас тасланған суұдың бетинде пайда болатуғын толқынларға сәйкес, мен оларды толқынлар деп атайман".

М.В.Ломоносов жақтылықтың толқынлық теориясының тәрепдары болды. Ол жақтылық пенен байланыслы болған тербелмeli қозғалысты заттың бөлекшелеринин қозғалысы менен байланыстыруды. 1753-жылы Ломоносов Илимлер Академиясына бослықтағы тардың тербелислерин үйрениў бойынша тәжирийбелерди өткермекши ҳәм бул тәжирийбелерде тардың тебелмели қозғалысларының жақтылықтың нурланыўына алып келетуғынлығын билийгे тырысатуғынлығын хабарлады¹. Бир қанша үақыттан кейин бундай тәжирийбелер ҳақыйқатында да өткериленген. Өткериленген тәжирийбелер күтилген нәтийжелерди бермеген болса да, олар тарийхый жақтан үлкен әхмийетке ийе. Себеби Ломоносовтың жұмыслары жақтылықтың толқын екенligin дәлиллеўге қаратылған бириңи тырысыў еди. 1756-жылы Илимлер Академиясының салтанатлы жыйналысында М.В.Ломоносов "Жақтылықтың пайда болыўы, реңлердин пайда болыўы ҳақында сөз" сөйлемди. Корпускулалық теорияны әшкаралап (Ломоносовтың сөзи бойынша эфирдин бөлекшелеринин "ағыўшы" қозғалысы), ол мынаны айтты: "Эфир ағыў түриндеги

¹ Биз М.В.Ломоносовтың мийнетлеринен келтирилген ески рус тилинде жазылған үзиндилерди әдебия қарақалпақ тилинде баянлаймыз (Аўдарыўшылар).

қозғалысқа қатнаса алмайтуын, ал жыллышық болса эфирдин жақтылық пенен байланыссыз болған қозғалысы болғанлықтан жақтылыққа себеп бола алатуын эфирдин үшинши тұрақлы болмаған қозғалысы ғана қалады"

Гюйгенс пенен Ломоносовтың теориялары жақтылықтың толқынлық тәбияттың дұрыс тапқан болса да, олар толқынлық процесстің жеткиликти айқын түрдеги тийкарғы характеристикасына ийе емес еди. Бул тийкарғы характеристика оның кеңисликтік ҳәм үақыт бойынша дәүирлигі ҳәм оннан келип шығатуын жақтылықтың интерференциясы менен дифракциясы құбылысларын түсіндіре алғы мүмкіншилиги болып табылады. Гюйгенс ҳәтте жақтылық толқынларының дәүирли екенligin бийкарлады да ҳәм "толқынларды бирининен соң бири бирдей қашықлықтарда жүреди деп қараудың кереги жоқ" деп жазды. Тарқалыўшы тербелислер ушын тән болған жақтылықтың кеңисликтік үақытлық дәүирлигі биринши рет айқын түрде Петербург Илимлер Академиясының академиги Л. Эйлер тәрепинен айттылды. Бирақ, интерференция ҳәм дифракция құбылысларын толқынлық көз-қараслар тийкарында түсіндіриў тек XIX әсирдин басында Юнг пенен Френелдин жұмысларында әмелге асырылды. Жақтылықтың толқын ұзынлығы жүдә киши болған толқын екенлигі көрсетилди: көзге көринетуын жақтылық, яғни әдамның көзине тәсир ететуын жақтылықтың толқын ұзынлығы сантиметрдин жүз мыңдан бир бөлеги болып табылатуын 0,76 мкм дан 0,4 мкм ға шекемги (реңге байланыслы) толқын екенлигі көрсетилди. Толқын ұзынлығының усындағы жүдә киши екенлигине байланыслы әдеттеги жағдайларда жақтылықтың тосқынлықтарды айланып өтийі дым киши болады, ал бул жағдай жақтылықтың туұры сыйық бойынша тарқалатуындағы болып тарқалатуынлығын тәмийинлейді (266-параграфқа қараңыз).

XIX әсирдин биринши ярымындағы жақтылықтың толқынлық теориясы жақтылықты дүньялық әфир деп аталатуын гипотезалық серпимли орталықтағы механикалық тербелислердин тарқалыўы түрінде түсіндіреди. Электромагнит толқынлары ашылғаннан кейин (II том, 246-параграф) жақтылық толқынларының киши толқын ұзынлығына ийе электромагнит толқынлары екенligin көрсетиўдің сәти түсти. Солай етеп, XIX әсирдин ақырындағы ҳәм XX әсирдин басындағы барлық физиканың раýажланыўында үлкен әхмийетке ийе болған жақтылықтың электромагниттик теориясы пайда болды. Жақтылықтың электромагниттик теориясы жақтылық ҳәм электромагнит құбылыслардың бирлигин көрсетти ҳәм усының менен бирге тәбияттың барлық құбылысларының арасындағы терең өз-ара байланыстың бар екенлигин дәлилледі.

Бизиң курсымыздың буннан кейинги параграфларында биз дәслеп туұры сыйықты тарқалыў көз-қарасы бойынша жақтылықтың тийкарғы қәсийетлерин таллаймыз, ал буннан кейин жақтылықтың толқынлық қәсийетке ийе екенлигин ҳәм жақтылық толқынларының электромагниттик тәбиятқа ийе екенлигин көрсететуын фактлерди көрсетемиз.

Жақтылық ҳаққындағы тәlimаттың раýажланыўына russ ҳәм совет физиклери үлкен үлес қосты. XIX әсирдин басында В. В. Петров өзине шекем изертлеген адамларға салыстырғанда қатты ҳәм сүйік денелердин люминесценциясы толығырақ үйренді (361-параграф). 1888-жылы А. Г. Столетов өзи "актинли-электрлик" құбылыс деп атаған құбылысты ашты. Ҳәзирги үақытлары фотоэлектрлик құбылыс деп аталатуын бул құбылыс жақтылықтың тәсиринде денелерден электронларды жулып алғы құбылысы болып табылады; бул құбылыстың ашылыўы жақтылықтың тәбиятты ҳаққындағы бизиң билимлеримиздин раýажланыўында үлкен орынды ийеледі. XIX әсирдин ақырында Б. Б. Голицын менен В. А. Михельсон нурланыў термодинамикасына үлкен үлес қосты, оптиканың бул бөлими жақтылық құбылысларын термодинамикалық көз-қарастан қарайды. А. А. Белопольский ҳәм Б. Б. Голицын биринши болып толқын ұзынлығының

деректинң тезлигинен ғәрзели екенлигин тапты (Допплер құбылысы, I томдағы 113-параграфқа қараңыз). 1901-жылды П.Н.Лебедев өзиниң әжайып, жүдә нәзик тәжирийбелеринде жақтылықтың электромагниттик теориясы тәрепинен болжанған басымының бар екенлигин дәлилледи. 1910-1912 жыллары Д. С. Рождественский ҳәзирғи үақытлары классикалық болып табылатуғын жақтылықтың аномаллық дисперсия құбылысын изертледи.

XIX ғам XX әсирлердин арасында өткерилген изертлеўлер толқын ұзынлығының өзгериүи менен жақтылықтың қәсийетлеринде сапалық өзгерислердин болатуғынлығын көрсетti. А.Г.Столетов тәрепинен ашылған фотоэффектti изертлеў киши толқын ұзынлықтарындағы нурлардың (көзге көринетуғын жақтылық нурлары менен оннан да қысқа болған нурлардың) классикалық толқынлық көз-қарасларға сәйкес келмейтуғын қәсийетлерди көрсететуғынлығын көрсетti. 334-параграфта биз бир қатар фактлердин жақтылықтың айырым порциялар түринде нурланатуғынлығын ғам жұтылатуғынлығын көрсетti. Бул порциялардың шамасы жақтылық тербелислериниң жийилигиге ғәрзели болып шықты. Жақтылық ағысы үзлики структураға иие болады екен. Бул жағдай қайтадан фотонлар деп аталатуғын жақтылық бөлекшелери көз-қарасларына алып келди. Ҳәр бир фотон белгili энергияға ғам қозғалыс мұғдарына иие. Фотонның энергиясы $\hbar\nu$ ге тең. Бул жерде ν - жақтылықтың жийилиги, \hbar арқалы сан мәниси $6,624 \cdot 10^{-27}$ әрг·сек болған тұрақты шама (Планк тұрақтысы деп аталады) белгиленген. Буннан жийилик қаншама көп болса, фотонның энергиясының да соншама үлкен болатуғынлығы келип шығады. Киши жийиликтердеги нурланыу үшын (көринбейтуғын инфрақызыл нурлар) фотонлардың энергиялары соншама киши, сонлықтан бундай нурлардың үзлики структурасын табыу қыйын болады; әмелий жақтан олар тек толқынлық қәсийетлерге иие болады. Көзге көринетуғын жақтылық үшын фотонлардың энергиясы үлкен ғам көринетуғын жақтылық нурлары бир үақытта корпускулалық қәсийетке де, толқынлық қәсийетке де иие. Жүдә киши толқын ұзынлығына иие нурлар үшын (рентген нурлары ғам радиоактив элементлер тәрепинен нурландырылатуғын нурлар) фотонлардың энергиялары салыстырмалы үлкен ғам, сонлықтан, олардың корпускулалық қәсийетлери аңсат бақланады.

Жақтылық бир үақытта корпускулалық қәсийетке де, толқынлық қәсийетке де иие. Физиканың буннан былай рајағланыуы бундай екиленийдин, яғни корпускулалық ғам толқынлық қәсийетлерге иие болыудың тек жақтылыққа ғана тән емес, ал басқа қәлелеген элементар "бөлекшелердин" ағысы - айырым атомларға, электронларға да ҳ.т.б. үшын да тән екенлиги белгili болды. Механикалық көз-қараслар менен шекленийге тырысатуғын илим үшын бундай екилений түснікли емес. Көп санлы буржуазия физикleri үшын бундай екилений материалистлик көз-қараслардан бас тартыўға, "жақтылық" пенен "материя" түсніклерин бир бирине қарама-қарсы қойыўға, себеплилік принципинен ҳ.т.б. бас тартыўға алып келди ...

А. Ф. Иоффе Н. И. Добронравов пенен бирліктे элементар фотоэффект бойынша бир қатар тәжирийбелерди қойды, бул тәжирийбелер жақтылық энергиясының порциялар түринде жұтылатуғынлығын ғам ҳәр бир порцияның Планк тұрақтысы \hbar пенен жақтылықтың жийилиги ν дың көбеймесине тең екенлигин көрсетti.

С. И. Вавилов жақтылық ағысларының олардың үзлики структурасы менен байланыслы болған флутиуацияларын визуаллық бақлаўға мүмкіншилик беретуғын ұсылды ислеп шықты.

Д. С. Рождественский өзиниң аномаллық дисперсия ғам атомлардың теориясы бойынша жұмыслары менен спектрлер ҳақындағы тәlimаттың рајағланыуына үлкен үлес қосты.

Москалы физиклер Л. И. Мандельштам менен Г. С. Ландсберг комбинациялық шашыраў деп аталатуғын жақтылықтың шашырауының жаңа түrin ашты; бул құбылыс

жақтылық пенен затлардың өз-ара тәсир етисиүү процесслердин түсниниүде үлкен әхмийетке ийе...

§ 251. Жақтылықтың шағылысы ўю менен сыныў нызамлары. Оптикалық құбылыслардың ең бириңи нызамлары жақтылық нурларының туұры сзызықты тарқалатуғынды ұзақтықтағы көз-қараслардың тийкарында табылды. Олар шағылысқанда жақтылықтың тарқалыў бағытының өзгериүине ҳәм жақтылықтың бир мөлдир орталықтан екиншисине өтийиндеги тарқалыўына тийисли.

Жақтылықтың тарқалыў бағытының өзгериси жақтылық еки мөлдир заттың аралығындағы тегис шегара арқалы өткенде, мысалы ҳауа менен шийшениң ямаса шийше менен сүйдің ҳ.т.б. арасындағы шегара арқалы өткенде бақланады. Бундай жағдайда түсетуғын AB нұры еки нурға ажыралады: шағылысқан BC ҳәм сынған BD нұрына ажыралады.

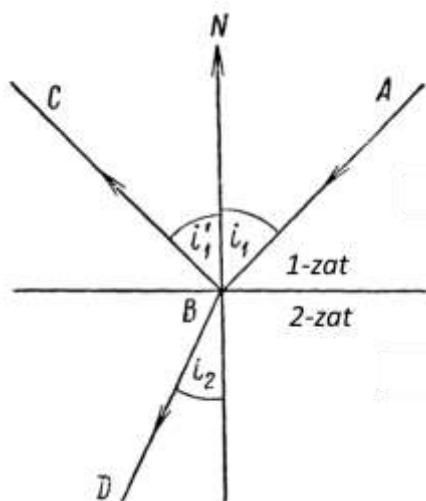
Шағылысқан нурдың бағытын анықтайтуғын нызам Евклидтиң заманында белгили еди (бизиң әрамыздан бұрынғы III әсир). BC шағылысқан нұры түсиўши AB нұры ҳәм түсиў ноқатындағы бетке нормаль BN менен бир тегисликтиң бетинде жайласады. Бундай жағдайда шағылысқан нур нормалдың екинши тәрепинде жайласады; шағылысы ўю мүйеши i'_1 түсиў мүйеши i_1 ге тең:

$$i'_1 = i_1. \quad (1)$$

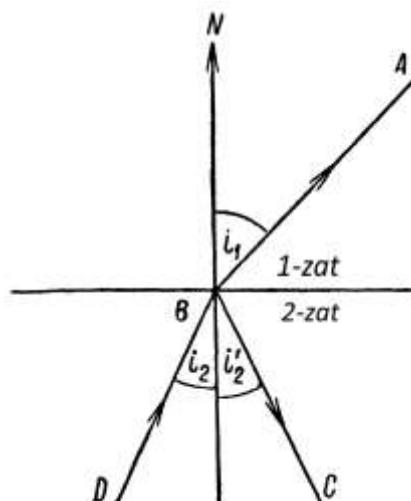
Ал сынның нызамына келсек, онда оның дәл анықламасы әдеүир кейинирек, атап айтқанда XVII әсирдинң басында берилді. Сыныў нызамы бойынша BD сынның нұры (2-сүйрет) түсиўши AB нұры, түсиў ноқатында бетке түсирилген BN нормалы менен бир тегисликте жатады; түсиў мүйеши i_1 дин синусының сынның мүйеши i_2 ниң синусына қатнасы заттың берилген жұбы ушын тұрақлы шама болып табылады:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}. \quad (2)$$

n_{21} шамасы екинши заттың бириңи затқа салыстырғандағы салыстырмалы сынның көрсеткиши деп аталады.



2-сүйрет. Еки мөлдир заттың арасындағы шегарадағы жақтылықтың шағылысы ўю менен сынныўы.



3-сүйрет. Еки мөлдир заттың арасындағы шегарадағы жақтылықтың шағылысы ўю менен сынныўы.

Тәжирийбелер жақтылық екинши заттан шегаралаушы бетке i_2 мүйеши менен түсетуғын болса, онда екинши заттан бириңи затқа өткенде

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}$$

қатнасына сәйкес i_1 мүйеши менен сынатуғынлығын көрсетеди (3-сүйрет). Бирақ, екинши тәрептен

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n_{12} \quad (2a)$$

теңлиги орынланады деп болжайға болады. Бул теңликте n_{12} арқалы биринши заттың екинши затқа салыстырғандағы салыстырмалы сыныў көрсеткиши болып табылады. (2)-хәм (2a) формулаларын салыстырып, n_{12} ҳәм n_{21} коэффициентлеринің арасындағы байланысты таба аламыз:

$$n_{12} = \frac{1}{n_{21}}. \quad (3)$$

Солай етип, биринши заттың екинши затқа салыстырғандағы сыныў көрсеткиши менен екинши заттың биринши затқа салыстырғандағы сыныў көрсеткиши бир бирине кери шамалар болып табылады екен.

Қандай да бир заттың бослыққа салыстырғандағы сыныў көрсеткишин берилген заттың абсолют сыныў көрсеткиши деп аталады. Әдette "абсолют" сөзин айтпайды ҳәм бундай жағдайда берилген заттың сыныў көрсеткиши ҳақында гәп етеди.

Бир бирине тийип түрған ҳәм құйлы болған мәлдир затлардан соғылған A ҳәм B тегис-параллель пластинкаларын қараймыз (4-сүйрет). Мейли, биринши пластинкаға нур бослықтан i мүйеши менен түсетеүін болсын. Еки зат арқалы өтип, жақтылық i' сыныў мүйешин пайда етип, қайтадан бослыққа өтеди. Тәжирийбелер $i' = i$ теңлигинин орынлатуғынлығын көрсетеди, яғни жақтылық дәслепки бағытына параллель бағытта шығады екен.

Бөліп түрған үш шегараға избе-из сыныў нызамын қолланып, мынаны аламыз:

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = n_1, \quad \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}, \quad \frac{\sin i_2}{\sin i'} = \frac{1}{n_2}.$$

Бул теңликлерде n_1 менен n_2 лер сәйкес биринши ҳәм екинши затлардың сындырыў коэффициентleri, ал n_{21} болса екинши заттың биринши затқа салыстырғанда сындырыў коэффициентleri болып табылады. Биринши еки теңліктен мынаған ийе боламыз:

$$n_{21} = \frac{1}{n_1} \cdot \frac{\sin i}{\sin i_2}.$$

ал соңғы теңлик мынаны береди:

$$\frac{\sin i'}{\sin i_2} = n_2.$$

Буннан $i' = i$ шәрти тийкарында

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$$

теңлигине ийе боламыз.

Солай етип, биз буннан еки заттың салыстырмалы сындырыў коэффициентиниң олардың абсолют сындырыў коэффициентлерниң қатнасына тең екенлигине ийе боламыз.

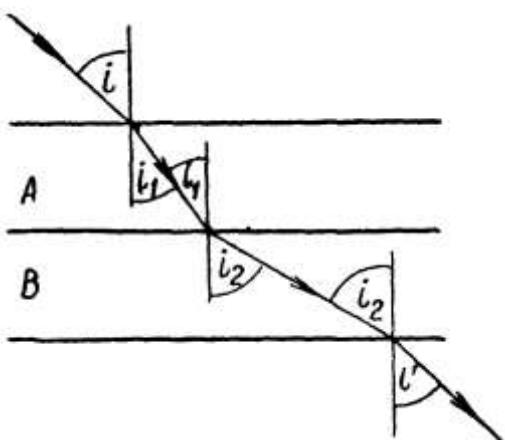
Буннан кейин еки мәлдир заттың шегарасындағы жақтылықтың сыныў нызамының мынадай түрге енетуғынлығын көремиз:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (5)$$

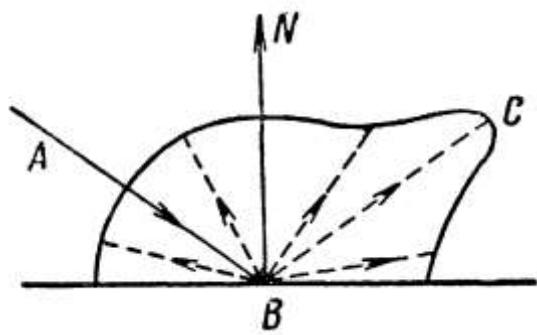
Бул теңлікти симметриялы түрде былайынша жазамыз:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2. \quad (5a)$$

Жақтылықтың шағылышының тек еки мөлдир заттың шегарасында ғана орын алып қоймай, қәлеген затта да жақтылықтың белгилі шамадағы шағылышының бақланады. Полировкаланған заттар жақтылықты еки мөлдир заттың шегарасындағы жақтылықтың шағылышының нызамындағы етил шағылыштырады: келип түскен нурдың бағыты і мүйеши менен анықланатуғын болса, шағылышқан нурдың бағыты усы і мүйешине тең, і' мүйеши менен анықланады. Бундай шағылышындың айналық шағылышы деп атайды. Бундай жағдайда шағылышқан нурдың интенсивлиги шағылыштыратуғын беттин тәбияттың байланыслы пүткіллей ҳәр қыйлы бола алады: гүмисленген полировкаланған айна келип түскен нурдың 96 процентине шекем шағылыштыра алады; қара полировкаланған бет түсиүши нурдың 1 процентинен кемин шағылыштырады. Усының менен бирге шағылышқан нурдың интенсивлиги түсиў мүйешинен де ғәрэзли.



4-сүйрет. Мөлдир еки тегис-параллель пластинкалар арқалы өткенде нурлардың сынышы.



5-сүйрет. Жақтылықтың диффузиялық шағылышындағы интенсивликтиң тарқалыши.

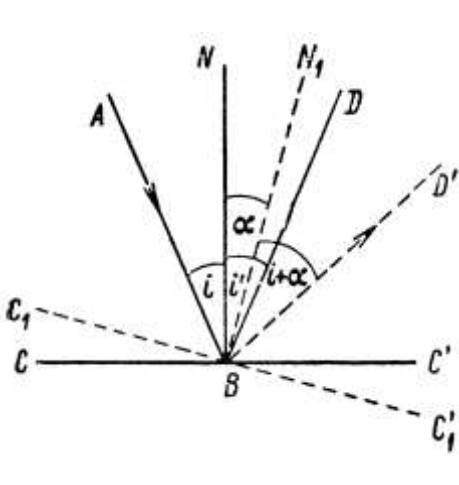
Айналық шағылышы менен бир қатарда диффузиялық шашырау да орын алады. Диффузиялық шығылышында жақтылық барлық тәреплерге азы-кемли бир текли шашырайды. Түскен жақтылықтың барлық тәреплерге қарай тең өлшеўли шашырататуғын бетти абсолют гүңгірт бет деп аталағы. Дәл абсолют гүңгірт бет тәбиятта жоқ. Абсолют гүңгірт бетке жылтыратылмаған фарфордың, сыйылма сыйылатуғын қағаздың, қардың ҳ.т.б. беттери жақын. Тап сол сыйяқты тек айналық шағылыштыратуғын бетлер де болмайды. Көпшиликтік жағдайларда айналық шағылыштырыў мүйешиниң бағытында шығылышындың максимумы бар болады. Диффузиялық шығылышқан жақтылықтағы интенсивликтиң тарқалышиның графиктиң жәрдеминде көрсетиүге болады: оның ушын түсиў ноқатынан үзынлығы усы бағыттағы шашыраған жақтылықтың салыстырмалы интенсивлигине тең векторларды қойыў керек. Усы векторлардың ушлары арқалы өткерилиген сыйық шағылышқан жақтылықтың тарқалышиның береди. Базы бир шағылыштыратуғын бет ушын үзындай график 5-сүйретте келтирілген. Айналық шағылыштырыў бағытындағы С максимумы берилген денениң абсолют гүңгірт екенligин аңғартпайды: берилген бағытта ол "жылтырайды".

Жақтылық нурларының бағытын өзгертиў ҳәм сүйретлерди алыў ушын хызмет ететуғын оптикалық әсбаплардың дүзилислери жақтылықтың сынышы ҳәм шағылышының нызамларына тийкарланған. Мысалы, жақтылық нурларын жыйнаў ямаса шашыратыў ҳәм объектлердин сүйретин алыўға мүмкіншилик беретуғын линзалардың дүзилисі жақтылықтың сынышы нызамына тийкарланған. Сындырышты ҳәм шағылыштырышты системалардың жәрдеминде сүйретлерди алыўды биз XXVIII бапта таллаймыз.

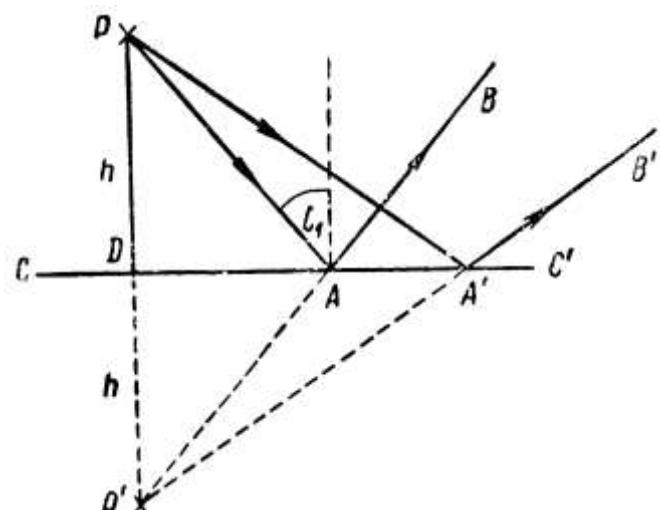
Шағылыстырыў ҳәм сыйнүй нызамларын пайдаланыўға бир неше мысаллар келтиремиз.

1-мысал. Айнаны α мүйешине бурғанда шағылысқан нурдың 2α мүйешине бурылатуғынлығын дәлиллеңиз.

Мейли, AB нұры CC' айнасына i мүйеши менен түсетуғын болсын. Шағылысыў мүйеши $i' = i$ ҳәм шағылысқан нур менен түсиўши AB нұрының арасындағы мүйеш $2i$ ге тең. Айнаны α мүйешине бурғанда (6-сүйрет, бұл сүйретте айнаның жаңа ҳалы C_1C' арқалы белгиленген) BN нормалы да α мүйешке бурылады ҳәм түсиў мүйеши $i + \alpha$ ге тең болады. Ал шағылысқан BD нұры болса түсиўши AB нұры менен $2i + 2\alpha$ шамасына тең. Бурын ол AB нұры менен $2i$ мүйешин жасайтуғын еди, сонлықтан ол $2i + 2\alpha - 2i = 2\alpha$ мүйешине бурылған болып шығады.



6-сүйрет. Айнаны α мүйешине бурғанда шағылысқан нур 2α мүйешине бурылады.



7-сүйрет. Жақтылық тегис айнадан шағылысқанда P' жормал сүйретиниң пайда болыуы.

2-мысал. Тегис айнаның обьект оннан қандай қашықлықта түрған болса, айнадан тап сондай қашықлықта пайда болатуғын жормал сүйретти пайда ететуғынлығын дәлиллеңиз.

Ноқатлық P обьектиниң ноқатлық сүйрети деп усы обьект тәрепинен шығарылған нурлар оптикалық система арқалы өткеннен кейин (ямаса оннан шағылысқанда) қайтадан кесилисетуғын P' ноқатына айтатуғынымызды еске саламыз. Нурлардың өзлери кесилиспейтуғын, ал олардың даўамы кесилисетуғын жағдайларда жормал сүйретлер ҳақында гәп етеди.

P обьектинен шығатуғын (7-сүйрет) ҳәм CO тегис айнаның ықтаярлы A ноқтында шағылысатуғын нурды қараймыз. P ноқтынан айнаның CO тегислигине PD перпендикулярын жүргиземиз. Мейли, AB нұрының даўамы PD перпендикулярының даўамын P' ноқтында кесетуғын болсын. PA нұрының түсиў мүйешин i арқалы белгилеймиз.

DPA ҳәм $DP'A$ үш мүйешліклери бир бирине тең, себеби олар улыўмалық DA тәрепине ииे ҳәм $\angle PAD = \angle P'AD$. Буннан $h = DP' = DP$ тенликлериниң орынлы екенлигин көремиз. PA нұры ықтаярлы түрде сайлап алынғанлықтан, бұл қатнас қәлеген басқа $PA'B'$ нұры ушын да дұрыс, яғни үйнелік нурлардың даўамы айнаның артында тап сондай болған $h = PD$ қашықлығында жайласқан P' ноқтында кесилиседи (обьект айнаның алдында $h = PD$ қашықлығында жайласқан). P' ноқтында нурлардың өзлери емес, ал олардың даўамы кесилисетуғын болғанлықтан, бұл P' ноқты P ноқтының жормал сүйрети болып табылады.

3-мысал. Киши A сыйндырыўшы мүйешке ииे призмаға нур киши мүйеш пенен келип түскенде усы нурдың қандай мүйеш пенен келип түскенлигинен ғәрэзсиз $\delta = A(n - 1)$ мүйешине бурылатуғынлығы дәлиллеңиз (п арқалы призма соғылған заттың сыйндырыў көрсеткиши белгиленген). Призманың бириңи қапталына түсиў мүйешин i_1 арқалы (8-сүйрет), ал сыйнүй мүйешин i'_1 арқалы белгилеймиз. i_2 менен i'_2 мүйешлери болса призманың екінши қапталы ушын түсиў ҳәм сыйнүй мүйешлери болсын. Сыйнүй нызамы бойынша:

$$\sin i_1 = n \sin i'_1, \quad \sin i_2 = n \sin i'_2$$

тенликлери орынлы болады.

Қойылған шәрт бойынша i_1 мүйеши киши, соған сәйкес i'_1 мүйеши де киши. Бирақ сындырышы мүйеш A ның киши болыуына байланыслы i_2 мүйеши де киши болады. Бундай жағдайда синусларды өзинин мүйешлери менен алмастырыға болады ҳәм соңғы қатнаслар мынадай түрге енеди:

$$i_1 = ni'_1, \quad i_2 = ni'_2. \quad (6)$$

Биз излеп атырған бурылыў мүйеши δ сыртқы $\triangle BCD$ мүйеши болып табылады. Демек, оның шамасы үш мүйешликтин оның менен байланыслы болмаған басқа еки мүйешлеринин қосындысына тең:

$$\delta = (i_1 - i'_1) + (i_2 - i'_2).$$

Буннан (6)-теңдиктиң тийкарында мынаған иие боламыз:

$$\delta = i'_1(n - 1) + i_2(n - 1) = (n - 1)(i'_1 + i_2). \quad (7)$$

E ноқатында N_1 ҳәм N_2 нормалларының кесилисүйиниң салдарынан пайда болған мүйеш призманың сандырышы мүйеши A ға тең. Соның менен бирге ол $\triangle BED$ сыртқы мүйеши болып та табылады. Буннан

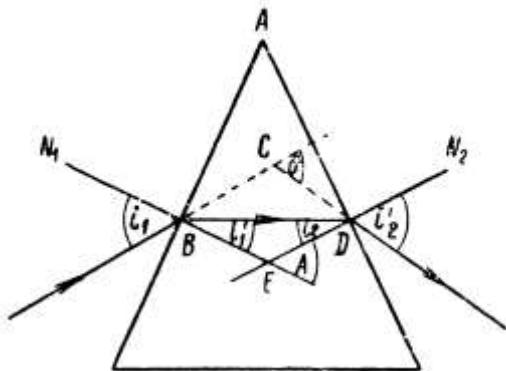
$$i'_1 + i_2 = A$$

теңдигине иие боламыз. $i'_1 + i_2$ тың мәнисин (7)-теңдикке қойып

$$\delta = A(n - 1) \quad (8)$$

формуласының орынлы екенлегин табамыз. Усы теңдиктин дұрыс екенлегин дәлиллеу қерек еди.

8-сүйрет. Нурлардың призмадағы сыныўы.



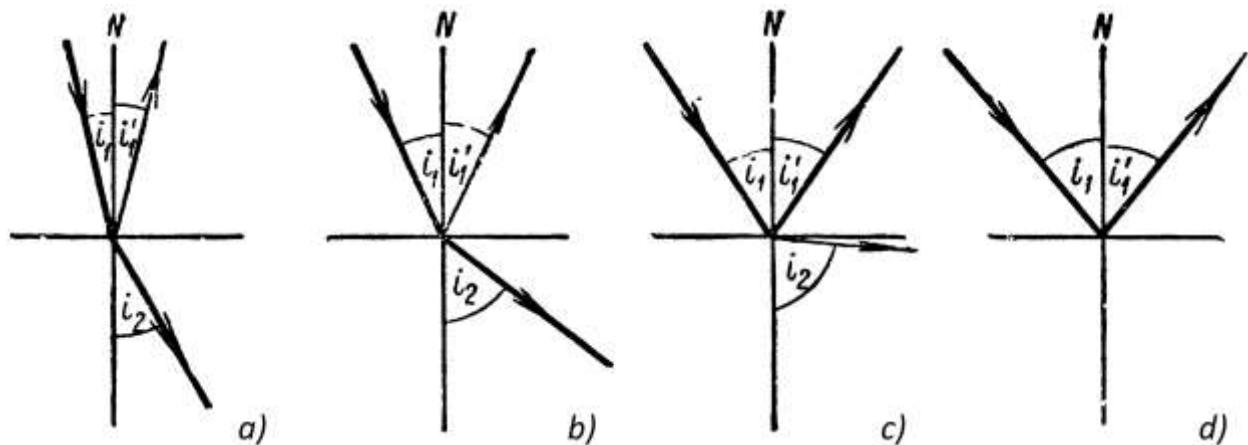
§ 252. Толық ишки шығылсысы. Жақтылық сындырыш коэффициенти киши болған заттан (оптикалық тығызлығы киши болған) сындырыш коэффициенти үлкен болған затқа (оптикалық тығызлығы үлкен болған) затқа өткенде нормалға жақынласады. Керисинше, оптикалық жақтан тығыз болған заттан, оптикалық тығызлығы кем болған орталықта өткенде нур нормалдан қашықласады. Әлбетте, бундай жағдайда $\pi/2$ ден киши болған сондай түсіү мүйеши i_{sh} бар болып, i_2 сыныў мүйешинин шамасы $\pi/2$ ге тең болады, яғни ынған нур жылжышы нүрға айланады. Тәжирийбелер $i_1 > i_{sh}$ теңсизлиги орынланғанда ынған нурдың болмайтуғынлығын көрсетеди: түскен нур толығы менен шағылышады. Бул құбылысты толық ишки шағылсысы деп атайды. i_{sh} мүйешин шеклик мүйеш деп атайды. Шеклик мүйеш i_{sh} тиң мәниси $i_2 = \pi/2$ талабының тийкарында анықланады, буннан сыныў нызамы бойынша [251-параграфтағы (5)-формула] мынаған иие боламыз:

$$\sin i_{sh} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

Бул теңлеме $n_2 \leq n_1$ шәрти орынланғанда тек i_{sh} мүйешинин затлық мәниси менен қанаатландырылады, буннан толық ишки шағылсысы үдің жақтылықтың оптикалық жақтан тығызырақ орталықтан оптикалық жақтан тығызлығы кем орталықта өткенде жүзеге келетуғынлығы ҳәм оптикалық жақтан тығызлығы кем орталықтан оптикалық жақтың тығызлығы үлкен орталықта өткенде бул құбылыстың жүзеге келийиниң мүмкін емес екенлегин көрсетеди. Мысалы, жақтылық шийшеден ҳауға өткенде толық ишки

шағылышыўдың орын алышы мүмкін, ал жақтылық ҳаўадан шийшеге өткенде толық ишки шағылышыўдың бақланышы мүмкін емес.

Түсіў мүйешиниң мәниси шеклик мәниске жақынлағанда сынған нурдың интенсивлигі кемейеди, ал шағылышқан нурдың интенсивлигі үлкейеди.



9-сүйрет. Толық ишки шығылышыўдың жүзеге келиўи.

9-сүйретте ҳәр қыилы сыныў мүйешлеридеги оптикалық тығызлығы үлкен болған заттан оптикалық тығызлығы киши болған затқа өткендеги жақтылықтың сыныўы көрсетилген. Нурлардың интенсивлигі нурларды сәүлелендертуғын сызықлардың жуўанлығына сәйкес келеди. 9а сүйрет жақтылықтың киши i_1 мүйеши менен түсійине сәйкес келеди. Бундай жағдайда шағылышқан нурдың интенсивлигі киши, ал сынған нурдың интенсивлигі үлкен. Түсіў мүйешиниң шамасының үлкейиүи менен сынған нурдың интенсивлигі киширейеди (9б сүйрет). Шекли мүйешке жұдә жақын болған түсіў мүйешинде (9с сүйрет) бет бойынша дерлік жылжытуғын нурдың интенсивлигі жұдә әззи, ал шағылышқан нурдың интенсивлигі түсіўши нурдың интенсивлигіне жақын. Шекли i_{sh} мүйешинен үлкен мүйешлерде сынған нур болмайды (9д сүйрет), толық ишки шағылышыў орын алады, жақтылық толығы менен шағылышады.

Оптикалық тығызлығы киши болған заттан оптикалық тығызлығы үлкен болған затқа өткенде ашылыў мүйешиниң шамасы $2i_1$ (10а сүйрет) болған конус түриндеги нурлардың дәстесине екинши затта оған салыстырғанда киши болған ашылыў мүйеши $2i_2$ болған дәсте сәйкес келеди².

Тығызлығы кем болған орталықтағы ашылыў мүйеши π болған дәстеге тығызырақ болған затта ($n_2 > n_1$) $2i_{2sh}$ (10б сүйрет) шамасына тең болған ашылыў мүйеши сәйкес келеди ҳәм ол

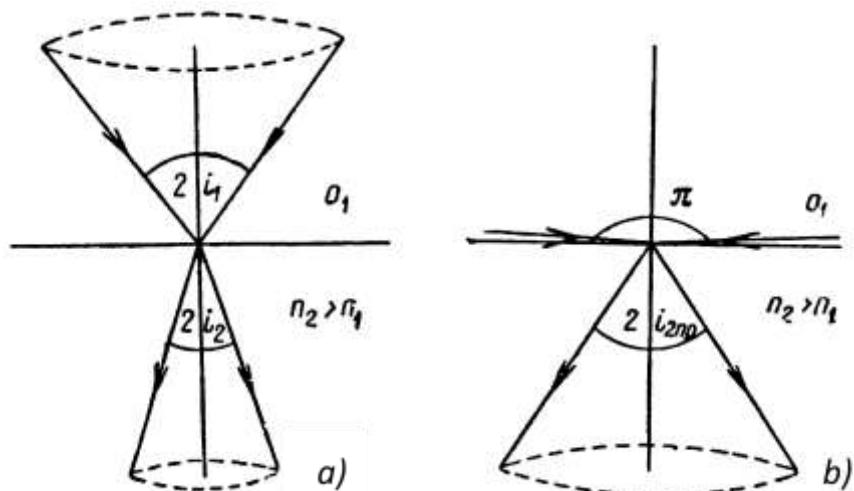
$$\sin i_{2sh} = \frac{n_1}{n_2}$$

шәртін қанаатландырады. Усыған сәйкес сүйдің ишинде жоқары қарап отырған адам аспанды мүйешлик радиусы $i_{2sh} = \arcsin \frac{n_1}{n_2}$ шамасына тең болған дөңгелек дақ түринде көреди. Ҳаўа ушын $n_1 = 1$, ал суў ушын $n_2 = 1,33$. Бундай жағдайда $i_{2sh} = 49^\circ$. Ашылыў мүйеши 49° болған конустың шеклеринен сыртта сүйді ҳаўадан келетуғын нурлар тарқалмайды.

Толық ишки шығылышыў құбылышы оптикалық әсбапларда шағылышыўларды алышын кең түрде қолланылады. 11-сүйретте нурды 90° қа буратуғын толық ишки шағылышыў

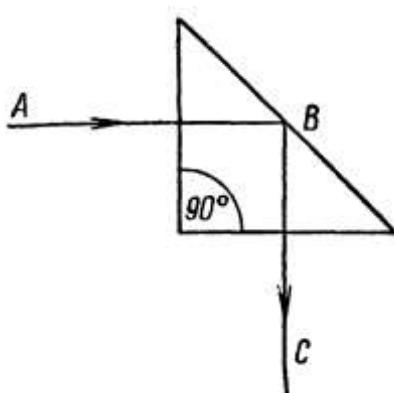
² Усының менен бирге сынғанда дәсте бир ноқатта кесилисетуғын нурлардың дәстеси болмай қалады.

орын алатуғын туұры мүйешли призма көрсетилген. AB нұры B ноқатында толық ишкі шағылышы үшін жүзеге келтиретуғын толық ишкі шағылышын призмасының ишиндеңи нурлардың жүрислері келтирилген: призмаға жоқарыда келип түсетеуғын 1 нұры сынғаннан кейин төменгі нурға айланады.

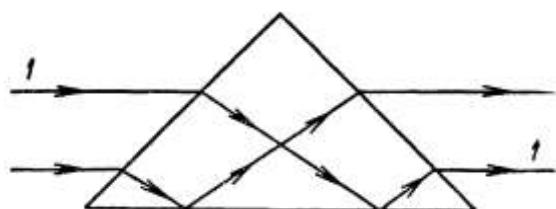


10-сүйрет. Жақтылықтың оптикалық тығыздығы киши орталықтан оптикалық тығыздығы үлкен болған орталыққа өткендеги нурлардың конуслары.

Полировкаланған металл айналарға салыстырғанда толық ишкі шағылышы орын алатуғын призмаларды пайдаланыу шийшениң механикалық ҳәм химиялық орнықлы екенлигине байланыслы артықмашлықта ииे болады; металдан соғылған полировкаланған беттер аңсаттың алғанда, коррозияға үшірайды, тез қараўытады.



11-сүйрет. Толық ишкі шағылышы орын алатуғын туұры мүйешли призма.

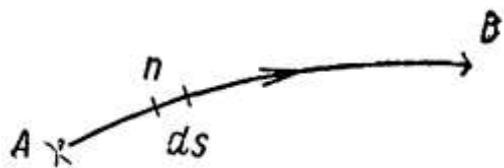


12-сүйрет. Толық ишкі шағылышын призмасының жәрдеминде нурлардың оралығы.

§ 253. Ферма принципи. Оптикалық жақтан бир текли затта, яғни барлық ноқатлары сындырып коэффициентинин бирдей мәниси менен тәрийипленетуғын затта жақтылық туұрысының, яғни берилген еки ноқат арасындағы ең қысқа жол менен тарқалады. Бир заттан екінши затқа өткенде жақтылық шегарада сынады ҳәм шағылышады ҳәм бундай жағдайда жақтылықтың жолы сынықсызықтың жәрдеминде бериледи. Бир ноқаттан екінши ноқатқа өткенде сының коэффициенти n үзликсиз түрде өзгеретуғын бир текли емес заттарда жақтылық нурлары үзликсиз түрде сынып, қысықсызықтарды пайдалады. Усының менен бирге еки заттың арасындағы шегарада би兹 250-параграфта еслетип өткен дифракция құбылышы да жүзеге келеди. Бирақ, бул құбылыштарға итибар бермесек, онда

жақтылықтың бир текли емес орталықтардағы тарқалығы Ферма принципи деп аталағын улыұма принциптиң тийкарында тәрийипленеди (1679-жылды табылған). Ферма принципине анықлама бериү үшін жолдың оптикалық ұзынлығы түснегин киргизиў керек.

13-сүйрет. Оптикалық жолдың ұзынлығын анықлауға.



Бир текли затта оптикалық жол l ҳаққында гәп еткенде жолдың геометриялық ұзынлығы s пенен заттың сындырыў көрсеткиши n ниң көбеймесин түснегиз:

$$l = ns. \quad (1)$$

Бир текли болмаған затта нурдың геометриялық ұзынлығын ишинде сыныў көрсеткиши n ди турақты дег есаплауға болатуғын жүдә киши болған ds кесиндилерине бөлийимиз керек. Бундай жағдайда жолдың оптикалық ұзынлығы мына шама болып табылады:

$$dl = n ds.$$

Ал жолдың барлық оптикалық ұзынлығы барлық dl элементар оптикалық жолларының қосындысына тең болады, яғни мұнадай интегралдың жәрдемінде есапланады:

$$l = \int_A^B n ds. \quad (2)$$

Бул аңлатпадағы интеграл AB иймеклиги бойынша алынады (13-сүйрет, бул иймекликтің бойы менен жақтылық A ноқатынан B ноқатына шекем тарқалады).

Ферма принципи бойынша, жақтылық оптикалық ұзынлығы экстремаллық болған жол бойынша тарқалады (яғни, жолдың шамасы мүмкін болған жоллардың ең минималлық ямаса максималлық ямаса стационар болыўы керек).

Ферма принципи жақтылық бир бири менен шегараласатуғын бир текли айырым участкалардан туратуғын орталықта тарқалған жағдайда да өз күшинде қалады.

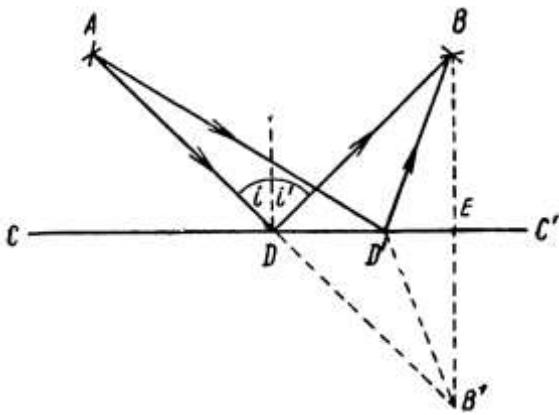
Жолдың оптикалық ұзынлығының экстремаллық шәрти (2)-интегралдан алғынған вариацияның нолге тең болыў шәртине алып келинеди:

$$\delta \int_A^B n ds = 0. \quad (3)$$

Бул аңлатпа Ферма принципиниң математикалық формулировкасы болып табылады.

Бир қатар дара жағдайларды қараймыз ҳәм усы жағдайлардағы Ферма принципиниң дүрыс екенligине көз жеткеремиз.

Мысалы, егер жақтылық CC' бетинде шағылышып A ноқатынан B ноқатына өтетуғын болса (14-сүйрет), онда шағылышыў нызамы орынланғанда жақтылықтың жолының ұзынлығы минималлық болады.



14-сүйрет.

Тегис айнада шағылышқанда ABD оптикалық жолының узынлығы $AD'B$ оптикалық жолының узынлығынан киши.

Хақыйқатында да, шағылышсың нызамына сәйкес келетүүн ADB жолы менен бир қатарда басқа $AD'B$ жолын да қараймыз. B ноқатынан шағылыштырышы бетке BE перпендикулярын өткеремиз ҳәм оның дауамында $EB' = EB$ кесиндисин түсиремиз. D ҳәм D' ноқатларын B' ноқаты менен тутастырамыз. Бундай жағдайда BDE ҳәм $B'DE$ үш мүйешликлери бир бирине тең. Буннан $DB = DB'$ теңлиги келип шығады. Тап үсүндай жоллар менен $D'B = D'B'$ теңлигин де аламыз. Буннан ADB жолының узынлығы

$$AD + DB = AD + DB', \quad (4)$$

ал $AD'B$ жолының узынлығының

$$AD' + D'B = AD' + D'B' \quad (4a)$$

Буннан кейин сызылмадан ADB' мүйешиниң мынадай шамаға тең екенлиги келип шығады:

$$\angle ADB' = i + i' + (90^\circ - i') + (90^\circ - i').$$

Бул аңлатпада i менен i' сәйкес түсүй ҳәм шағылышсың мүйешлери болып табылады. Шағылышсың нызамы бойынша $i = i'$, буннан $\angle ADB' = 180^\circ$ теңлигине ийе боламыз. Демек, ADB' сызығы түрү болып табылады, усыған сәйкес $AD'B'$ сызығының D ноқаты менен сәйкес келмейтуүн D' ноқатының қәлеген орны ушын сыйық сызық болып табылады. Қәлеген еки ноқат арқалы өтетуүн сыйық сызықтың узынлығы усы ноқатларды тутастыратуүн түрүнүң узынлығынан үлкен болғанлықтан, (4)- ҳәм (4a) теңликтерден мынаны аламыз:

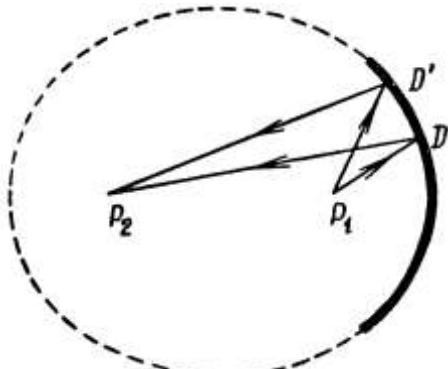
$$AD + DB < AD' + D'B. \quad (5)$$

Биз қарап атырған жағдайда жақтылық бир текли орталықта тарқалады ҳәм оның оптикалық жолы геометриялық жолдан тек тұрақлы n көбейтишисине (сындырыў көрсеткиши) ғана айрылады. Сонықтан (5)-теңлик (бул теңлик бойынша жолдың геометриялық узынлығы ADB қәлеген басқа $AD'B$ жолдан киши) шағылышсың нызамы орынланатуүн жағдайда жолдың оптикалық узынлығының минималлық екенлигин көрсетеди.

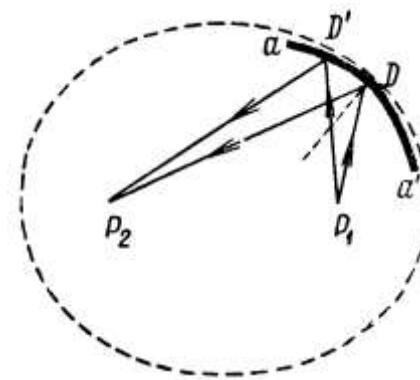
Оптикалық узынлықтардың стационарлық жағдайына айланыў эллипсоиды формасына ийе болған ойыс айналық беттеги шағылышсың сәйкес келеди. Мейли, жақтылық эллипсоидтың фокусларының бириnde жайласқан P_1 ноқатынан шығатуүн болсын (15-сүйрет). Бундай жағдайда айнаның қәлеген D ноқатында шығысқанда ол екинши P_2 фокусына келип түседи. Эллипстик белгили қәсийети бойынша эллипстик фокусларынан оның бойында жатырған қәлеген ноқатқа түсирилген радиус-векторлардың қосындысы тұрақлы болады ҳәм буннан P_1DP_2 жолының узынлығының басқа қәлеген $P_1D'P_2$ жолының узынлығына тең болатуулығы келип шығады. Бул белгилеўлерде D' арқалы эллипслик айнада жатырған қәлеген ноқат.

Ақырында, шағылышқанда оптикалық жолдың узынлығы максималлық болатуүн ойық бетти көз алдымызға келтириүге болады. Мейли, айланыў эллипсоидының фокусынан нур

эллипсоидтың D ноқатында шағылысатуғын (16-сүйрет, эллипсоидлық бет пунктір менен көрсетілген) ұмб бүннан кейин эллипсоидтың екінши фокусы арқалы өтетуғын болсын. D ноқатында эллипсоидтың бетине урынба бағытланған, Бирақ басқа бөлімлери айланыў эллипсоидының ишинде жайласқан aa' ойыс бетин жүргиземиз. Бундай жағдайда P_1D нұры aa' бетинен де шағылысқан нұр болады. Бирақ, D' ноқаты эллипстің ишинде жайласқан болғанлықтан, басқа қәлеген $P_1D'P_2$ жолының ұзынлығы P_1DP_2 жолының ұзынлығынан киши болады.



15-сүйрет. Эллипсоидтың бетиндеги нұрлардың шағылысы: P_1DP_2 ұмб $P_1D'P_2$ оптикалық жолларының ұзынлықтары бирдей.



16-сүйрет. aa' бетинде шағылысқан P_1DP_2 нұрының оптикалық жолының ұзынлығы $P_1D'P_2$ нұрының оптикалық жолынан үлкен.

Жақтылық еки бир текли заттың тегис шегарасында сынған жағдайда оптикалық жолдың экстремаллық шәртін қанаатландыратуғынлығын көрсетемиз.

Мейли, ADB нұры D ноқатында сынатуғын болсын (17-сүйрет), оның түрған орнын AC перпендикулярының тийкарынан баслап есапланған x кесиндисинің жәрдемінде анықтаймыз. B ноқатынан ажыратып түрған шегараға перпендикуляр өткөремиз ұмб CE кесиндисин p арқалы белгилеймиз. A ұмб B ноқатларының қәлеген жубы ушын p кесиндиси турақты.

ADB нұрының оптикалық ұзынлығы мынаған тен:

$$l = n_1 AD + n_2 BD. \quad (6)$$

Бул аңлатпада n_1 ұмб n_2 арқалы сәйкес бириňши ұмб екінши заттың сындырыу қоэффициентлері белгіленген.

Сүйреттен мынадай теңліклерді аламыз:

$$AD = \sqrt{h_1^2 + x^2}, \quad BD = \sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}.$$

Бул теңліклерде h_1 ұмб h_2 арқалы AC ұмб BE перпендикулярлардың ұзынлықтары белгіленген. AD ұмб DB лардың мәнислерин (6)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$l = n_1 \sqrt{h_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}. \quad (7)$$

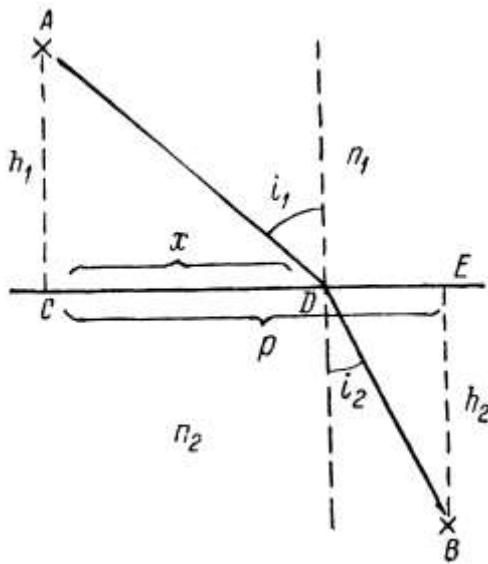
l оптикалық жолының экстремаллық шәрті $\frac{dl}{dx} = 0$ теңлигинин орынланатуғынлығынан ибарат. (7)-аңлатпаны дифференциаллап, мынаны аламыз

$$\frac{dl}{dx} = n_1 \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - n_2 \frac{p - x}{\sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}} = 0. \quad (8)$$

Бирақ, сүйреттен

$$\begin{aligned} \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} &= \sin i_1, \\ \frac{p - x}{\sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}} &= \sin i_2 \end{aligned}$$

теңликлеринин орынлы екенлегин көремиз. Бул теңликлерде i_1 менен i_2 шамалары сәйкес түсіў ҳәм шағылышыў мүйешлери болып табылады.



17-сүйрет.

Сыныў нызамы орынланатуғын жағдайда ADB оптикалық жолының ұзындығы минималлық.

Буннан (8)-теңлик бойынша

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

теңлигине иие боламыз. Демек, экстремаллық шәртин қанаатландыратуғын жолдың сыныў нызамын қанаатландыратуғының көремиз. Екинши түүндігінде белгиси бойынша бул жолдың минималлық екенлегин аңсат тексерип көриў мүмкін.

§ 254. Жақтылықтың тезлигін өлшеў. 1607-жылы Галилей биринши болып жақтылықтың тезлигин анықлаўға тырысты. Галилей қолларында фонарлары бар бақлаушыларды еки бийиктиң басына жайластырды. Фонарлардың алдын ашып-жабатуғын дүзилислер менен тәмийинленген. Оны ашыў арқалы биринши бақлаушы екинши бақлаушыға жақтылық жиберген. Ал бул екинши бақлаушы жақтылық сигналын аңғарып, өзиниң фонарының алдын ашқан ҳәм биринши бақлаушыға сигналды жиберген. Жақтылықтың тезлигинин шекли екенлигинен сигнал биринши бақлаушыға базы бир Δt шамасына кешигип келийі керек. Егер еки бийиктиң арасындағы алға ҳәм кери бағыттағы қашықтық $2L$ ге тең болса, онда жақтылықтың тезлигі $c = 2L/\Delta t$ шамасына тең болыўы керек. Тәжирийбелердин барысында Δt үақытының шамасы екинши бақлаушы сигналды көреп, фонарының алдын ашаман дегенше кеткен үақыттан киши болып шықсан. Галилейдин тырысыўларының сәтсиз болып шығыўы жақтылықтың тезлигинин шекли болған жағдайда жүдә үлкен екенлигин көрсетти. Буннан кейин көп узамай жақтылықтың тарқалыў тезлиги астрономиялық бақлаулардың тийкарында табылды, ал кейиниrek жақтылықтың тезлигин жердеги шарайтларда өлшеўдин мүмкіншилиги тууылды. Бослықтағы жақтылықтың тезлигі тийкарғы физикалық константалардың бири болып есапланатуғынлығына байланыслы, биз хронологиялық тәртипте жақтылықтың тезлигин анықлаудың бир неше усылын таллаймыз.

1. Рёмердин астрономиялық усылы. 1676-жылы Париж обсерваториясының астрономы Юпитердин жолдасларының тутылышының дұрыс дәүйирлигинин бузылатуғынлығын аңғарды. Жер жылышың бир ярымында еки тутылышың арасындағы үақыт қысқарақ, ал жылдың екинши ярымында еки тутылышың арасындағы орташа үақыттан үзыннырақ болады екен. Бул құбылыс жақтылықтың тарқалыў тезлигинин шекли екенлиги бойынша түсіндіриледи. Мейли, J Юпитерден келетуғын жақтылық нұрының бағыты А ноқатында Жердин орбитасына түсирилген урынбаның бағыты менен сәйкес

келетуғын болсын (18-сүйрет). Егер Жер сол A ноқатында Юпитерден үзақласатуғын болса, онда жақтылықта Жердин қозғалысынан қаралып тұры келеди ҳәм еки тұтылдың арасындағы үақыт T' еки тұтылдың арасындағы ҳақыйқай T_0 үақытқа салыстырғанда үлкен болады:

$$T' = T_0 + \Delta t.$$

T' үақыты Жердин Құяштың дөгерегинде айланып дәйирине салыстырғанда киши болғанлықтан, Жерди T' үақытының ишинде Δt нұрының бағытында қозғалады деп есаплауға болады. Сонықтан, Δt кешигиүи Жердин T_0 үақыты ишинде орбита бойынша қозғалып жолының өтиў ушын кеткен үақытқа, яғни $\Delta t = \frac{v}{c} T_0$ шамасына тең болады. Бул теңдикте v арқалы Жердин орбита бойынша қозғалып тезлигі, ал c арқалы жақтылықтың тезлигі белгиленген. Буннан

$$T' = T_0 + \frac{v}{c} T_0 \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз. Тап сол сыяқты, Жер Юпитерге жақынлайтуғын B орнында еки тұтылдың арасындағы үақыттың аралығы T'' ҳақыйқай үақыт T_0 ден Δt шамасына киши болады:

$$T' = T_0 - \frac{v}{c} T_0. \quad (2)$$

Жер шары басқа орынлар арқалы өткенде кешигиү менен алға озындың шамалары киши болады.

(1)- ҳәм (2)-тендемелерди c ға қарата шешип, мынаны аламыз:

$$c = \frac{T' + T''}{T' - T''} v.$$

Бул қатнас тұтылдың арасындағы максималлық ҳәм минималлық үақыт аралықтары және Жердин орбита бойынша қозғалыс тезлиги v бойынша жақтылықтың тезлигі c ны табыуға мүмкіншилик береди.

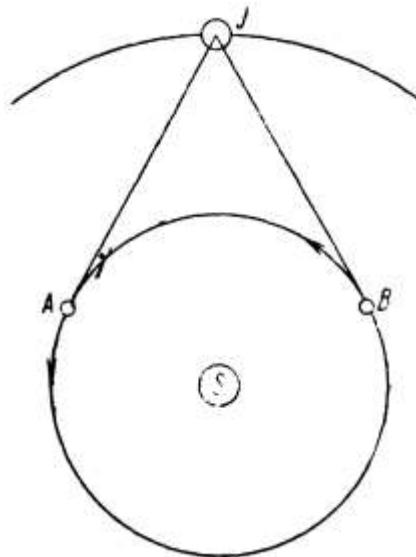
Рёмердин өлшеүлері жақтылықтың тезлигі ушын 215 000 км/сек шамасын берди. Ҳәзирги үақытлардағы астрономиялық өлшеүлердин тийкарында жақтылықтың тезлигі ушын 300 000 км/сек шамасына жақын мәнис алынады.

2. Жулдызлық аберрация усылы. XVIII əсирдин басында астрономлар "қозғалмайтуғын" жулдызлардың координаталарының киши дәйирили өзгеретуғынлығын тапты: жулдызлар аспан гүмбезинде жер жылышының барысында $\Delta\phi = 40,9''$ мүйеш пенен көринетуғын ҳәм барлық жулдызлар ушын бирдей ярым көшерге ийе эллипсті сымбады екен. Эллипстің созылғанлық дәрежеси жулдыздың эклиптика тегислигиге салыстырғандағы жайласыуынан ғәрзели; эклиптика тегислигиге перпендикуляр тегисликті жататуғын жулдызлар ушын эллипс ең киши эксцентриситетке, ал эклиптика тегислигинге жататуғын жулдызлар ушын эллипс туры сызыққа айланады екен.

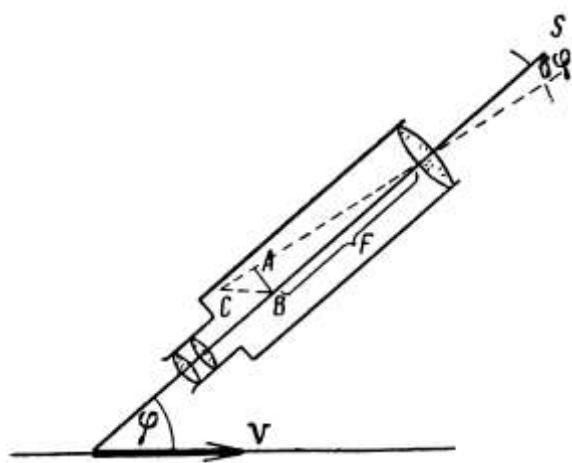
Жулдызлық аберрация атамасына ийе болған бул құбылыс жақтылықтың тезлигинин шекли екенлигі менен байланыслы. Мейли, S жулдызына қарай бағытланған ҳақыйқай бағыт Жердин тезлигі менен v тезлигин қурайтуғын болсын ҳәм бул жулдыз көшери усы жулдызға қарай бағытланған ҳақыйқай бағытқа сәйкес келетуғын телескоптың жәрдемінде бақланатуғын болсын (19-сүйрет). Жердин қозғалысының салдарынан B жулдызының сүйрети телескоптың көшерине салыстырғанда бир қанша бурылған болады ҳәм ол C ноқатына келип түседи. Себеби жақтылық трубаның ишинде қозғалатуғын Δt үақытының ишинде телескоп Жер менен биргеге v тезлигинде бағытында қозғалады. Усыған байланыслы, BC кесиндисиниң узынлығы Δt үақыты ишинде телескоп Жер менен биргеликті өтетуғын жолдың узынлығына тең. Буннан $BC = v\Delta t$ теңлигинин орынлы болатуғынлығы келип шығады. Жулдыздың сүйрети телескоптың бас фокаллық тегислигинге алынатуғын болғанлықтан, $\Delta t = F/c$ теңдігі орынлы болады. Бул теңдикте F - телескоптың объективиниң фокуслық қашықлығы, c - жақтылықтың тезлигі. Буннан

$$BC = \frac{v}{c} F \quad (3)$$

теңлигіне ийе боламыз.



18-сүйрет. Жақтылықтың тезлигін Юпитердин жолдасларының тутылышы бойынша анықлау.



19-сүйрет. Жулдыздық аберрация.

Жулдыздың сүйрети B ноқатында емес, ал C ноқатында алынатуғын болғанлықтан жулдыз турғандай болып көринетуғын бағыт ҳақыйқый бағытқа салыстырғанда $\delta\varphi$ мүйешине бұрылған болып шығады. Аберрация мүйеси деп аталатуғын бұл мүйеш, 19-сүйретте көринип турғанындей,

$$\delta\varphi = \frac{AB}{F} = \frac{BC \sin(\angle ACB)}{F}$$

қатнасының жәрдемінде алынады. ACB мүйешинин шамасы $ACB = \varphi - \delta\varphi$, $\delta\varphi$ мүйешинин шамасы киши болғанлықтан, жуғық түрде

$$\angle ACB = \varphi, \quad \delta\varphi = \frac{BC \sin \varphi}{F}$$

теңликлерине ийе боламыз. Бұл теңликлерге BC ның орнына оның (3)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып, мынадай шаманы аламыз:

$$\delta\varphi = \frac{v}{c} \sin \varphi. \quad (4)$$

Буннан аберрация мүйешинин телескоптың фокуслық қашықтығы F тен ғәрэзли емес, ал Жердин тезлиги v , жақтылықтың тезлиги c ҳәм φ мүйешинен ғәрэзли екенлиги келип шығады. Жердин орбитасы бойынша жыллық қозғалысының барысында Жердин тезлиги v менен жулдызға қараған бағыт үзлиksiz өзгеретуғын болғанлықтан, жулдыздың көзге көринетуғын орны аспан гүмбезінде эллипсты пайда етеди. $\sin \varphi$ тың абсолют мәниси бойынша ең үлкен шамасы $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ҳәм $\varphi = \frac{3\pi}{2}$ шамаларында алынатуғын болғанлықтан, эллипстің үлкен ярым көшеринин мүйешлик шамасы $\Delta\varphi$ (4)-аңлатпа бойынша мынаған тең:

$$\Delta\varphi = \frac{v}{c} \sin \frac{\pi}{2} - \frac{v}{c} \sin \frac{3\pi}{2} = 2 \frac{v}{c}.$$

Буннан, жақтылықтың тезлиги c үшін

$$c = \frac{2v}{\Delta\varphi}$$

аңлатпасын аламыз.

Жоқарыда келтирилген $\Delta\varphi$ мәниси ҳәм Жердин орбита бойынша қозғалыс тезлиги v ны билиү арқалы жақтылықтың тезлиги c ны анықлауға болады. Усындау усылдың жәрдеминде $c = 303 000$ км/сек мәниси алынды.

3. Тисли дөңгелек усылы. Жердеги шарайтларда жақтылықтың тезлиги биринши рет Физо тәрепинен 1849-жылы тисли дөңгелектин жәрдеминде өлшениди. Бул усыл, шын мәнисинде, Галилей тәрепинен усынылған усылға сәйкес келеди, тек екинши бақлаушы айна менен, ал жақтылық дерегиниң алдындағы ашып-жабатуғын дүзилис тез айланатуғын тисли дөңгелек пенен алмастырылған. Тисли дөңгелек жақтылықтың алдын жабады ҳәм ашады. Тисли дөңгелек усылының схемасы 20-сүүретте келтирилген. S дерегинен шыққан жақтылық ярым гүмисленген A айнасында дөңгелектин аа' тислериниң арасынан өтеди, буннан кейин M айнасына жетип, кейин қарай шағылышады ҳәм ярым гүмисленген A айнасы арқалы өтеп, B бақлаушысының көзине түседи.

Егер тисли дөңгелекти айланысқа келтирсе, онда жақтылық M айнасына барып және қайтып келетуғын Δt ўақытының ишинде дөңгелек базы бир мүйешке бурылып үлгереди. Егер, бундай жағдайда тистин арасынан өткен жақтылық жақын тис пенен алмасатуғын болса, онда шағылышқан жақтылық иркиледи ҳәм бақлаушы жақтылықты көрмейди. Егер дөңгелек тислердин арасындағы қоңылас аралық арқалы өте алатуғын болса, онда бақлаушы жақтылықты қайтадан көреди. Дөңгелектин тезлиги үлкейгенде жақтылық қайтадан жоғалады.

Δt ўақытының шамасын өлшеүге болады. Оның ушын, мысалы, M айнасынан қайтып келген жақтылықтың жоғалатуғын дөңгелектин айланыслар саны v ды табыў керек. Мейли, n арқалы дөңгелектеги тислердин саны белгиленген болсын. Бундай жағдайда

$$\Delta t = \frac{1}{2nv} \quad (5)$$

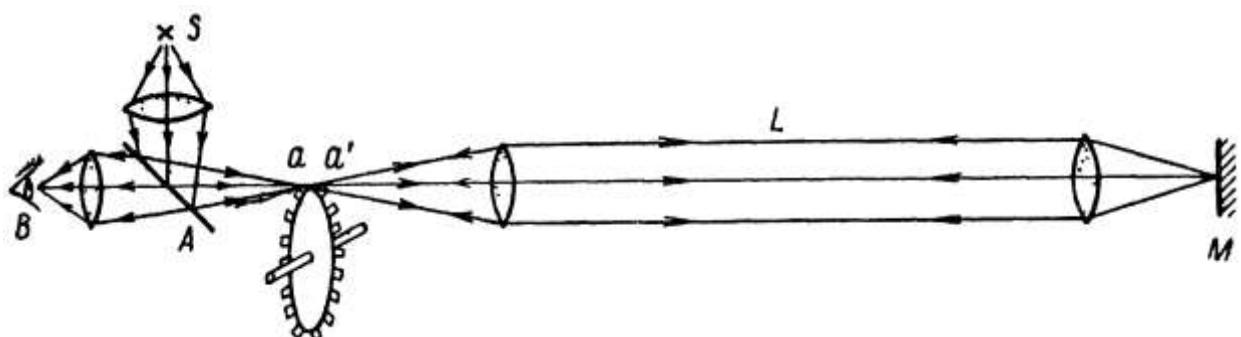
шамасына ийе боламыз. Екинши тәрептен, жоқарыда айтылғанларға сәйкес, бул жақтылықтың L базиси арқалы M айнасына шекем ҳәм оннан қайтқанда басып өтилген жолдың узынлығына тең, яғни оның шамасы мынаған тең:

$$\Delta t = \frac{2L}{c}. \quad (6)$$

(5)-хәм (6)-аңлатпаларды салыстырып

$$c = 4nLv$$

аңлатпасын аламыз.



20-сүүрет. Жақтылықтың тезлигин тисли дөңгелек усылының жәрдеминде анықлау.

Физо $2L = 14$ км қашықлығын алды. Жақтылықтың тезлиги ушын ол 315000 км/сек шамасын алды. Кейинирек тисли дөңгелек усылы менен өлшеўлер үлкен базис пенен қайталанды. $2L = 46$ км болған жағдайда $c = 299 870 \pm 50$ км/сек шамасы келип шықты. Жақында жақтылық дәстесиниң алдын жабатуғын дүзилис сыпатында Kerr құтысы

пайдаланылды (294-сүйрет). Бундай жағдайда базис 15 м ге шекем қысқартылды, яғни ыңғайлық аппаратура лабораторияның шеклеринде жайласады.

4. Айланышты айна усылы (Фуко, 1868-жыл). Айланышты айна усылының схемасы 21-сүйретте берилген. S дерегинен шыққан жақтылық ярым гүмисленген M пластикасы арқалы өтип, сүйреттің тегислигіне перпендикуляр болған O көшеринин дөгерегінде айланатуғын A айнасына келип түседи. Усы A айнасында шағылышып, нур екінши B айнасына келип түседи. Бұл айна ойыс (яғни, майыстырылған) ҳәм O көшери иймеклик көшери арқалы өтеди. B айнасында шағылышып, нур кери қарай қайтады ҳәм S' ноқатында деректин сүйретін береди. А айнасын бурғанда нур B ойылған айнасы бойынша жылжыйды, ол бурынғы бағытта шағылышады, сонлықтан барлық үақытта B айнасында нормал бағытта оның радиусларының бириниң бағытында түседи. Солай етип, А айнасын бурғанда деректин сүйрети S' қозғалыссыз қалады. А айнасы нур ойыс B айнасынан сыртқа шығатуғындай болып бурылғанда S' сүйрети жоғалады. А айнасы айланғанда S' сүйрети өшип-жана баслайды, Бирақ жудә тез айландырылғанда өшип-жаныў сондай тез болып, оны көз ажыраты алмай қалады. А айнасын жеткилики дәрежеде тез айландырылғанда S' сүйрети азмаз аүысады; бул аүысыўдың мәниси мынадан ибарат: жақтылықтың А айнасынан B айнасына жетиўи ҳәм қайтып келийи ушын керекли болған Δt үақытының ишинде А айнасы $\Delta\alpha$ мүйешине бурылып үлгереди. Бундай жағдайда шағылышқан нур $2\Delta\alpha$ мүйешине бурылады (251-параграф) ҳәм B' сүйрети

$$\Delta s = 2\Delta\alpha \cdot l \quad (7)$$

шамасына жылышады. Бұл теңлікте l - жақтылық нұрының C линзасынан S' сүйретине шекемги қашықтық.

Екінши тәрептен, егер ω арқалы A айнасының мүйешлик тезлигин белгилесек, онда бурылыў мүйеши $\Delta\alpha = \omega\Delta t$ шамасына тең болады. Бирақ Δt үақыты болса жақтылықтың А айнасынан B айнасына ҳәм кери бағытта жүриў үақыты болып табылады; бул жолды L арқалы белгилеп

$$\Delta t = \frac{2L}{c}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан $\Delta\alpha$ мүйеши ушын

$$\Delta\alpha = \omega \frac{2L}{c} \quad (8)$$

аңлатпасын аламыз.

(7)- ҳәм (8)-аңлатпалардан жақтылықтың тезлиги ушын

$$c = \frac{4\omega Ll}{\Delta s}$$

аңлатпасын аламыз.

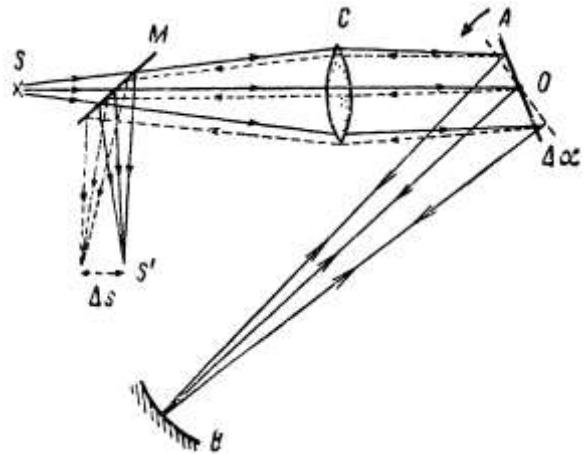
Буннан тиккелей өлшенетуғын ω , L , l ҳәм Δs шамалары бойынша жақтылықтың тезлиги с ны табамыз.

Фуко тәжирийбелеринде L қашықтығының шамасы 4 м ге тең, ал A айнасы болса бир секундта 800 рет айланған. Жақтылықтың тезлиги ушын ол $c = 298\,000 \pm 500$ км/сек шамасын алды. Бул шама дым киши.

1891-жылды айланышты айна усылы менен өткерилиген жаңа өлшеўлер $c = 299\,810 \pm 50$ км/сек шамасын берди.

5. Айланышты призма усылы. Майкельсон шын мәнисинде тисли дөңгелек ҳәм айланышты айна усылларын бириктирип айланышты призма дүзилисін дөретti. Тисли дөңгелек усылында тистиң ортасы ғана жақтылықты жаўып қоймай, тистиң шетлери де жақтылықты жабады ҳәм бул жағдай бул усылдың дәллігін төменлетеди. Сонлықтан сүйретти жоғалыўы моменти дәл анықланбайды. Тап усындағы жағдай тислердин арасындағы қоңсылас орын арқалы өткенде де орын алады: сүйреттің қайтадан пайда

болыў моментин дәл анықлаудың мүмкіншилиги жоқ. Айланыўшы айна усылы да жеткилики дәрежеде дәл емес, себеби бул усылда жұдә киши L базиси алынады; Фуко тәжирийбелериндеги сүүреттөң аўысыўы барлығы болып 0,7 мм ге тең болды. Айланыўшы призма усылы бул кемшиликлерди сапластырады; бул усылдың ұлыўмалық схемасы 22-сүүретте берилген.



21-сүүрет.

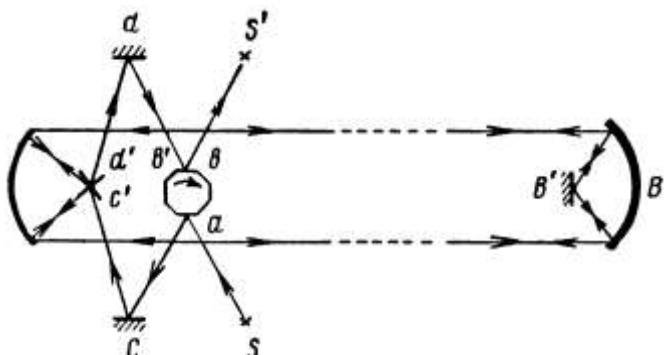
Жақтылықтың тезлигин айланыўшы айна усылының жәрдемінде анықлау.

S' дерегинен шықсан жақтылық полаттан соғылған алты жақлы a призмасында шағылышады ҳәм c ҳәм c' тегис айналардың жәрдемінде ойылған A айнасына жибериледи. Ойылған A айнасынан жақтылық параллель дәсте түринде қоңылас таұда жайласқан шағылыштыратуғын B ҳәм B' айналарына қарай жибериледи. 1926-жылы өткерилген тәжирийбелерде Майкельсон бир биринен 35,4 км қашықлықта жайласқан еки таұдың шыңларын пайдаланды. Екинши таұдың шыңында жақтылық сол орында жайластырылған B ҳәм B' айналарында шығылысып қайтадан A айнасына келип түскен. Буннан кейин d' ҳәм d тегис айналарының жәрдемінде жақтылық b призмасының қаптал бетине қарай жибериледи ҳәм S' ноқатында сүүрет пайда етиледи. Призма қозғалмай турғанда b қапталы a қапталына қарама-қарсы жайласқан. Призманы айландырғанда оның мүйешлик тезлигин бывайынша сайлап алғыуға болатуғын еди: жақтылық базис бойлап алға ҳәм кери қарай тарқалған үақыттың ишинде призманың толық айланыўдың $1/8$ шамасына бурылышы ҳәм b қапталының орнына жақтылықтың шағылышы керек болған b' қапталының келиүи керек. Ҳақыйқатында, b' қапталы b қапталының орнында дәл турмайды ҳәм S' сүүрети бир қанша аўысқан болып шығады. Бул аўысыўдың шамасын өлшеўге болады. Солай етип, басқа усылдағы бир тистиң екинши тис пенен алмасыўы, бул усылда призманың бир қапталының екинши қаптал менен аўысыўы менен алмастырылды; айланыўшы айна усылындағы S' сүүреттің аўысыўы дүзетиўдің хызметин атқарады. Бул жағдай жақтылықтың базис арқалы өтиўи ушын кеткен үақыт Δt ны буннан бурынғы усылларға салыстырғанда дәлирек анықлауға мүмкіншилик берди.

Усындай усылдың жәрдемінде өткерилген өлшеўлер $c = 299\,796 \pm 4$ км/сек шамасын берди.

Жоқарыда тәрийипленген тәжирийбелердин барлығында жақтылықтың ҳаўадағы тезлиги өлшенди ҳәм бослықтағы тезликтің шамасы ҳаўаның сындырыў көрсеткишинин жәрдемінде есаплаўларды жүргизиў жолы менен анықланды (251-сүүрет). Бирақ, үлкен базислерде (бундай базислерде өткерилетуғын өлшеўлердин дәллігі жоқары болады) ҳаўаның бир текли болмауы тәсир ете баслайды ҳәм бослыққа өтиў қыйынласады. Бундай жағдайдан құтылыў ушын Майкельсон 1932-жылы жақтылықтың тезлигин айланыўшы призманың жәрдемінде қайтадан өлшеди. Бул рет ол жақтылықтың ҳаўасы сорып алынған трубадағы тезлигин өлшеди. Трубаның узынлығы 1,6 км шамасына тең ҳәм ондағы

жақтылық алға ҳәм артқа қарай 10 рет жүргизилген. Соныңтан жақтылықтың жүрий жолының улыұмалық ұзынлығы 16 км ге жеткөрілген. Бул жағдайда жақтылықтың тезлигін $c = 299\ 774 \pm 2$ км/сек шамасы алынған.



22-сүйрет. Айланыўшы призма ұсылының жәрдемінде жақтылықтың тезлигин анықлау.

I кестеде ҳәр жақтылықтың тезлигин қыйлы ұсыллар менен өлшеуде алынған нәтийжелер салыстырылған.

1-кесте.

Ұсыл	Жыл	км/сек лардағы жақтылықтың тезлиги
Айланыўшы айна.	1891	$299\ 810 \pm 50$
Тисли дөңгелек.	1902	$299\ 870 \pm 50$
Айланыўшы призма.	1926	$299\ 796 \pm 4$
Керр құтысы ³	1928	$299\ 778 \pm 10$
Айланыўшы призма, жақтылықтың вакуумдағы жолы.	1932	$299\ 774 \pm 2$

Хәзирги ўақытлары жақтылықтың бослықтағы тезлигинин ең итимал мәниси сыпатында

$$c = 299\ 776 \pm 4 \text{ км/сек}$$

мәниси қабыл етилген⁴.

§ 255. Жақтылықтың толқынлық теориясы. Гюйгенс принципи. Кирисиүде биз XVII әсирдин ақырында Гюйгенстің жақтылықтың барлық "бос" кеңісликти толтырып турған ҳәм барлық заттардың ишине киретуғын тутас болған серпимли орталық болған эфирде тарқалатуғын толқын болып табылады деген пикирди айтқанын атап өтип едік. М.В.Ломоносов та тап ұсындағы пикирди қоллап-қүйатлады. Олар жақтылық толқынын эфирде тарқалатуғын механикалық серпимли тербелислер деп есаплады.

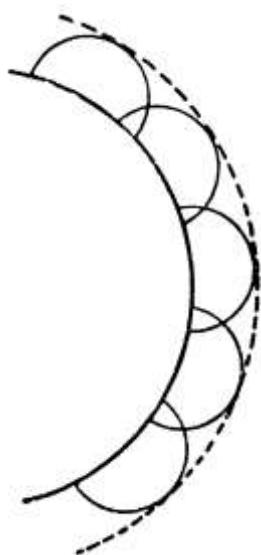
Гюйгенс тийкарынан толқын фронтының тарқалыўы мәселесин қарады ҳәм толқын фронтының орны менен ўақыттың буннан кейинги моментлериндеги орнын анықтайтуғын принципті тапты. Гюйгенс принципи деп аталатуғын билдіреді: толқын фронты келип жеткен қалеген ноқатты элементар толқынлардың өз бетинше дереги деп қарауға болады; толқынның жаңа фронты барлық элементар ярым сфералық толқынларды тутастырыу арқалы алынған сыйық (бет) толқынның жаңа фронты болып табылады (23-сүйрет).

Нурлар толқын фронтына нормал бағытланған туұрылардың семействосы болып табылады.

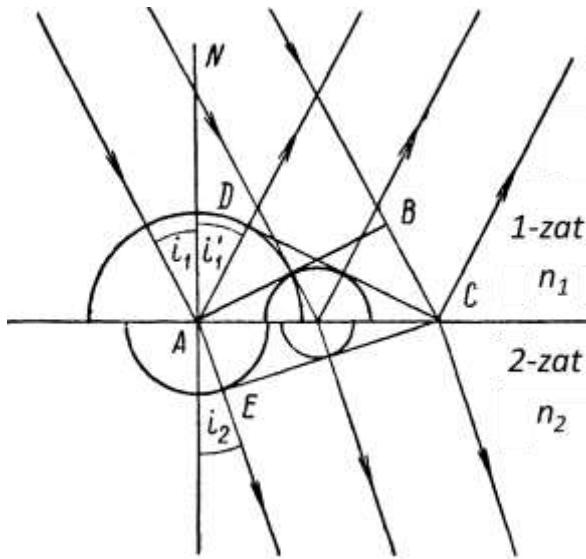
³ Керр құтысының жәрдемінде жақтылықтың тезлигин анықлаудың ұсылы 294-параграфта тәрийипленген.

⁴ Хәзирги ўақытлары қабыл етилген мәниси 299 792 458 м/с шамасына тең (Аўдарыўшылар).

Гюйгенс принцип толқынлық көз-қарастан жақтылықтың шағылышы менен сыйныұы нызамларын түсіндіриүге мүмкіншілік береди. Мейли, сыйндырыў көрсеткишлері n_1 менен n_2 болған еки заттың арасындағы шегараға тегис AB толқын фронты келип түскен болсын (24-сүйрет); бул толқын фронтына AN нормалы менен i'_1 мүйешин жасайтуғын параллель нурлардың дәстеси сәйкес келеди. Гюйгенс принципи бойынша толқын фронты жетип келетуғын ажыратып туратуғын шегараның барлық ноқатлары жаңа сфералық толқынлардың дереклери болып табылады



23-сүйрет. Екинши толқынлардың пайда болыұы.



24-сүйрет. Еки мәлдир заттың арасындағы шегараға шағылышқан ҳәм сыйнған толқынлардың пайда болыұы.

Толқын фронты дәслеп ажыратып туратуғын шегараға A ноқатына жетип келеди. Фронттың екинши шети B ажыратып турған шегараға C ноқатына келип жетемен дегенше A ноқатының әтирапында бириңши затта кери қарай тарқалатуғын радиусы $AD = BC$ шамасына тең ярым сфералық фронт пайда болады. Шегараның аралықтық ноқатларының әтирапларында киши радиусқа ийе ярым сфералық толқынлар пайда болады. Элементар ярым сфералық толқынларға түсірилген урынба DC шағылышқан толқынлардың фронтының бағытын анықлады. Мейли, бул толқын фронтына сәйкес келетуғын нурлар AN нормалы менен i'_1 мүйешин жасайтуғын болсын. Туұры мүйешли ABC ҳәм ADC үш мүйешликтерин қараймыз; Олар улыўмалық AC гипотенузасына ҳәм теңдей $AD = BC$ катетлерине ийе. Демек, $\triangle ABC = \triangle ADC$. Буннан

$$\angle BAC = \angle DCA$$

теңлигине ийе боламыз. Бирақ, $\angle BAC$ түсіү мүйешине, ал $\angle DCA$ шағылышы ү мүйешине тең. Буннан

$$i'_1 = i_1$$

теңлигине, яғни шағылышы ү нызамының орынланатуғындағына ийе боламыз.

Сыйныұы нызамын дәлиллеў ушын еки заттағы жақтылықтың тезлигин есапқа алаңыз. Мейли, бириңши затта жақтылық v_1 тезлиги, ал екинши затта v_2 тезлиги менен тарқалатуғын болсын. Мейли, бириңши затта фронттың B шети B ноқатынан C ноқатына шекем тарқаламан дегенше екинши затта A ноқатының әтирапында

радиусы AE ге тең болған элементар ярым сфералық толқын пайда болады. Бундай жағдайда үрынба EC тегислиги сынған толқынның фронттын анықлады.

A ноқатының әтирапында пайда болған ярым сфералық толқынның радиусы AE тап сол ноқаттың әтирапында биринши затта пайда болған ярым сфералық толқынның радиусы AD ға қатнасы еки заттағы жақтылықтың тезликлеринин қатнасындай болыўы керек:

$$\frac{AD}{AE} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1)$$

AEC туýры мүйешли үш мүйешлигинен мынаған ийе боламыз:

$$\sin \angle ACE = \frac{AE}{AC}. \quad (2)$$

Туýры мүйешли ADC үш мүйешлигинен болса

$$\sin \angle ACD = \frac{AD}{AC} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. (3)- ҳәм (2)-төңликлерди ағзама-ағза бөлип мынаған ийе боламыз:

$$\frac{\sin \angle ACD}{\sin \angle ACE} = \frac{AD}{AE}$$

ҳәм буннан

$$\frac{\sin \angle ACD}{\sin \angle ACE} = \frac{v_1}{v_2}$$

теңлигин аламыз. Бирақ, ACD мүйеши түсіү мүйеши i_1 ге, ал ACE мүйеши болса сыныў мүйеши i_2 ге тең. Буннан төмендегидей қатнас келип шығады:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (4)$$

Затлардың берилген жубы ушын жақтылықтың тезликлеринин қатнасы v_1/v_2 тұрақлы шама, буннан (4)-аңлатпаның сыныў нызамын аңғартатуғыны келип шығады.

(4)-қатнасты сыныў нызамының әдептегидей түри менен салыстырып

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

қатнасын, ал бул қатнастан

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (5)$$

қатнасының орынлы екенлигине көз жеткериўге болады.

Солай етип, толқынлық теория тек ғана сыныў нызамын түсіндірип ғана қоймай, ал сыныў көрсеткишлери менен тарқалыў тезликлеринин арасындағы қатнасты да береди.

(5)-формула бойынша еки заттың сындырыў коэффициентлері олардағы жақтылықтың тарқалыў тезликлерине керип пропорционал екенлиги көринип түр. Оптикалық жақтан тығызырақ болған затта жақтылық оптикалық тығызлығы кемирик болған затқа салыстырғанда киширик тезлик пенен тарқалады.

Бослық ушын сындырыў коэффициенти бирге тең. Буннан қандай да бир заттағы жақтылықтың тарқалыў тезлигі ν ның жақтылықтың бослықтағы тарқалыў тезлигі с менен былайынша байланысқан екенлиги көринип түр:

$$\nu = \frac{c}{n}. \quad (6)$$

Бул қатнаста n арқалы берилген заттың сындырыў коэффициенти белгиленген. Мөлдир денелер ушын $n > 1$ ҳәм, сонлықтан, олардағы жақтылықтың тарқалыў тезлиги бослықтағы тарқалыў тезлигинен киши.

Жақтылықтың корпускулалық теориясы да жақтылықтың шағылысыў нызамы сыныў нызамын түсіндире алады, Бирақ ол сындырыў коэффициентлері менен жақтылықтың тарқалыў тезликleri арасындағы басқа ғәрзеликке алып келеди.

Егер, жақтылық квантлары серпимли денелер сыйқыларының шағылыстырышы бет пенен серпимли соқлығысады деп есаплау жолы менен шағылысыў нызамын түсіндіриүге болады. Биз дийўалға серпимли урылатуғын шардың дийўалдан келип түсиў мүйешине тең мүйеш пенен секиретуғынлығын билемиз (I том, 18-параграф).

Сыныў нызамын түсіндіриў ушын жақтылық биз заттан екинши затқа өткенде жақтылық бөлекшесиниң тезлигинин нормал қураўшысы ν_n өзгереди, ал тангенсиаллық қураўшысы ν_t өзгермейди деп есаплау керек. 25-сүйреттен мынаған иие боламыз

$$\sin i_1 = \frac{\nu_{1t}}{\nu_1}, \quad \sin i_2 = \frac{\nu_{2t}}{\nu_2}.$$

Бул теңликлерде ν_1 арқалы бөлекшелердин биринши заттағы, ал ν_2 арқалы бөлекшелердин екинши заттағы тезлиги белгиленген. Жоқарыда айтылған бойынша $\nu_{2t} = \nu_{1t}$ теңлиги орынлы деп есаплад

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{\nu_2}{\nu_1} \quad (7)$$

қатнасына иие боламыз.

Затлардың берилген жубы ушын тезликлердин қатнасы турақлы шама болып табылады ҳәм (7)-формула сыныў нызамын аңғартады. Бирақ, оны әдеттеги сыныў нызамы менен салыстырып

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

ҳәм буннан

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\nu_2}{\nu_1}$$

қатнасына иие боламыз. Солай етип, корпускулалық теория бойынша еки заттың сындырыў коэффициентлері олардағы жақтылықтың тезликлерине туýры пропорционал. Корпускулалық теория бойынша жақтылық оптикалық жақтан тығызырақ болған затта оптикалық тығызлығы кем болған заттағына қарағанда тезирек тарқалады.

Көринип турғанында, жақтылықтың корпускулалық ҳәм толқынлық теориялары ҳәр қыйлы орталықтардың сындырыў коэффициентлері менен олардағы жақтылықтың тарқалыў коэффициентлері арасындағы ҳәр қыйлы ғәрзеликтерге алып келеди. Бул жағдай еки теорияны да эксперименталлық тексерип көриүге мүмкіншилик береди. Бундай тексериді айланышы айна усылының жәрдеминде келте базисти пайдаланып жақтылықтың тезлигин анықлау мүмкін болғаннан кейин тек 1868-жылы ғана өткерилди. Фуко айланышы A айнасы менен ойыс болған B айнасының арасына (254-параграфтағы 21-сүйрет) суў менен

толтырылған трубаны жайластырды. Бундай жағдайда, суу болмаған жағдайда S' сүүрети көбірек жылысқан: тәжирийбениң нәтийжелери толқынлық теорияның нәтийжелерине сәйкес келди - оптикалық тығызлығы үлкен болған орталықта жақтылық оптикалық тығызлығы киши болған орталықтағыға салыстырғанда әстерек тарқалады екен. Бирақ, толқынлық теория усы үақытқа шекем де жақтылықтың толқын екенлигин дәлиллейтуғын дифракция ҳәм интерференция құбылысларын изертлеўлердин нәтийжесинде беккем фундаментке ийе болған еди.

§ 256. Жақтылықтың интерференциясы. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, XVII әсирдин өзинде жақтылықтың геометриялық сая областына айланып өтетуғынлығы ҳәм жақтылық дәстелериниң қосылыуының нәтийжесинде геометриялық сая областында жақтылы ҳәм қараңғы жолақлардан туратуғын жолақлардың пайда болатуғынлығы белгили болды. Бул құбылыс дифракция құбылысы атамасына, ал жақтылы ҳәм қараңғы жолақлардың пайда болыуына алып келетуғын жақтылық дәстелериниң қосылыуы құбылысы жақтылықтың интерференциясы атамасына ийе болды. Интерференция құбылысынан еки жақтылық дәстесиниң қосылыуының салдарынан олардин бир бирин күштетуғынлығы менен бирге бир бирин ҳәлсирететуғынлығы да келип шығады. Жақтылық ағысының усы қәсийети оның толқынлық тәбиятқа ийе екенлигин көрсетеди: егер бир системаның толқынларының шоғырлары екинши системаның толқынларының шоғырларына сәйкес келетуғын болса, онда толқынлардың еки системасы бир бирин күштеди, ал бир системаның толқынларының ойыс орынлары екинши системаның толқынларының ойыс орынларына сәйкес келген жағдайда толқынлардың ҳәлсиреўи орын алады. Интерференция құбылысы механикалық толқынлар ушын да белгили (мысалы суудың бетиндеги ҳәм серпимли акустикалық толқынлар ушын, I том, 116-параграф). Бирақ, жоқарыда айтылып өтилгениндей, Ньютон жақтылы ҳәм қараңғы жолақлардың пайда болыуын түсіндіриүге тырысқан болса да, оптика областында жақтылық дәстелериниң қосылыуының нәтийжелери биринши рет 1802-жылы Юнг тәрепинен дәл түрде талланды. Ньютон жақтылық жақтылықты жуқа мөлдир қатламларда шағылысың менен олар арқалы өткенде жақтылықтың дәүирли қәсийетиниң бар екенлигин болжады (жеңіл шағылысың ҳәм өтиў "текшелери"). Юнгтың толқынлық идеялары XIX әсирдин биринши ярымында Френель тәрепинен кеңнен раўажландырылды.

Юнг мынадай тәжирийбени исследи: мөлір емес экрандағы киши A тесиги (26-сүүрет) интенсивли дерек тәрепинен жақтыландырылады. Гюйгенс принципи бойынша ол ярым сфералық толқынлардың дереги болып табылады. Бул толқынлар B_1 ҳәм B_2 киши тесиклерине (сандақларына) келип түседи, олар D областында бирин бири жабатуғын толқынлардың дереклері хызметин атқарады. B_1 ҳәм B_2 сандықларында тербелислер оларға келип түсетеуғын бир толқын тәрепинен пайда етилетуғын болғанлықтан, олар бирдей фазада ҳәм бирдей амплитудалар менен тербеледи. B_1 ҳәм B_2 сандықларынан шығатуғын толқынлар D областының ҳәр бир ноқатында олар өткен жолдың узынлығы бойынша анықланатуғын жүрислер айырмасы менен қосылады. Жүрислердин усындағы айырмасына ғәрэзли олар бир

бирин күшетеди ямаса ҳәлсиретеди. Солай етип, жақтылы ҳәм қараңғы жолақлардың избе-из жайласыўы бақланады.

I томның 109-параграфында атап өтилген жағдайлардан келип шықкан ҳалда Юнг тәжирийбесиниң схемасын толығырақ қараймыз: *бирдей дәүирге ийе болған толқынлардың арасындағы жүрислер айырмасы толқын узынлығы λ шамасына тең болған жағдайды тир бири максималлық түрде күшетеди:*

$$\Delta = \pm k\lambda. \quad (1)$$

Бул теңликтегі k - пүтин сан. *Жүрислер айырмасы пүтин сан еселенген ярым толқын узынлығына тең болғанда толқынлар бир бирин максималлық түрде ҳәлсиретеди:*

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (2)$$

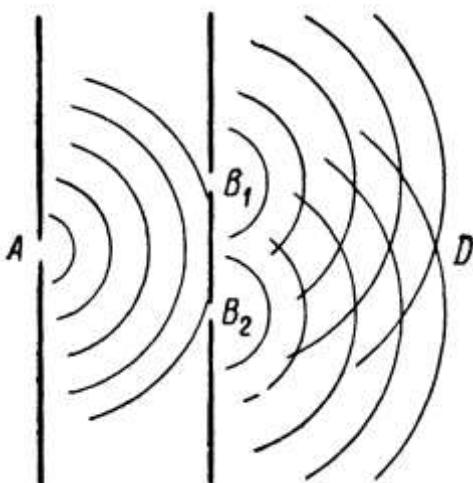
Мейли, толқынлардың B_1 ҳәм B_2 ноқатлық дереклери бир биринен t (27-сүйрет) қашықтығында жайласқан болсын. B_1 ҳәм B_2 ноқатларында тербелислердин фазалары бирдей болады. Толқынлардың интерференциясының нәтийжесин B_1, B_2 ноқатларынан t қашықтығына салыстырғанда әдеүир үлкен болған DD' экранында бақлайық. Экранның орайы A ноқатынан l қашықтығында жайласқан C ноқатындағы толқынлар ушын жүрислер айырмасы Δ ны анықтаймыз. t менен l шамалары L ден көп киши болған жағдай ушын жуўық түрде

$$\frac{\Delta}{t} = \frac{l}{L}$$

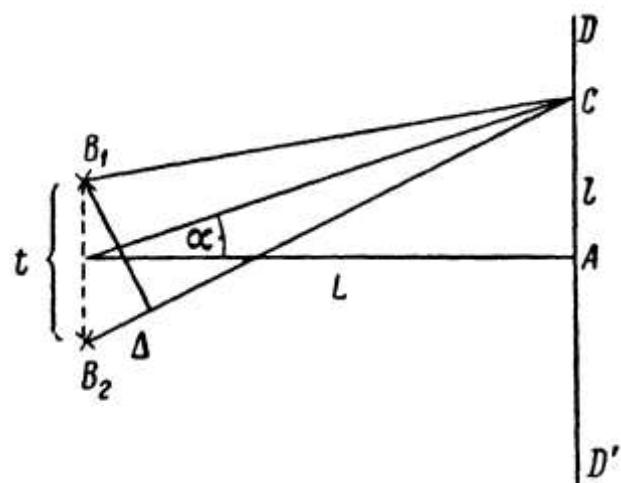
ҳәм бүннан

$$\Delta = \frac{l}{L} t$$

теңликлерин аламыз.



26-сүйрет. Юнг тәжирийбесиниң схемасы.



27-сүйрет. B_1C ҳәм B_2C нурларының жүрислер айырмасын есаплаўға.

(1)-шәрт бойынша

$$\Delta = \frac{l}{L} t = \pm k\lambda \quad (3)$$

теңлиги орынланатуғын болса, онда C ноқатында жақтылы жолақты, ал (2)-шәрт бойынша, егер

$$\Delta = \frac{l}{L} t = \pm (2k + 1) \lambda$$

теңлиги орынланатуғын болса, қараңғы жолақты аламыз.

Буннан экранның ортасы A дан баслап есаплағанда жақтылы жолақтар төмендегидей қашықтыларда жайласады:

$$\Delta l = \pm k \frac{\lambda}{t} L. \quad (4)$$

Бул теңликтеги $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Қараңғы жолақтар жақты жолақтардың арасында жайласады. Қоңсылас жақты жолақтардың арасындағы Δl қашықтығы

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L \quad (4a)$$

шамасына тең.

Жақты жолақтардың түрған орынларын (3)-аңлатпа бойынша $\alpha = \frac{l}{L}$ мүйеши менен де анықлауға болады (27-сүйрет):

$$\alpha = k \frac{\lambda}{t}.$$

Қоңсылас жақты ҳәм қараңғы жолақтардың арасындағы мүйешлик қашықтық $\Delta \alpha$ мынаған тең:

$$\Delta \alpha = \frac{\lambda}{t}. \quad (4b)$$

(4b) теңлигинен жолақтардың арасындағы мүйешлик қашықтықтың $\frac{\lambda}{t}$ қатнасының, яғни толқын ұзынлығы λ ниндереклердин арасындағы қашықтық t да қатнасының жәрдемінде анықланатуғынлығы көринип түр. Бул $\frac{\lambda}{t}$ қатнасының шамасының киши болмауы керек, себеби бул қатнас киши болған жағдайларда интерференциялық жолақтар бир бирине жүдә киши мүйешлик қашықтыларда жайласады. Тәжирийбе жолақтардың арасындағы мүйешлик қашықтықтың сезилерлік болыуы ушын B_1 ҳәм B_2 ноқаттық дереклеринин арасындағы қашықтықтың жүдә киши болыуының керек екенлигін көрсетеди. Мысалы, $\Delta \alpha = 10^{-3}$ қашықтығы (бул $L = 1$ м болған жағдайдағы жолақтар арасындағы 1 мм болған қашықтыққа сәйкес келеди) B_1 менен B_2 саңлақтары бир биринен $t = 0,5$ мм болған қашықтықта жайласқан жағдайға сәйкес келеди. (4b) бойынша

$$\lambda = \Delta \alpha \cdot t$$

теңлиги орынлы болғанлықтан, жақтылықтың ұзынлығының жүдә киши, шама менен $5 \cdot 10^{-5}$ см ге тең екенлигін табамыз.

Ақ жақтылықты бақлағанда $k = 0$ шәрти орынлы болған орайлық жолақтан басқа барлық жолақтар ҳәр қыйлы реңлерге ийе болады ҳәм бақланатуғын жолақтардың саны үлкен емес. Қандай да бир реңдеги жақтылықты бақлағанда жолақтар топ сондай реңге ийе болады ҳәм жолақтардың саны көбейеди. Қызыл жақтылықты бақлағанда жолақтар бир биринен үлкен $\Delta \alpha$ мүйешлик қашықтыларда, ал көк жақтылық пенен өткөрілген бақлауларда киши $\Delta \alpha$ мүйешлик қашықтыларда жайласады. Буннан ҳәр қыйлы реңлерге ийе болатуғын жақтылықтардың ҳәр қыйлы толқын ұзынлықтарына ийе болатуғынлығы келип шығады: қызыл нурлар үлкен, ал көк нурлар болса киши толқын ұзынлығына ийе; ақ жақтылық ҳәр қыйлы толқын ұзынлығына ийе болған толқынлардың, яғни ҳәр қыйлы реңге ийе толқынлардың араласпасынан турады. Өлшеўлер ҳәр қыйлы реңлердин нурларына II кестеде микронларда (миллиметрдин мыңнан бир үлеси) келтирилген толқын ұзынлықтарының шама менен алынған интерваллары сәйкес келеди.

Толқын ұзынлықтары 0,76 мкм ден үлкен ҳәм 0,40 мкм ден киши болған жақтылықты адамның көзи қабыл етпейді. Олардың бириңшилери инфрақызыл, ал екиншилери

ультрафиолет нурлар деп атайды. Қандай де бир белгили болған толқын узынлығына ийе жақтылықты *монохромат жақтылық* деп атайды.

Ақ жақтылықта үлкен k ларда ҳәр қыйлы реңлерге ийе болған жолақлар бир биринин үстине түседи ҳәм тең өлшеўли жақтыландырыуды береди. Ақ жақтылықта интерференциялық жолақлардың аз екенлиги үсы жағдай менен түсндириледи.

II кесте.

Жақтылықтың реңі	Микронлардағы λ толқын узынлықтарының шама менен алынған интервалы
Қызыл	0,76 – 0,63
Қызғылт сары (оранжевый)	0,63 – 0,60
Сары	0,60 – 0,57
Жасыл	0,57 – 0,50
Көк-жасыл	0,50 – 0,45
Көк	0,45 – 0,43
Фиолет	0,43 – 0,40

Юнг тәжирийбесинде B_1 , B_2 ҳәм A саңлақларының киши болыуының керек екенлигин атап өтиў керек. A саңлағының өлшемлери жұдә киши болған жағдайда ғана оннан кейин сфераның бир бөлими болып табылатуғын дұрыс толқын фронты пайда болады. Ал бул жағдай B_1 , B_2 саңлақларындағы тербелислердин фазасының бирдей болыуын тәмийинледи. Усының нәтийжесинде C экранының қәлеген ноқатында бир бири менен қосылатуғын толқынлардың белгили болған жүрислер айырмасы тәмийинленеди. Турақлы фазалар айырмасы болмаған жағдайда экранның бетиндеги белгили бир орында толқынның барлық үақытта күшенийі орын алмайды ҳәм соған сәйкес жолақлардың жайылыуы жүзеге келеди. Экранды бир биринен ғәрэзсиз болған еки дерек пенен жақтыландырғанда экранның ноқатларында турақлы жүрислер айырмасы алынбайды ҳәм бундай жағдайда интерференциялық жолақлар пайда бола алмайды. Бирдей фазада ямаса фазалар айырмасы турақлы болып тербелетуғын дереклер *когерент* дереклер деп аталады. Тек когерентли дереклер ғана белгили болып жайласқан интерференциялық жолақларды береди.

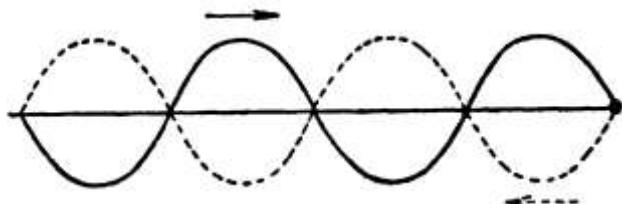
Бир биринен ғәрэзсиз болған еки дерек, мысалы шамлар ямаса электр лампочкалары когерентли емес. Олардың ҳәр бири бир биринен ғәрэзсиз элементар нурланырғышлар болған оғада көп санлы атомлар менен молекулалардан туралы. Еки деректин атомларының тербелислеринин фазаларының арасында ҳеш қандай турақлы қатнас жок. Сонықтан, еки деректин үақытта атомларынан шығатуғын тербелислер бир бирине қосылып, орташа тең өлшеўли жақтыландырыуды береди. Бирақ, усындағы жағдайға қарамастан бир деректен шыққан жақтылықты еки дәстеге ажыратыу жолы менен жасалма түрде когерент дереклер пайда етилетуғын тәжирийбелердин ҳәр қыйлы схемаларын жүзеге келтириў мүмкін. Усында тәжирийбелер кейинирек тәрийипленеди (261-параграф).

§ 257. Турғын толқынлардың пайда болыуы. I томда толқынлардың кинематикасын таллағанда тек бир бағытта тарқалатуғын толқынлардың интерференцияның болып ғана қоймай, бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын толқынлардың интерференциясының болатуғынлығын да көрдик. Бирдей жийиликке ҳәм бирдей амплитудаға ийе болған ушырасыўшы толқынларды қосқанда түйинлердин, яғни тербелислер барлық үақытта бир бирин компенсациялайтуғын орынлардың бар болатуғынлығы менен тәрийипленетуғын турғын толқынлар деп атала туғын толқынлар пайда болады (28-

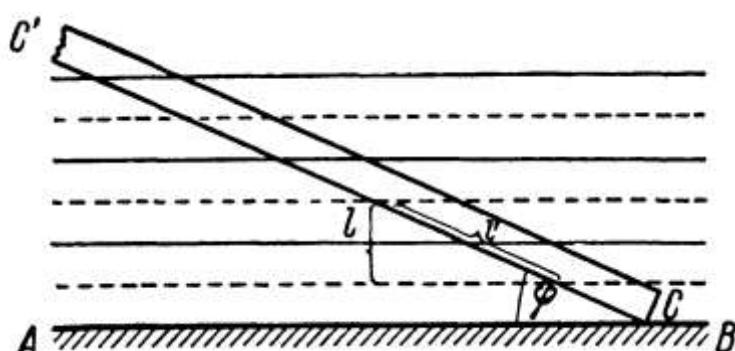
сүйрет). Қоңылас түйинлер бир бириңен $\lambda/2$ қашықтығында жайласады, бир бириңен тап усындағы қашықтықта шоғырлар деп аталатуғын орынлар да жайласады. Түйин менен оған ең жақын шоғырдың арасындағы қашықтық $\lambda/4$ ке тең. Мысалы, механикалық толқынлар областында тардың бойы менен тарқалатуғын толқынлардың оның ушында шағылышының салдарынан пайда болады. Егер тардың ушы бекитилген болса, онда бул орында түйин пайда болады (28-сүйрет). Бул бекитилген үштағы шағылышында ярым толқын узынлығының жоғалығы менен байланыслы.

28-сүйрет.

Бир бири менен ушырасатуғын еки толқынның интерференциясының салдарынан түрғын толқынның пайда болығы.



Түрғын жақтылық толқынлары эксперименттерде бириңи рет О. Винер тәрепинен 1890-жылы бақланды. Толқын узынлығы белгили болған толқын AB металл айнасында шығылыштырды (29-сүйрет) ҳәм түрғын толқынның системасы пайда етилген. Айнаға сүйир ф мүйеши менен шийше CC' пластинкасы жайластырылған ҳәм оның бетинен коллодийден исленген фотографиялық эмульсияның жұдә жуқа қатламы жабыстырылған (қатламның калыңдығы жақтылық толқынның узынлығының $1/20$ бөлегине тең).



29-сүйрет. Айнаның бетинин қасында түрғын толқынлардың пайда болығы.

Шоғырлар пайда болған орынларда (29-сүйретте пунктір менен белгіленген) фотографиялық процесс болып өтеді: химиялық қайта исленгеннен кейин фотопластинканың усындағы орынлары қарауытқан болып шығады; түйинлер пайда болған орынларда эмульсияның қатламы өзгериссиз қалады. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, шоғырлардың арасындағы қашықтық болған l дің шамасы $\lambda/2$ ге, яғни жақтылық толқынның ярмына тең. Фотопластинканың қарауытқан орынларының арасындағы қашықтық l' мынаған тең;

$$l' = \frac{l}{\sin \varphi} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}.$$

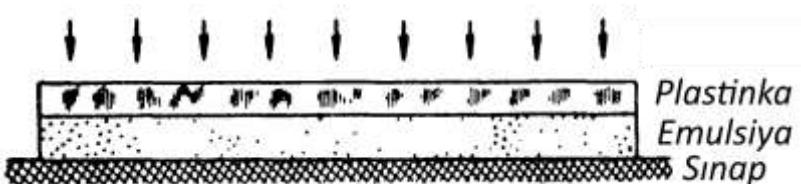
Ф мүйешинин шамасы киши болған жағдайда l' қашықтығының шамасы толқын узынлығы λ ден көп үлкен. Бул жағдай пластинкада пайда болған қара жолақтардың қыйыншылықсыз бақлауға мүмкіншілік береди. Винердин тәжирийбелерінде ф мүйешинин мәниси 1' мм шамасына тең етіп алынды. Бундай жағдайда l' тың мәниси 1 mm шамасында болған. Айнаның бетинин қасында түйин жайласады, ал бул жағдай жақтылықтың айнада шағылышында фазасының π ге өзгеретүғындығын көрсетеді.

Түрғын толқынларда металл шағылыштырышы беттин қасындағы түйиннин пайда болығын фосфоресценция құбылысын пайдаланып бақлауға болады. Оның ушын

шағылыстырышы шийше пластинканың бир бөлімін гүмислейди. Буннан кейин барлық пластинка қалыңлығы жақтылық толқынының узынлығынан киши болған фосфоресцияланышы заттың жуқа қатlamы менен қаплады. Пластинка фосфоресценцияны жүзеге келтире алатуғын узынлығы белгіли болған жақтылық пенен жақтыландырылады. Бундай жағдайда гүмис жоқ орынлардағы фосфоресцияланатуғын заттың қатlamының жақтылықты шығаратуғыны бақланған. Бул құбылыстың мәниси мынадан ибарат: гүмистен жақтылық шығылысқанда түйинлер шағылыстырышы беттиң қасында пайда болады (Шийшениң бетинше шағылысқанда турғын толқынлар пайда болмайды, себеби шағылысқан жақтылықтың амплитудасы келип түскен жақтылықтың амплитудасынан көп киши).

Турғын толқынлардың пайда болығын реңли фотосүретлерди алыў ушын пайдаланыўға болады. Эмульсияның қалың қатlamына ииे Фотографиялық пластинка сынап айнаға тийип турады (30-сүрет). Нормал бағытта түсетуғын жақтылық пластинканың қатlamының ишинде турғын толқынларды пайда етеди. Фотографиялық процесс тек шоғырлар бар болған орынлардаға жүзеге келеди. Нәтийжеде сүретті шығарғаннан кейин пластинканың бетине параллель болған ажыралып шыққан гүмистің бир қатар қатlamлары пайда болады⁵. Егер фотосүрет түсирилгенде пластинка толқын узынлығы λ_1 болған жақтылық пенен жақтыландырылған болса, онда гүмисленген қатlamлардың арасындағы қашықлық $\lambda_1/2$ ге тең. Егер кейин бул пластинканы оның бетине нормал бағытта түсетуғын жақтылықта бақласақ, онда жақтылық гүмисленген қатlamлардың избе-из қатарында шағылысады ҳәм қоңсылас қатlamларда шағылысқан толқынлардың жүрислер айырмасы λ_1 ге тең болады. Егер түсетуғын жақтылық толқынының меншикли узынлығы $\lambda = \lambda_1$ болса, онда шағылысқан толқынлар интерференцияланып, бир бириң күштеди. Толқын узынлығы басқа болған барлық толқынлар ушын жүрислер айырмасы λ_1 ден өзгеше ҳәм, сонықтан, олар бир бириң күштейте алмайды. Ҳақыйқатында да, мейли, мысалы, қоңсылас қатlamларда шығылысқан нурлардың жүрислер айырмасы $\lambda/4$ ге тең болсын. Бундай жағдайда бириңши ҳәм үшинши қатlamларда шағылысқан нурлардың жүрислер айырмасы $\lambda/2$ ге тең болады ҳәм олар бир бириң сөндиреди; тап сол сыйқыл екінши ҳәм төртинши қатlamларда шағылысқан нурлар да бир бириң сөндиреди х.т.б.

30-сүрет. Турғын толқынлардың жәрдемінде реңли фотосүретті алыўдың усылы.

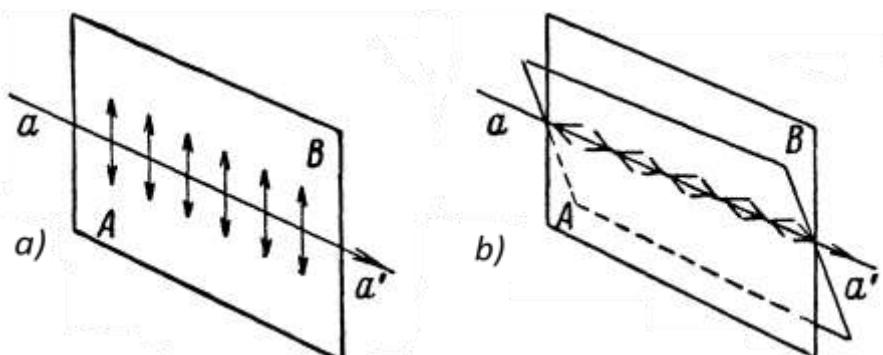


Улыўма жағдайда, қоңсылас қатlamларда шағылысқан толқынлардың жүрислер айырмасы $p\lambda$ шамасына тең болған (бул көбеймdede $p < 1$) улыўма жағдайда бириңши ҳәм k -қатlamларда, екінши қатlam менен $(k + 1)$ -қатlamларда шағылысқан нурлар бир бириң ҳәлсиретеди х.т.б. Бул жағдайда k шамасы мынадай шәртті қанаатландырады $k - 1 = \frac{1}{2p}$.

Егер пластинканы ақ жақтылық пенен жақтыландыратуғын болса, онда усы ақ жақтылықты пайда ететуғын барлық толқын узынлықтарының ишинде $\lambda = \lambda_1$ шәрттін қанаатландыратуғын толқынларға күштеди. Солай етеп, шағылысқан жақтылықта пластинканың реңи фотосүрет түсирилген жақтылықтың реңине сәйкес келеди.

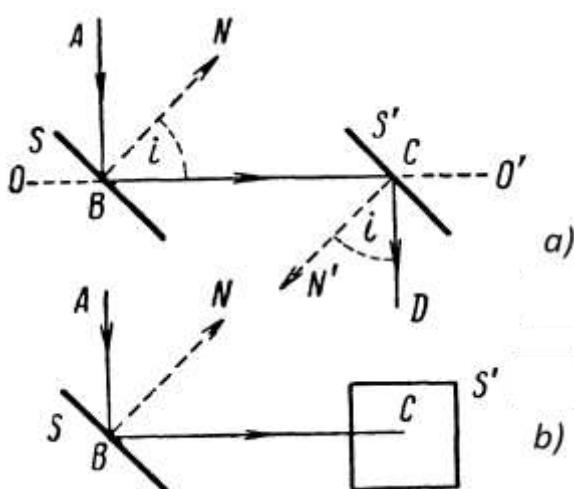
⁵ Фотопластинкада пайда болған жасырын сүреттің көриниүи ушын усы фотопластинканы химиялық жақтан қайта ислейди. Бундай қайта ислеуди рус тилинде "проявление фотопластинки" деп атайды. Сонықтан "проявление" сөзин қарақалпақ тилине айдарғанда "шығарыў" ("сүретті шығарыў") сөзин пайдаланамыз. Бундай жағдайда "проявление фотопластинки" сөзи қарақалпақ тилинде "сүретті шығарыў" сөзи менен алмастырылады.

§ 258. Жақтылықтың поляризациясы. Буннан бурынғы параграфларда тәрийипленген интерференция құбылысын жақтылық нурлары көлденең деп те, бойлық деп те түсіндіриүге болады. Бирақ көлденең ҳәм бойлық толқынлардың арасындағы айырма көринетуғын процесслер де бар. aa' бағытында тарқалатуғын көлденең толқында (31а сүйрет) заттың барлық ноқатлары белгili болған AB тегислигинде тербеледи. Демек, көлденең толқын усы толқынның тарқалыў бағыты арқалы өтетуғын ҳәр қыйлы тегисликтерге қатнасты бойынша ҳәр қыйлы қәсийетлерге иие болады. Бойлық толқында болса тербелислер толқынның тарқалыў бағыты болған aa' бағытында тербеледи ҳәм оның қәсийетлері оның тарқалыў бағыты арқалы өтетуғын қәлеген AB тегислигине қатнасты бойынша бирдей.



31-сүйрет. a) көлденең толқындағы ҳәм b) бойлық толқындағы тербелислердин схемасы.

Жақтылықтың көпшилик дереклери, мысалы қыздырылған денелер тәрепинен шығарылатуғын жақтылықта оның тербелислериниң көлденең характерге иие екенligин көрсететуғын қәсийетлерге иие емес. Жақтылық тербелислериниң көлденеңлигин жақтылық базы бир өзгерислерге ушырағаннан кейин, мысалы мәлдир денениң шегарасынан шағылышқаннан кейин табыўдың сәти түседи. Мейли, AB нұры (32-сүйрет) тегис S бетиниң B ноқатында i мүйеши менен шағылышатуғын, ал буннан кейин S' бетиндеги C ноқатында тап сондай i мүйеши менен екинши рет шағылышатуғын болсын.



32-сүйрет. Еки шийше беттен шағылышқандағы жақтылықтың поляризациясын бақлау.

S' көшерин түсиүши BC нұрының бағытына сәйкес келетуғын OO' көшериниң дәгерегинде турғанда түсиў мүйеши i дің мәниси өзгермейди, ал S түсиў бетине салыстырғандағы S' бетиндеги түсиў тегислигиниң орны өзгереди. Тәжирийбелер CD нұрының интенсивлігиниң еки түсиў мүйешлериниң бир бириндеги салыстырғандағы орынларынан ғәрэзли екенligин көрсетеди: түсиў тегисликтери бир бирине паралель

болған жағдайда CD нұры максималлық (32a сүйрет) ҳәм олар бир бирине перпендикуляр болғанда минималлық интенсивликке ийе (32b сүйрет).

Солай етип, биринши шағылысқаннан кейин жақтылықта шағылысқан нурлардың интенсивлигинин түсиў мүйешиниң ориентациясынан ғәрезлиги бақлана баслайды. Усындағы қәсийетке ийе жақтылықты поляризацияланған жақтылық деп атайды.

i түсиў мүйешиниң белгили бир мәнислеринде ҳәм еки пластинкаға түсиў тегисликлери өз-ара перпендикуляр болған жағдайда нур екинши пластинкада пүткиллей шағылыспайды. Бундай жағдайда жақтылықты поляризацияланған деп аталағы. *Брюстер тәрепинен ашылған нызам бойынша*

$$\operatorname{tg} i = n \quad (1)$$

шәрти орынланғанда жақтылық толығы менен поляризацияланады. Бул теңлікте n арқалы шағылысыў орын алатуғын заттың сындырыў коэффициенти белгиленген⁶. Брюстер нызамын қанаатландыратуғын мүйеш пенен мәлдир беттен шағылысқан жақтылықты түсиў тегислигинде поляризацияланған деп атайды. Поляризация тегислиги ҳақында усындағы түснікті киргизип мынадай гәпти айтыўға болады: поляризация тегислиги түсиў тегислигиге сәйкес келгенде поляризацияланған нурлар максималлық интенсивликте шағылысады; поляризация тегислиги түсиў тегислигине перпендикуляр болған жағдайда нурлар пүткиллей шағылыспайды.

Егер жақтылық толқынларының көлденең екенлигин есапқа алатуғын болсақ, онда жоқарыда келтирілген фактлерди аңсат таллауға болады. Жақтылықтың дереклериниң көпшилиги тәрепинен шығарылатуғын жақтылық толқынларына тербелислер тәртипке түспеген - ҳәр қыйлы тегисликлердеги тербелислер орын алады. Усындағы болып тербелиске сәйкес келетуғын жақтылықты тәбийий жақтылық деп атайды. Толық емес поляризацияланған жақтылықта тербелислердин көпшилиги бир тегисликтен, ал толық поляризацияланған жақтылықта болса, 31a сүйретте көрсетілгендей, тербелислер белгили болған тегисликтен жүзеге келеди. Мәлдир заттың шагарасынан шағылысатуғын жақтылықтың жақтылықтың интенсивлиги тербелислер тегислигиниң түсиў тегислигиден менен қандай мүйеш жасайтуғынлығынан ғәрезли.

Тербелислер тегислигиниң жоқарыда шәртли түрде киргизилген поляризация тегислиги менен сәйкес келетуғынлығы ямаса сәйкес келмейтуғынлығы айқын емес болғанлықтан тербелислер тегислиги менен түсиў тегислиги арасындағы мүйештиң қандай мәнисинде толқынлардың максималлық интенсивлик пенен шағылысатуғынлығы өзинен-өзи айқын емес. Бул мәселени 259- ҳәм 277-параграфларда гәп етилген жақтылықтың электромагнитлик теориясының тиикарында шешіүге болады.

Брюстер нызамы ҳақында гәп еткенде жақтылықты бослық пенен шегараласатуғын мәлдир заттың шегарасына түседи деп есапладық ҳәм тек шағылысқан нурға итибар бердик. Енди жақтылықтың сындырыў көрсеткишлери n_1 ҳәм n_2 болған еки заттың арасындағы шегара арқалы жақтылықтың өтийін толығырақ қараймыз. AB нұры еки заттың шегарасына i_1 мүйеши менен келип түскенде еки нур пайда болады: шағылысқан BC ҳәм сынған BD нурлары. Сынған нур менен нормалдың арасындағы i_2 мүйеши сыныў нызамы тиикарында мынаған тең:

$$\sin i_1 = \frac{n_1}{n_2} \sin i_2. \quad (2)$$

Мейли, түсиўши AB нұры тәбийий, яғни онда қәлеген бағыттағы тербелислер болатуғын болсын. Егер түсиў мүйеши енди

⁶ Ҳақыйқатында, Брюстер мүйеши менен шағылысқанда жақтылық эллипслик поляризацияның ислерине ийе болады ҳәм бул бетте бир текли пленканың бар болыўы менен түсндириледи.

$$\operatorname{tg} i_1 = \frac{n_1}{n_2} \quad (1a)$$

түрине ийе болатуғын Брюстер нызамын қанаатландыратуғын болса, онда бундай жағдайда сынған BD нұры түсіү тегислигіне перпендикуляр болған тегисликте толық емес поляризацияланған болады. Түсиүши тәбийи нурда сынған нур ҳеш үақытта да толық поляризацияланған болмайды. i_1 түсіү мүйеси Брюстер мүйешине тең болса, онда оның поляризациясының дәрежеси максималлық мәнисине жетеди.

Брюстер нызамы орынланғанда (1a) формуласынан мынаған ийе боламыз:

$$\sin i_1 = \frac{n_1}{n_2} \cos i_1.$$

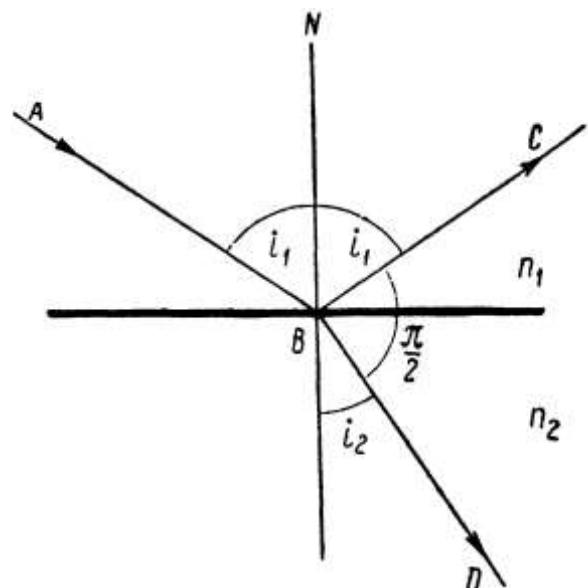
$\sin i_1$ дин ғалым менен мәнисин (2)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$\cos i_1 = \sin i_2.$$

i_1 мүйеси де, i_2 мүйеси де сүйир болғанлықтан, соңғы теңліктен

$$i_1 + i_2 = \frac{\pi}{2} \quad (3)$$

теңлиги келип шығады. Буннан бириңи гезекте жақтылық Брюстер мүйеси менен еки мөлдир заттың шегарасына келип түскенде шағылысқан ҳәм сынған нурлардың өз-ара перпендикуляр болатуғынлығы келип шығады.



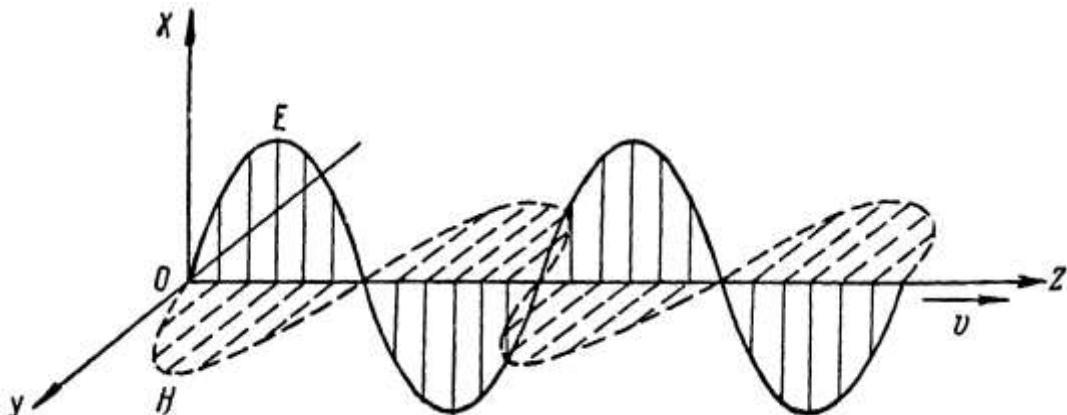
33-сүйрет.

Жақтылық Брюстер мүйеси менен келип түсетуғын жағдайда BC шағылысқан нұры сынған BD нұрына перпендикуляр.

§ 259. Жақтылықтың электромагниттик теориясы. XIX ғасирдин жетпесинши жыллары Максвелл электромагнит толқынларының пайда болығына алып келген электромагнит құбылысларының теориясын рајажландырды (II том, 246-параграф). Электромагнит толқынлары олар ушын мөлдир болған заттардың шегарасында шағылысады ҳәм сынады, дифракция менен интерференция, поляризация құбылысларын жүзеге келтиріди. Электромагнит толқынлары көлденең. Барлық қәсийеттери бойынша олар жақтылық толқынларына үқсас. Электромагнит толқырлары менен жақтылық толқынларының бир екенлигин түпкіликли түрде дәлиллеу ушын олардың бослықта бирдей тезлик пенен тарқалатуғынлығын көрсетиү зәрүр болды. Максвелл теориясы электромагниттик толқынлардың бослықтағы тарқалыу тезлигин есаплауға мүмкіншилік берди. Оның шамасы тоқ күшинин электромагнит бирлигинин электростатикалық бирлигіне қатнасына тең болып шықты. Буннан жақтылықтың бослықтағы тезлигин теория бойынша электромагнит толқынлары тарқалыуы керек болған тезлик пенен салыстырыудың мүмкіншилігі келип шығады. Бундай салыстырыудың мүмкін екенлигине бириңи рет

тоқтың электромагнитлик ҳәм электростатикалық бирликлерин салыстырыудың дәл усынын ислеп шыққан А.Г.Столетов итибар берди. Өзиниң алдын-ала өткерген өлшеүлериниң нәтийжелерин А.Г.Столетов 1876-жылы рус тәбият изертлеүшилериниң съездинде баянлады. Ҳәзиригү үақытлары тоқтың күшиниң электромагнитлик ҳәм электростатикалық бирликлериниң қатнасы жоқары дәллікте өлшенген: оның ушын $(2,9978 \pm 0,0001) \cdot 10^{10}$ см/сек мәниси алынған. Бул шама өлшеүлердин қәтелеклериниң шеклеринде $(2,99776 \pm 0,00004) \cdot 10^{10}$ см/сек шамасына тең болған бослықтағы жақтылықтың тезлигине тең. Усындај жоллар менен әзактылықтың электромагнитлик теориясы пайда болды ҳәм бул кейинирек көп санлы фактлерда тастыйықланды. Олардың бир қатарын бизлер алдымызыда көрсетемиз. Электр vibrаторларының қасында пайда болатуғын электромагнит толқынлары менен жақтылық толқынлары тек толқын узынлығы менен ғана айрылады: электромагнит толқынлардың толқын узынлығының шамасы метрлер, ал жақтылық толқынлары ушын толқын узынлығы $5 \cdot 10^{-5}$ см шамасында. Үлкен узынлыққа ийе электромагнит толқынлары макроскопиялық денелердеги электр зарядларының тербелислериниң, ал жақтылық толқынлары болса атомлар менен молекулалардың ишиндеги электронлардың тербелислериниң салдарынан пайда болады.

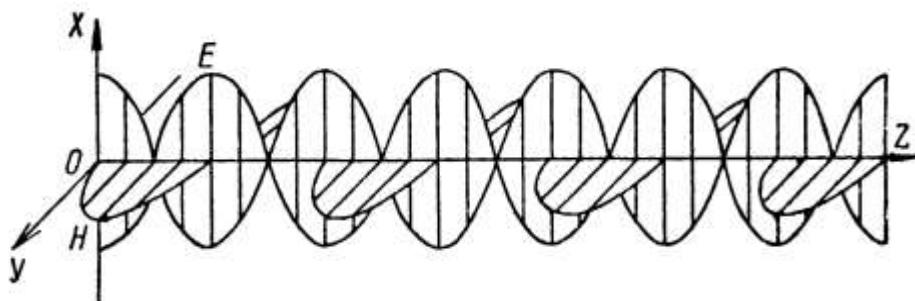
Электромагнит толқын еки вектордың тербелиси менен тәрийипленеди: электр кернеўлиги векторы E ҳәм магнит кернеўлиги векторы H (II том, 246-параграф). Еки вектор да бир бирине перпендикуляр тегисликлерде ҳәм бирдей фазада тербеледи. Толқынның тарқалыў тезлиги v сол еки E ҳәм H векторларының бағыттарына перпендикуляр.



34-сүйрет. Электромагнит толқын.

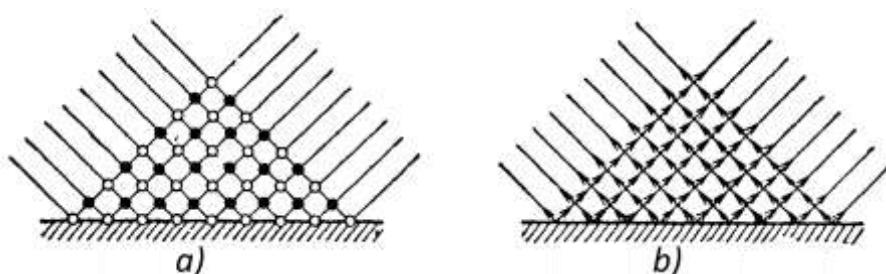
34-сүйретте тутас сызық пенен көрсетилген E векторының тербелислери XOZ тегислигидеги, ал пункттир сызық пенен көрсетилген H векторының тербелислери YOZ тегислигидеги жүзеге келеди, толқын OZ көшериниң оң бағытына қарай тарқалады.

Жақтылықты әфирдеги серпимли тенбелислердин тарқалыўы деп қараған Гюйгенс-Френель теориясы әфирдин әлемкшелериниң тең салмақлық орнынан аүйысыұын анықтайтуғын тек бир вектор менен ис алған барады. Еки мәлдир денениң арасында шағылышқан, сынған ҳәм поляризацияланған нурлардың интенсивлигин анықлауда үлкен қыйыншылықтарға ушырасты. Жақтылықтың еки мәлдир денениң арасындағы шегара арқалы өтийи менен байланыслы болған құбылысларды тәрийиплегендеге түсиўши жақтылықтың қандай бөлімінин шағылышатуғынлығын, қандай бөлімінин сыннатуғынлығын ҳәм шағылышқан және сынған нурлардың поляризацияларының қандай ҳалда болатуғынлығын көрсетиў керек. 251-параграфта шағылышқан ҳәм сынған нурлардың үлеслериниң бир бири менен шегараласатуғын затлардың берилген жубы ушын түсиў мүйешинен ғәрэзли екенлеги көрсетилген еди. Тап усындај болып, нурлардың поляризация ҳалы да жақтылық түсетуғын ҳәм сыннатуғын мүйешлерден ғәрэзли болады.



35-сүйрет. Турғын электромагнит толқыны.

Жоқарыда келтирилген ғәрзеликтердиң барлығын XIX әсирдиң басында Френель биринши болып тапты. Френель серпимли эфир теориясын пайдаланды. Бирақ, еки серпимли заттың арасындағы ажыратып туратуғын беттеги зәрүрли болған шегаралық шәртлерди орынлағанда жақтылық тербелислериниң толық емес бойлық харakterге иие болыуының керек екенлиги келип шығады. Нәтийжеде шағылысқан нурдың түсиў мүйешиниң ҳеш бир мәнисинде толық поляризацияланған болыуы мүмкін емес екенлиги көринеди. Бирақ, бул жағдай тәжирийбелердиң нәтийжелерине қайшы келеди. Пайда болған қыйыншылықтан құтылыў ушын Френелге ҳәр қыйлы затлардағы эфирдин серпимлигін бирдей, ал оның тығызылдығы ҳәр қыйлы деп есаплауға туýры келди. Бирақ бул гипотеза теорияны кристаллар ушын улыўмаластырыўларда бир қатар қыйыншылықтар менен ушырасты. Қарама-қарсылықтарға иие болмаған Френель формулаларын тек жақтылықтың электромагнитлик теориясының тийкарында келтирип шығарылды (277-параграфқа қараңыз). Бундай жағдайда электромагнит теория нурлардың Брюстер мүйеши менен шағылысқанда шағылысқан нурда E векторының түсиў тегислигине перпендикуляр тегисликте, ал магнит майданы болса түсиў тегислигинде тербелетуғынлығын көрсетеди. 258-параграфта Брюстер мүйеши менен шағылысқан нурдың түсиў тегислигинде поляризацияланғанлығы көрсетилди. Солай етип, поляризацияланған толқында электр векторы E нине поляризация тегислигине перпендикуляр бағытта тербелетуғынлығын, ал магнит векторы H тың поляризация тегислигинде тербелетуғынлығы келип шығады.



36-сүйрет. Поляризацияланған жақтылықтағы турғын толқынлар менен өткерилген тәжирийбениң схемасы.

Еки заттың арасындағы шегарада электрлік ҳәм магнитлік векторлары ҳәр қыйлы шегаралық шәртлерге подчиняются бағынады. Бул мынадай жағдайға алып келеди: металл айнаның бетинше шағылысыұдың салдарынан турғын толқынлар пайда болғанда электрлік вектордың шоғырлары магнитлік вектордың түйинлерине сәйкес келетуғынлығы, тап сол сыяқлы магнитлік вектордың шоғырларының электрлік вектордың түйинлерине сәйкес келетуғынлығы келип шығады (35-сүйрет). Айнаның бетинде электрлік E векторы шоғырға, ал магнитлік H векторы түйинге иие. 257-параграфта биз жақтылықтың тегис айнада шағылысыұында пайда болған турғын толқынлардың фотосүйретин түсириў бойынша исленген Винердин тәжирийбелерин

тәрийиплеген едик. Бундай жағдайда айнаның тиккелей бетинде түйин жайласқан еди. Бұннан электрлік вектордың тербелислеринің фотографиялық қатламдағы фитохимиялық тәсирди пайда ететуғынлығы келип шығады; тап усындағы жағдай жақтылықтың басқа да тәсирлерине - люминесценция да, фотоэффектке де, физиологиялық тәсирлерге де тийисли.

Поляризациялық жақтылықтағы түрғын толқынлар менен өткерилген тәжирийбелер жақтылық толқынындағы электрлік вектордың поляризация тегислигине перпендикуляр болған тегисликте тербелетуғынлығы тиккелей көрсетеди. Бул тәжирийбелердин мәниси мынадан ибарат: түсіү тегислигінде поляризацияланған жақтылық металл айнада 45° мүйеш пенен шағылышады. Бундай жағдайда электрлік вектор түсіү тегислигине перпендикуляр тегисликте тербелетуғын болғанлықтан, түсіүши ҳәм шағылышқан толқынларда электрлік векторлардың тербелислері бир бирине параллель болады (36а сүйрет). Сонықтан олар интерференцияланады ҳәм ҳақыйқатында да тәжирийбелерде бақланады. Егер электрлік вектор поляризация тегислигінде тербелетуғын болса, онда түсіүши ҳәм шағылышқан толқынлардағы тербелислердин бағытлары өз-ара перпендикуляр болған (36б сүйрет) ҳәм интерференция орын алмаған ҳәм түрғын толқынлар пайда болмаған болар еди.

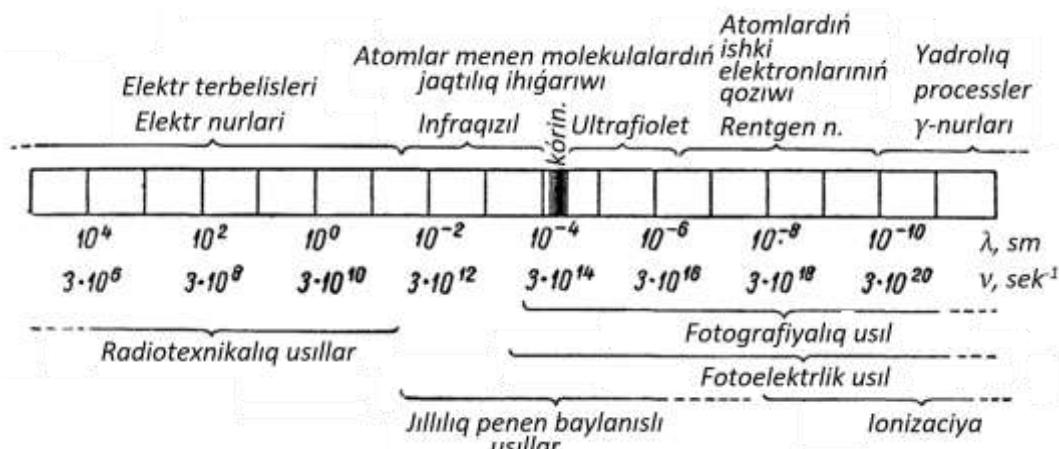
Атомлар менен молекулалар тәрепинен шығарылатуғын толқын узынлықтары адамның көзине тәсир етип субъектив көриү сезимин пайда ететуғын 0,76 мкм дән 0,4 мкм ге шекемги интервал менен шегараланып қалмайды. Электр разрядының тәсиринде жақтылылық шығаратауғын қыздырылған денелер, газлер ҳәм басқа да дереклер толқын узынлықтары 0,76 мкм дән үлкен ҳәм 0,4 мкм дән киши болған тролқынларды да шығарады. Усынның менен бир қатарда макроскопиялық вибраторлардың жәрдемінде ҳәзирғи заман қоздырыў (генерациялаў) усыллары жүдә үлкен болған диапазонда жататуғын электромагнит толқынларын алыўға мүмкіншилик береди. Сондай-ақ, жақтылық толқынларына салыстырғанда әдеўир киши толқын узынлықтарына ийе электромагнит толқынларын қоздырыў усыллары да бар.

37-сүйретте электромагнит толқынларының шкаласы берилген. Орта бөлімінде сантиметрлердеги λ толқын узынлықтары, ҳәм сек⁻¹ лердеги (герцлердеги) v жийиликтер берилген. Жоқарыда қоздырыў, ал тәменде регистрациялаў усыллары көрсетилген. $\lambda = 7,6 \cdot 10^{-5}$ см дән $\lambda = 4 \cdot 10^{-5}$ см ге шекемги интервал көзге тәсир ететуғын жақтылық толқынларына сәйкес келеди. Көзге көринетуғын нурларды ҳәр қыйлы объективлик усыллар менен регистрациялаўға болады: фотографиялық, фотоэлектрлік ҳәм жыллылықты пайдаланатуғын усыллар менен. Көзге көринетуғын нурлардан үлкен толқын узынлықтары тәрепинде көзге тәсир етпейтуғын инфрақызыл нурлар жайласады. Олар жақтылық нурларын шығаратауғын дереклер тәрепинен шығарылады: қызған денелер, электр разрядларында жақтылық шығаратауғын газлер ҳ.т.б. Шама менен $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-4}$ см ге шекемги областта оларды фотографиялық, ал $\lambda = 2,4 \cdot 10^{-4}$ см ге шекемги областта фотоэлектрлік усыллардың жәрдемінде табыўға болады. Универсаллық қәсийети жоқарырақ болған жыллылық пенен байланыслы болған усыллардың жәрдемінде толқын узынлығы $1,5 \cdot 10^{-1}$ см ге, яғни 1,5 мм ге шекемги инфрақызыл нурларды регистрациялаў мүмкін.

Катод лампаларының жәрдемінде электромагнит толқынларды қоздырыўдың ҳәзирғи заман усыллары (II том, 241-параграф) толқын узынлығы бир неше километрден бир неше сантиметрге шекемги электромагнит толқынларын алыўға мүмкіншилик береди. Бундай толқынлар радиотехникада пайдаланылады. 1906-жылы П.Н.Лебедев миниатюралық вибраторлардың жәрдемінде толқын узынлығы $\lambda = 4$ мм болған электромагнит толқынларын алды. М.А.Левитская да миниатюралық вибраторларды пайдаланып толқын узынлығы миллиметрдин оннан бир үлесин қурайтуғын электромагнит толқынларын ала

алды. 1924-жылы В.К.Аркадьев пенен А.А.Глаголева-Аркадьева толқын узынлығы шама менен 0,1 мм болған электромагнит толқынын алды. Генератор сыптында олар майда жүзип жүрген темирдин ұнтағының бөлекшелериниң арасындағы үшқынды пайдаланды. Солай етип, толқын узынлығы миллиметрдин оннан бир үлесине тең электромагнит толқынларын ҳәр қыйлы болған еки үсылдың жәрдемінде регистрациялауға болады екен: ультрақысқа электр нурлары ҳәм узын толқын узынлығына ийе болған инфрақызыл нурлар.

Көзге көринетуғын нурлардан баслап есаплағанда қысқа толқынлар тәрепинде ультрафиолет нурлар жатады. $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-5}$ см болғанға шекем оларды жақтылық нурларын үйренетуғын үсыллардың жардемінде үйренийге болады. $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-5}$ см дең киши толқын узынлықтары обlastында бундай толқынлардың дерлик барлық заттарда, солардың ишинде ҳаўада жутылатуғынлығына байланыслы әдеүір үлкен қыйыншылықтар ушырасады. Бул қыйыншылықтар арнаұлы вакуумлық аппаратураны (вакуум-спектрографлары деп аталатуғын) ҳәм желатина пайдаланылмайтуғын айрықша фотографиялық пластинкаларды пайдаланыў жолы менен сапластырылады. Ҳәзирги үақытлары вакуум-спектрографлардың жәрдемінде ультрафиолет нурлар шама менен $6 \cdot 10^{-7}$ см болған толқын узынлықтарына шекем үйренилген



37-сүйрет. Электромагнит толқынларының шкаласы.

1895-жылы Рентген қатты денелер тәрепинен оларға тез ушатуғын электронлардың ағысы келип түскенде шығарылатуғын нурлардың жаңа түрін ашты. Көзге көринбейтуғын бундай нурлар көп санлы қатты денелерде көзге көринетуғын флуоресценцияны (платиносинеродистлик барий⁷, цинк сульфаты х.б.) жүзеге келтире алады, фотографиялық пластинкаға тәсір етеди ҳәм ҳаўаны ионластыра алады. Ҳәзирги үақытлары рентген нурларын қоздырыў ушын вакуумлық трубкалар қолланылады ҳәм олардағы электронлардың дереги болып қыздырылған *K* катоды хызмет етеди (38-сүйрет). Катодқа қарама-қарсы тәрепте электронлар келип урылатуғын антикатод деп аталатуғын массасы үлкен қатты дene жайластырылады. Электронларға зәрүрли болған тезликти бериў ушын *K* катоды менен *A* анодының арасына шама менен бир неше онлаған мың вольт шамасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түсириледи. Рентген нурларының дереги болып антикатодтың бети хызмет етеди. Рентген нурлары жоқары өтиў қәсийетке ийе

⁷ Барий тетрацианоплатинаты - барий, платина ҳәм синиль кислотасының комплексли дұзы Ba[Pt(CN)₄] формуласына ийе ҳәм ол еки валентли платинаның ең орнықлы комплексли бирикпелериниң бири болып табылады (Аўдарыўшылар).

болады, мысалы жақтылық ушын мөлдир болмаған көп денелер арқалы өтеди (мысалы, қағаз, ағаш ҳ.т.б.).

Рентген нурлары атомлардағы ишкі электронлық қатламлар тәрепинен, ал көзге көринетуғын, инфрақызыл, ультрафиолет нурлар болса атомлар менен молекулалардың сыртқы электронлық қабықлары тәрепинен нурландырылады. Ҳәзирги үақытлары үйренилген рентген нурларының областы $\lambda = 10^{-6}$ см дең $\lambda = 10^{-10}$ см ге шекем ҳәм оннан да төмен. Узын толқынлы рентген нурларының области ультрафиолет нурлар областы менен бетлеседи ҳәм заттар тәрепинен интенсивли түрде жұтылатуғын областқа киреди. Жоқарыда айтылып өтилгениндегі, киши толқын узынлығына ийе рентген нурлары, керисинше, әззи жұтылады.

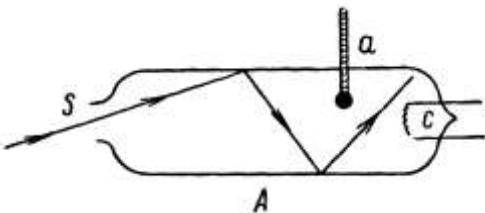
Ең соңында атом ядроларының ишинде жүретуғын процесслерде ҳәм жұдә үлкен тезлик пенен қозғалатуғын электронлар тормозланғанда ү-нурлары деп аталатуғын толқын узынлығы 10^{-9} см ҳәм оннан да киши электромагнит нурларының шығарылатуғынлығын атап өтемиз.

Солай етип, ҳәзирги заман физикасы өзиниң ишине жұдә кең областты қамтыйтуғын электромагнит толқынларының шкаласы менен жумыс алып барады. Бул толқынлар жұдә ҳәр қыйлы болған вибарторлар тәрепинен нурландырылады, жұдә ҳәр қыйлы болған усыллардың жәрдеминде регистрацияланады. Бирақ олардың барлығы да электромагнитлик тәбиятқа ийе, бослықта бирдей тезлик пенен тарқалады ҳәм интерференция менен дифракцияға ушырайды. Бирақ, толқын узынлығының өзгерійі менен сапалық өзгерислер де пайда болады: кирисиүде атап өтилгениндегі, киши толқын узынлығына ийе толқынлардың толқынлық қәсийеттери менен бирге корпускулалық қәсийеттери де айқын түрде көринеди.

§ 260. Жақтылық ағысының энергиясы менен қозғалыс мүғдары. Жақтылықтың басымы. Жақтылық толқынлары өзлери менен бирге энергияны алып жүреди, бул энергия жақтылық дерегинен алынады ҳәм жақтылықты жутқан денеге бериледи. Қандай да бир майдан арқалы өтип атырған жақтылық энергиясының ағысы деп жақтылықтың усы майдан арқалы үақыт берлигинде алып өтетуғын энергиясына айтамыз. Солай етип, энергияның ағысы құйятын берлигине ийе ҳәм бир секундтағы эрглерде, ваттларда ҳ.т.б. берликлерде өлшенеди. Жақтылық энергиясын абсолют өлшемде өлшеу схема түрінде былайынша әмелге асырылады. Жақтылық энергиясы S саңлағы арқалы (39-сүйрет) жұтышы дийўалларға ийе дерлик түйік болған A ыдысының ишине келип түседи. S саңлағы киши болғанда жақтылық толқын узынлығының шамасынан ғәрэзсиз, A ыдысының ишинде дерлик толығы менен жұтылады. Себеби усы A ыдысынан S саңлағы арқалы оның тек есапқа алмаға болатуғын оғада киши болған бөлегиниң ғана шығыуы мүмкін. Жақтылық энергиясының жұтылығының нәтийжесінде ыдыстың дийўаллары қыза баслайды. Жыллылықтың берилийиниң турақлы шарайтында ең ақырында жыллылық тең салмақлығы орнайды. Бул тең салмақлыққа a термометрдиниң жәрдемінде өлшенетуғын T температурасы сәйкес келеди. T температурасы өлшенгеннен кейин A ыдысына келетуғын жақтылық энергиясы тоқтайды ҳәм жыллылықтың берилийиниң тап сондай болған шарайтларында ыдыс C спиралы бойынша ағып атырған электр тоғының жәрдемінде қыздырылады. Тоқтың күши T температурасының өзгермей қалатуғындағы етип сайлап алынады. Әлбетте, бундай шарайттың жүзеге келийи ушын электр тоғы өтип турған спиралдағы құйатлықтың шамасы жақтылық ағысының құйатына тең болыуы керек. Электр тоғының құйатының шамасы тоқтың күши менен сымның қарсылығы бойынша абсолют өлшемде өлшенетуғын болғанлықтан, жақтылық энергиясының ағысының шамасы да тап сондай етип абсолют өлшемде өлшенеди.

Адамның көзи жұдә киши болған құйяты сезиүге қәбілетли. Адамның көзиниң сезирлиги максималлық болған шарайтларда көзде көриү сезиминиң пайда болыуы ушын

көздин қарашығына құйаты $2 \cdot 10^{-9}$ әрг·сек ағыстың келип түсиўи жеткиликли (сары жақтылық ушын 1 секундта шама менен 580 фотонның келип түсиўи керек - Аўдарыўшылар). Жоқарыда тәрийипленген жақтылықтың құйатын пайда еткен жыллыштың бойынша өлшеў ұсылының дәллиги жұдә киши ҳәм сонлықтан құйаттың жұдә жоқары болған ағысларды өлшеўге ғана мүмкіншилик береди. Жақтылық ағысын регистрациялаў менен өлшеўдин әдеўир сезгир болған ұсыллары да бар (307-параграфқа қараңыз), Бирақ жоқарыда тәрийипленген ұсылдың артықмаштың абсолют өлшеўди әмелге асырыўдан ҳәм оның қәлеген толқын ұзынлығындағы жақтылық ушын пайдаланыўының мүмкін екенлиги менен байланыслы.



39-сүйрет.
Жақтылық ағысының энергиясын абсолют өлшеўдин ұсылы.

Жақтылықтың электромагнитлик теориясы жақтылықтың оны шағылыстыратуғын ямаса жутатуғын бетке басым түсиретуғының да көрсетеди. Егер жақтылық ағысы тек энергияға ғана емес, ал қозғалыс мүғдарына да иие болады деп есапласақ, онда ұсындағы жүймаққа келе аламыз. Егер, бослықта белгили болған бағытта жақтылық ағысы тарқалатуғын болса ҳәм көлем бирлигине сәйкес келетуғын энергияның мүғдары w болса, онда көлем бирлигине сәйкес келетуғын қозғалыс мүғдары $k = w/c$ ға тең болады. Бул теңликтегі c арқалы бослықтағы жақтылықтың тезлиги белгиленген (335-параграфты қараңыз). Қозғалыс мүғдары векторы K жақтылықтың тарқалыў бағыты менен бағытлас.

Егер жақтылық пенен қандай да бир дене арасында өз-ара тәсирлесиў жүзеге келийиниң нәтийжесинде (мысалы, шағылысыў ямаса жутыўдың нәтийжесинде) қозғалыс мүғдары K ның өзгериўи жүзеге келетуғын болса, онда қозғалыс мүғдарының ΔK шамасына өзгериўинин салдарынан денеге $f\Delta t$ күш импульси тәсир етеди ҳәм оның шамасы әпиўайы түрдеги

$$f\Delta t = \Delta K$$

қатнасының жәрдеминде анықланады. Бул қатнаста Δt арқалы қозғалыстың мүғдары ΔK шамасына өзгеретуғын үақыт белгиленген. Солай етип, жақтылықты шағылыстыратуғын ямаса жутатуғын денеге белгили болған f күши тәсир етеди. Денениң бетиниң майданының бир бирлигине тәсир ететуғын күштинң нормал қураўшысының шамасы оған тәсир ететуғын жақтылықтың басымы p ны береди. Бул басым p ның мәнисин есаплаў ушын ΔS бетине нормал бағытта энергиясының көлемлік тығызлығы w болған жақтылық ағысы түседи деп болжайық. Мейли, ΔS бети түскен нурларды толығы менен жутады деп есаптайық. Бундай жағдайда, жақтылықтың жутылышының нәтийжесинде оның қозғалыс мүғдары нолге тең болады. Демек, Δt үақытының ишинде қозғалыс мүғдары сан мәниси кесе-кесиминиң шамасы ΔS ҳәм ұзынлығы $l = c\Delta t$ шамасына тең болған параллелопипедтиң көлемине сәйкес келетуғын қозғалыс мүғдарының шамасына өзгереди. Бул параллелопипедтиң көлеми $c\Delta t\Delta S$ ке тең, ұсы көлемге сәйкес келетуғын қозғалыс мүғдары мынаған тең:

$$K = \frac{w}{c} c\Delta t\Delta S = w\Delta t\Delta S.$$

Буннан, ΔS майданына түсетуғын басы p ушын

$$p = \frac{K}{\Delta t\Delta S} = w$$

аңлатпасына ийе боламыз. Солай етип, жутатуғын майдан ушын басым сан мәниси бойынша жақтылық ағысының энергиясының көлемлик тығызлығына тең екен.

Шағылыстыратуғын бет болған жағдайда жақтылық нормал бағытта түскенде өзиниң тарқалыў бағытын қарама-қарсы бағытқа өзгерти. Егер бет абсолют шағылыстартуғын болса, онда шағылысқан ҳәм келип түскен жақтылық ағысларының энергиялары бир бирине тең. Соңықтан, қозғалыс муғдарының өзгериси $2K \text{ f}$, ал жақтылықтың басымы $p = 2w$ шамасына тең, яғни жұтыйдағы салыстырғанда еки есе үлкен болады. Соңында, , егер бет абсолют шағылыстырышы болмаса, ал $\rho < 1$ шағылыстырыш коэффициентине ийе болса, онда энергияның $(1 - \rho)w$ шамасына тең бөлими жұтылады, ал $\rho w \text{ f}$ тең бөлими шағылысады. Нәтижеде, бул жағдайда жақтылықтың басымы

$$p = (1 - \rho)w + 2\rho w = (1 + \rho)w \quad (1)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

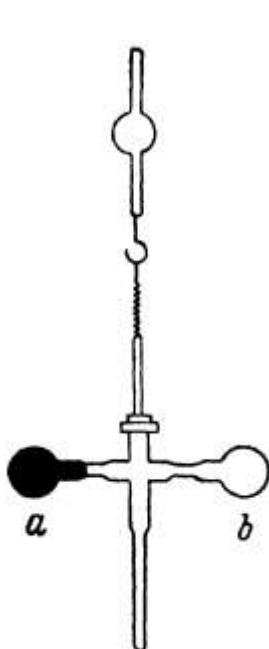
Егер жақтылық энергиясының ағысының тығызлығы u менен

$$u = wc$$

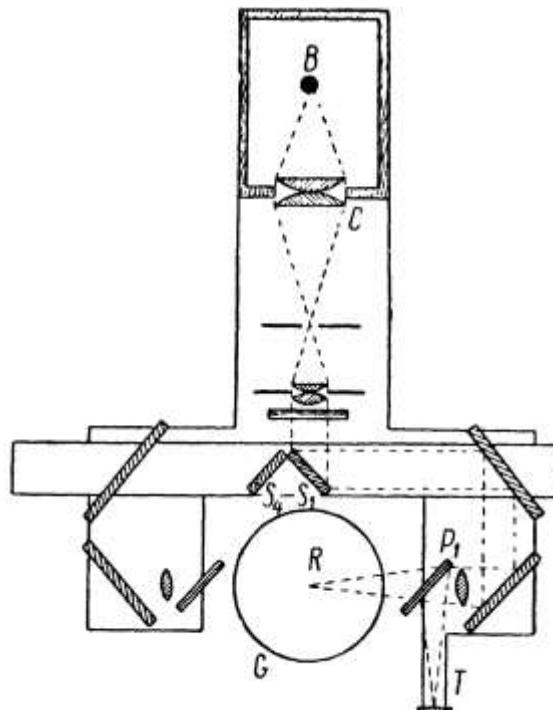
түринде байланысқан болғанлықтан соңғы аңлатпаны түрлендириүге болады (I томдағы 112-параграф). Бул теңдикте с арқалы жақтылықтың тезлиги белгиленген. (1)-формуладағы w шамасын u/c қатнасы менен алмастырып, мынаны аламыз:

$$p = \frac{u}{c}(1 + \rho). \quad (2)$$

(2)-аңлатпаның жақтылықтың электромагнитлик теориясының туұрыдан-туұры нәтижеси түринде де алыныўы мүмкін.



41-сүйрет. Жақтылықтың басымын бақлау ушын соғылған a ҳәм b қанатлары.



42-сүйрет. Жақтылықтың басымын өлшеудің ушын арналған П.Н.Лебедевтің пайдаланған дүзилисiniң схемасы.

Жақтылықтың тарқалыў тезлиги жүдә үлкен болғанлықтан, ис жүзинде жақтылық ағымының алыныўы мүмкін болған мәнислериндеги жақтылықтың басымы киши болады. Мысалы, ашық күнде туұры келип түсетуғын Құяш нурлары толық жұтыў орын алғанда 1 m^2 майданға $0,4 \text{ mg}$ күш пенен тәсир етеди. Жақтылықтың басымының шамасы усындай оғада киши болғанлықтан, оны бақлау жүдә қыйын. 1901-жылды Мәскеу университетинин

профессоры П.Н.Лебедев биринши рет жақтылықтың басымының бар екенлигин биринши рет экспериментлерде тапты ҳәм оның шамасын өлшеди. П.Н.Лебедевтиң әспабының тийкарғы бөлими жиңишке сабақ пенен илдирилип қойылған аспа болып, оның ушларына *a* ҳәм *b* қанатлары илдирилген (41-сүйрет). Олардың бири (мысалы одно из которых (мысалы, *a*) қара бояу менен боялған, ал екиншиси жылтыр етип таярланған. Аспа ҳаұасы сорып алынған *G* ыдысында жайластырылған (42-сүйрет). Доғалық *B* лампасынан шыққан жақтылық линзалар менен айналардың системасының жәрдеминде қанатлардың бирине қарай бағдарланған (42-сүйреттеги *R* ноқатына). Қанатқа түсирилген жақтылықтың басымының тәсиринде аспа бурылады ҳәм ол илдирилип қойылған сабақ буралады. Айнаның жәрдеминде қанаттың дәслеп биринши тәрепи, буннан кейин екинши тәрепи жақтыландырылады ҳәм солай етип сабақтың буралыў бағытын өзгертиүдің мүмкіншилиги тууылады. Сабақтың буралыўы усы сабаққа жабыстырылған кишине айнаның және трубаның жәрдеминде бақланған. Қараға боялған және жылтыр бетлердин жақтыландырылыуының салдарынан пайда болған буралыўларды салыстырып, П.Н.Лебедев теорияға сәйкес қара қанатқа түсирилген басымның жылтыр қатанқа түсирилген басымнан еки есе киши екенлигин анықтай алды.

P_1 пластинкасының жәрдеминде жақтылық ағысының белгилі болған бөлегин T термоэлементине бағытлап түсіүши жақтылық ағысының энергиясын өлшеүге ҳәм теорияны санлық жақтан тексерип көриүге болады. П.Н.Лебедевтиң өлшеўлери бойынша жақтылық басымының шамасы (2)-формула бойынша есапланған басымның шамасы менен бақлаулардың қәтеликлеринин шеклеринде сәйкес келген.

Жақтылықтың басымын табыў ҳәм оның үстине оның шамасын өлшеў үлкен эксперименталлық қыйыншылықтарды пайда етеди. Себеби аспа системасының бурылыўы көп санлы жанапай себеплердин тәсиринде жүзеге келиүи мүмкін. Бундай себеплердин қатарына биринши гезекте қанаттың қасындағы газдин қызыўы менен байланыслы болған радиометрик тәсир деп аталатуғын тәсир киреди.

Кейинирек (1908-жылы) П.Н.Лебедев оннан да қыйынырақ эксперименталлық мәселени шешти. Ол жақтылықтың басымының газлерге түсетуғының да тапты ҳәм оның шамасын өлшеди. Бул жұмыс Ф.А.Бредихинниң Құяштан шыққан жақтылықтың бөлекшелерди ийтериүинин себебинен кометалардың құйрықтарының пайда болатуғынлығын ҳаққындағы гипотезасының дұрыс екенлигин тастыйықлады. Бул күшлер Құяш нурлары тәрепинен бөлекшелерген түсирилетуғын басым менен байланыслы.

XXIII БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ МЕНЕН ДИФРАКЦИЯСЫ

§ 261. Жақтылықтың интерференциясын бақлау усыллары. Буннан алдыңғы бапта жақтылықтың электромагнит тербелислери екенлиги көрсетилди. Бирақ, жақтылықтың интерференциясы ҳәм дифракциясы құбылысларын түсіндіриў ушын оның электромагнит тәбиятқа ийе екенлигине нәзәр салмай, жақтылықтың тарқалыуының толқынлық характерге ийе екенлиги көз-қарасы толық жеткилигі. Сонлықтан, буннан кейинги параграфларда биз тек амплитудасын, фазасын, толқын узынлығын ҳәм оның тарқалыуын тәрийиплеген ҳалда жақтылық толқынларын қараймыз ҳәм жақтылық толқынларының дәл тәрийиплеў ушын еки векторды - электр кернеўлиги E менен магнит кернеўлиги H векторларының бар екенлигин есапқа алыудың зәрүр екенлигине итибар бермеймиз.

256-параграфта бир бириңен ғәрзесиз болған еки жақтылық дерегиниң (мысалы, еки лампочканың) когерентли емес екенлигин ҳәм сонлықтан интерференция құбылысын бақлау ушын жарамайтуғынлығы көрсетилди. Енди жасалма түрде когерентли дереклер пайда етилетуғын бир қатар тәжирийбелерди таллаймыз.

1. Френель айналары. Френель еки когерентли дерек сырттында бир ҳақыйқый деректинң еки тегис айнадағы еки сүүретин пайдаланыуды усынды. Френель тәжирийбесиниң схемасы 43-сүүретте келтирилген. Бул сүүретте A_1O менен A_2O - бир бириңе салыстырғанда φ мүйешине бурғылған еки тегис айна; S — айналардың бир бириңе тиийип түрған O ноқатынан r қашықлығында жайласқан жақтылықтың дереги. Еки айнадағы S жақтылық дерегиниң сүүретин пайда етиў ушын тегис айна беретуғын жормал сүүреттин айнаның берги тәрепинде дерек айнадан қандай қашықлықта жайласқан болса айнаның арғы тәрепинде тап сондай қашықлықта пайда болатуғындың есапқа аламыз (251-параграфқа қараңыз). O ноқатынан радиусы $r = OS$ болған шеңбер жүргиземиз ҳәм S ноқатынан OA_1 туýрысының даýамына перпендикуляр жүргиземиз; Бул перпендикулярдың даýамының шеңбер менен кесилисіү ноқаты S дерегиниң бириңши OA_1 айнасындағы сүүретин береди. Тап усындей жоллар менен екінши OA_2 айнасындағы BA_2 сүүретti қурамыз. Екінши тәрептен, B_2 сүүрети бириңши OA_1 айнасын φ мүйешине бурған жағдайда B_1 сүүрети барып туратуғын ноқатта пайда болады. Сонлықтан $\angle B_1OB_2 = 2\varphi$ (251-параграфқа қараңыз) ҳәм B_1 менен B_2 арасындағы сызықты қашықлық жуýық түрде $2\varphi r$ ге тең болады:

$$t = 2\varphi r. \quad ()$$

Жақтылық B_1 менен B_2 сүүретлердин екеүинен де айналардан L_0 қашықлығында жайласқан DD' экранына келип түседи. Мөлдир болмаған E экраны S дерегинен шыққан жақтылықтың туýрыдан-туýры DD' экранына келип түсіүге кесент береди. B_1 сүүрети де, B_2 сүүрети де бир ҳақыйқый деректин тербелислерин беретуғын болғанлықтан, олар когерентли болады ҳәм DD' экранында интерференциялық жолақлар пайда болады. 256-параграфтагы (4а) формуласы бойынша жолақлардың арасындағы қашықлық Δl мынаған тең:

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} \cdot L.$$

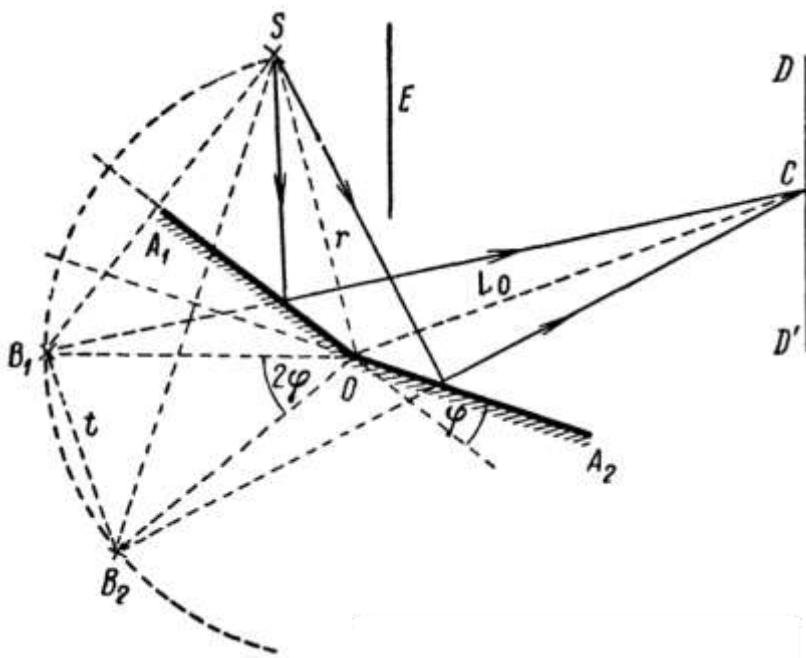
Бул теңликтегі L - дереклерден жолақлар бақланатуғын орынға шекемги қашықлық. Бул аңлатпадағы t ның орнына оның (1)-теңлик бойынша мәнисин қойсақ ҳәм жуýық түрде $L = L_0 + r$ теңлигиниң орынланатуғынлығын есапқа алсақ, онда

$$\Delta l = \frac{L_0 + r}{2\varphi r} \cdot \lambda$$

ямаса, буннан

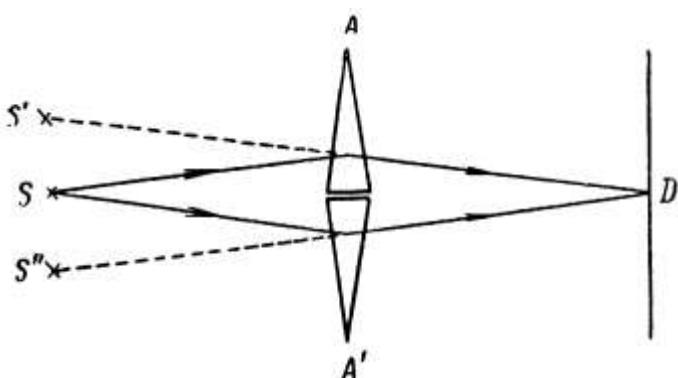
$$\lambda = \frac{2\varphi r}{L_0 + r} \Delta l$$

аңлатпасын аламыз. Соңғы формуланың оң тәрепинде қатнасатуғын барлық шамаларды өлшеүге болатуғын болғанлықтан, оннан Френель айналарының жәрдеминде жақтылық толқынларының ұзынлығы λ ни өлшеүге болатуғынлығы көринип түр.



43-сүйрет.
Френель айналары.

Френель тәжирийбесинде айналарды бир бирине жүдә киши φ мүйеши менен жайғастырыўға туýры келеди, бундай болмаған жағдайда жүдә жиңишке болған жолақлар алынады. Жақтылық дерегин айналар тәрепинен пайда етилген О қабырғасына параллель түрдеги енсиз саңлақ түрінде алады. Бундай жағдайда интерференциялық жолақлар бир бирине параллель болған туýры жолақлар түрінде алынады. Ақ жақтылықта өткерилиген бақлауларда орайлық жолақ ақ реңге иие ($k = 0$, барлық λ толқын ұзынлықтары қүшейеди), ал қалғанлары боялған болады.



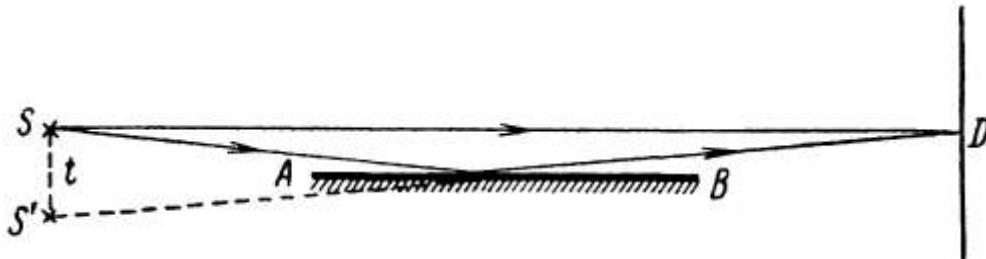
44-сүйрет.
Френель бипризмасы.

2. Френель бипризмасы. Бул тәжирийбе буннан алдыңғы тәжирийбениң әпиýайы варианты болып табылады. S дерегинен шыққан жақтылық киши сындырыўшы мүйешлерине иие болған еки ҳәм тийкарлары бир бирине тийип турған A ҳәм A' призмаларында сынады (44-сүйрет). Призмалар нурларды қарама-қарсы бағытларда бурады ҳәм, солай етип, жақтылықтың еки когерентлик дереклери S' пенен S'' лар пайда

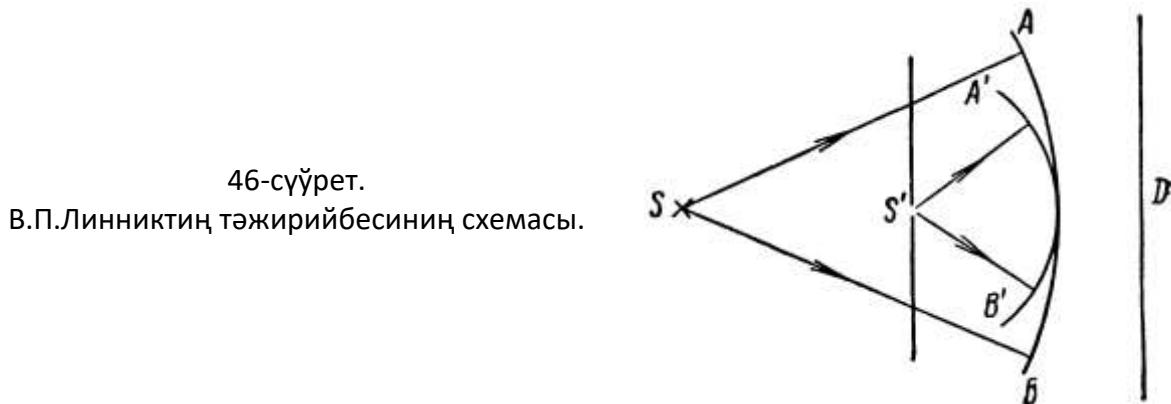
болады. Бул дереклерден шыққан нурлар D обласында қабатласып, интерференциялық жолақларды береди.

3. Ллойд айнасы. Ллойд тәрепинен усынылған тәжирийбеде S дерегинен (45-сүйрет) ҳәм AB айнасының бетинше шағылысқан нурлар интерференцияланады. AB айнасында шағылысқан нурлар S пенен когерентлик болған жормал S' дерегинен шыққандай болып хызмет етеди. S пенен S' лердин арасындағы қашықлық t ның жеткиликли дәрежеде киши болыуы үшін нурлар айнада 90^0 қа жақын мүйеш пенен шағылысқан болыуы керек. Жақтылықтың дереги сыпатында айнаның бетине параллель болған саңлақ хызмет ете алады.

Ллойд айнасының жәрдемінде бақланатуғын интерференциялық сүйреттің өзгешелиги орайлық жолақтың жақтылы болып емес, ал қараңғы болып алыныўынан ибарат. Бул Ллойд тәжирийбесінде бирдей геометриялық жолларды өтетуғын нурлардың $\lambda/2$ шамасына тең фазалар айырмасына ийе болатуғынлығын көрсетеди. Ярым толқын узынлығының тап усындай "жоғалыуы" (яmasa, басқа сөз бенен айтқанда фазаның π ге өзгериүү) сындырыў коэффициенти ҳаўаның сындырыў коэффициентинен үлкен болған шийшениң бетиндеги шағылысыудың салдарынан жүзеге келеди. Кейиниремек биз қандай жағдайда мөлдир орталықта шағылысқанында жақтылықтың ярым толқын узынлығының жоғалатуғынлығын көремиз.



45-сүйрет. Ллойд тәжирийбесиниң схемасы.



46-сүйрет.

В.П.Линниктиң тәжирийбесиниң схемасы.

4. В.А.Линниктиң тәжирийбеси. Интерференция бойынша жоқарыда тәрийипленген барлық тәжирийбелерде еки когерентли дерек жақтылықтың тарқалыў бағытларының орта бағытына перпендикуляр болған туұрының бойынша жайласқан. Когерент S ҳәм S' деректері жақтылық тарқалатуғын бағыттың бойында жайласпаған тәжирийбени биринши рет 1935-жылы совет физиги В.П.Линник тәрепинен усынылды. Линниктиң тәжирийбесиниң схемасы мынадай: S ноқатлық дерегинен шыққан жақтылық (46-сүйрет) AB сфералық толқынын береди. Усы AB сфералық толқынының жолында тегис-параллель ярым мөлдир пластинка жайласқан болып, ол AB толқының бетин майыстырмай бираз ҳәлсиретеди. Пластинкада киши S' саңлағы тесилген. Гюйгенс принципи бойынша, ол орайы S' ноқатында жайласқан жаңа $A'B'$ сфералық толқынының

дереги болып табылады. AB ҳәм $A'B'$ сфералық толқынлары көгерентли ҳәм D экранында сақыйна түріндеги интерференциялық жолақларды береди.

S дерегин енсиз жолақ түрінде (мөлдір болмаған экрандағы саңлақ) ҳәм S' тесигін оған параллель болған саңлақ түрінде алғыға болады. Бұндай жағдайда D экранындағы интерференциялық жолақлар түүрысының түріне ийе болады.

Жоқарыда келтирилген барлық таллауларда биз жақтылық дереклерин ноқатлық деп есапладық. Тек усындағы жағдайларда ғана интерференциялық жолақлар жеткиликливі дәрежеде кескин түрде алғынады. Дереклердин шекли өлшемлери интерференциялық жолақлардың жайылышына ямаса ҳәтте толық жоғалышына алғып келеди. Дереклердин пайдаланышы мүмкін болған өлшемлерин анықлау ушын 27-сүйретке сәйкес келетуғын интерференциялық тәжирийбениң әпійайы схемасын қараймыз. Тек енди ғана $B_1B'_1$ ҳәм $B_2B'_2$ дереклерин шекли d узынлығына ийе болған көгерентли дереклер деп атайды (47-сүйрет). Дереклердин ҳәр бирин узынлығы $d/2$ шамасындағы бирдей болған еки ярымға бөлемиз ҳәм бұл ярымларды жақтылықтың ноқатлық дереклері деп есаптаймыз. Усындағы ноқатлық дереклердин ҳәр бир жубы өзиниң интерференциялық жолақларының системасын береди. Еки система бир бирине салыстырғанда $B_1B'_1$ ҳәм $B_2B'_2$ дереклеринин ҳәр бириниң ярымына тең қашықлықта, яғни

$$\delta l = \frac{d}{2} \quad (2)$$

шамасына жылдықтан болып шығады.



Бул системалардың ҳәр қайсысындағы жақтылық жолақлар 256-параграфтағы (4a) формуласы бойынша

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L \quad (3)$$

шамасына жылдықтан болады. Бул теңдіктегі t - дереклердин арасындағы қашықлық, L - дереклерден экранға шекемгі қашықлық, λ - интерференцияланатуғын жақтылықтың толқын узынлығы.

Егер еки интерференциялық сүйреттің бир бирине салыстырғандағы аүысышы δl шамасының мәниси $\frac{1}{2}\Delta l$ шамасына тең болса, онда бир системаның жақтылық жолақлары екинши системаның қарандырылған жолақларының үстине түседи ҳәм интерференциялық сүйрет толығы менен жайылады. Әдетте, егер бир интерференциялық сүйретке салыстырғанда екинши интерференциялық сүйреттің аүысышы $\frac{1}{4}\Delta l$ шамасына тең болса, онда жолақлар жеткиликливі дәрежеде кескин болады деп есапланады. Буннан (2)- ҳәм (3)-аңлатпалардан интерференциялық жолақлардың еле де бақлауға болатуғын болыўы ушын мынадай шәртті аламыз:

$$d \leq \frac{1}{2} \frac{\lambda}{t} L. \quad (4)$$

Дереклердин мүмкін болған өлшемлерин бағалау ушын $t = 5$ мм ҳәм $L = 1$ м деп болжаймыз. Бұндай жағдайда $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см ушын мынаған ийе боламыз:

$$d \leq \frac{1}{2} \cdot \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-1}} \cdot 10^2 sm = 0,05 mm.$$

Егер экранның орайы болған A ноқатынан қарағанда дереклердин арасындағы қашықтық t ның шамасы көринетүү үйлесін киргизиү жолы менен (4)-аңлатпаны түрлендіремиз (47-сүүрет). Бундай жағдайда

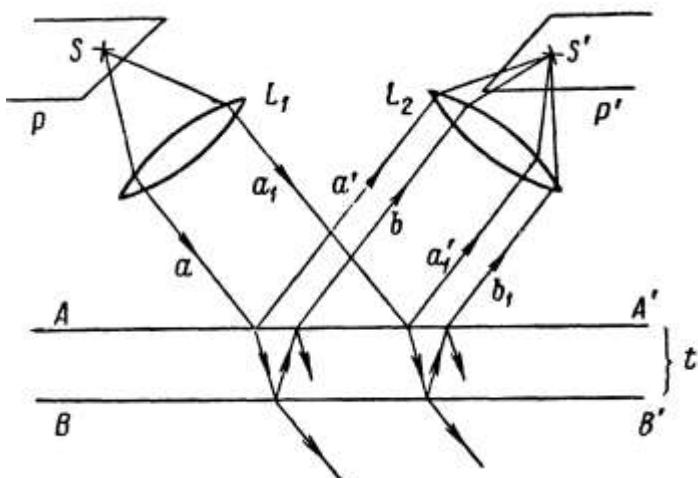
$$\tan \frac{u}{2} = \frac{t/2}{L}.$$

и мүйешин киши деп есапладап, жуўық түрде $u = t/L$ теңлигин жазыўға болады. Ал буннан (4)-формуланы былайынша жазыўға болатуғынлығын көремиз:

$$d \leq \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{u}. \quad (4a)$$

(4a)-формуладан u мүйеши қанша киши болса интерференциялық сүүретте еле бақлаў ушын дереклердин өлшемлеринин де киши болыуының керек екенлеги келип шығады.

§ 262. Мөлдир пластинкада шағылышқандары интерференция. Мөлдир пластинканың еки бетинде шағылышқан дәстелердин интерференциясы интерференцияның ең көп тарқалған түри болып табылады. Еки жағдайды өз алдына қараймыз: тегис параллель пластинканың бетлеринен шағылышқан параллель нурлардың интерференциясын ҳәм қалыңлығы бир орыннан екинши орынға көшкенде өзгеретүүн пластинканың бетлериндеги шағылышындың салдарынан пайда болатуғын интерференцияны. Биринши жағдайда төңдей қыялыштардағы интерференциялық жолақлары деп аталатуғын, ал екинши жағдайда төңдей қалыңлықтардан интерференциялық жолақлары деп аталатуғын интерференциялық жолақлар пайда болады.



48-сүүрет.

Тегис параллель пластинка шағылышқандың жүзеге келетүүн дәстелердин интерференциясы.

1. Төңдей қыялыштардың интерференциялық жолақлары. Қалыңлығы t болған мөлдир, бир текли пластинканы қараймыз (48-сүүрет), оның тегис болған AA' ҳәм BB' тегисликлери бир бирине параллель. Мейли, S ноқатлық дерегинен линзының жәрдеминде нурлардың aa_1 параллель дәстеси алынған болсын. Бул дәстениң бир бөлими мөлдир пластинка арқалы өтетүүн, ал және бир бөлими пластинкада шағылышатуғын болсын. Дәсте AA' ҳәм BB' тегисликлеринин екеүинде де шағылышатуғын болғанлықтан, белгилі бир жүристер айырмасына ийе $a'a'_1$ ҳәм $b'b'_1$ шағылышқан нурлары пайда болады. Бул дәстелер L_2 линзасының бас фокаллық тегислигинин S' ноқатында жыйналады. Усы ноқаттағы олардың интерференциясының нәтийжесин қараймыз. Жүристер айырмасының мәнисинен ғәрэзли еки дәстениң тербелислери бир бирин күштегеди ямаса ҳәлсиретеди.

Жүристер айырмасын есаплаў ушын дәстеден биринши бетке A ноқатында i_1 мүйеши менен түсетүүн айырым a нурын айырып аламыз (49-сүүрет). Бул нурдың бир бөлими шағылышып, a' нурын пайда етеди, ал және бир бөлими пластинканың екинши бетине B ноқатына түседи. Бул орында оның бир бөлими сынады, бир бөлими шағылышады. Тап сондай жағдай C ноқатында да орын алады, бул ноқатта a' нурына параллель болған b'

сынған нұры пайда болады. С ноқатынан a' нұрының бағытына перпендикуляр бағытта CE перпендикулярын жүргиземиз. Бундай жағдайда пластинаның сындырыў коэффициентин n ге тең, ал пластинканың сыртындағы орталықтың (хауаның) сындырыў коэффициентин бирге тең деп есапладап, a' ҳәм b' нұрларының жүрислер айырмасы Δ ушын

$$\Delta = (AB + BC)n - (AE + \frac{1}{2}\lambda) \quad (1)$$

аңлатпасын аламыз. Бул теңликтегі λ арқалы биз қарап атырған жақтылықтың толқын узынлығы белгиленген. $\lambda/2$ шамасы a нұры ҳауа менен пластинканың арасында шағылышқанда пайда болатуғын қосымша жүрислер айырмасын береди (261-параграфта айтылғанларға байланыслы): егер пластинканың сыртындағы орталық пластинканың сындырыў коэффициентинен үлкен сындырыў коэффициентине ийе болғанда ярым толқын узынлығының жоғалыўы В ноқатындағы шағылышында да орын алған болар еди.

49-сүйреттен мынаған ийе боламыз:

$$AB = BC = \frac{t}{\cos i_2}. \quad (2)$$

Бул теңликтегі t - пластинканың қалыңлығы ҳәм i_2 - сыныў мүйеші. Соның менен бир қатарда, сүйреттен

$$AE = AC \sin i_2 = 2t \cdot \tan i_2 \sin i_1$$

теңлигине де ийе боламыз.

$$\sin i_1 = n \sin i_2$$

теңлигин пайдаланып, AE ушын жазылған аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$AE = 2tn \frac{\sin^2 i_2}{\cos i_2}. \quad (3)$$

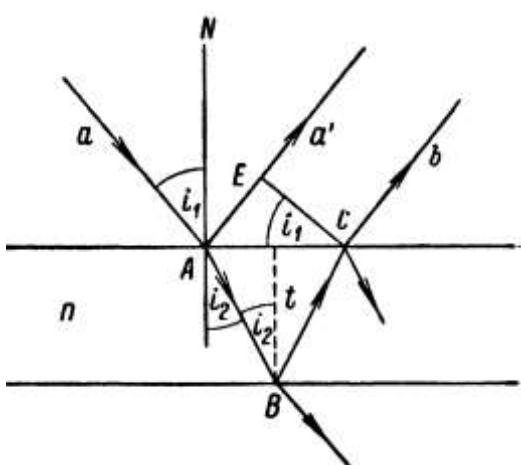
Жүрислер айырмасы ушын жазылған (1)-аңлатпаға AB, BC ҳәм AE лердин орнына олардың (2)- ҳәм (3)-теңликлер бойынша алғынған мәнислерин қойып,

$$\Delta = 2tn \frac{1 - \sin^2 i_2}{\cos i_2} - \frac{1}{2}\lambda$$

яmasa

$$\Delta = 2tn \cos i_2 - \frac{1}{2}\lambda \quad (4)$$

теңликлерин табамыз.



49-сүйрет.

Тегис параллель тегисликте шағылышқан нурлардың арасындағы жүрислер айырмасын есаплауға.

Сыныў мүйеши i_2 ниң орнына түсиў мүйеши i_1 ді қойыў жолы менен бул аңлатпаны бир қанша түрлендиріүге болады.

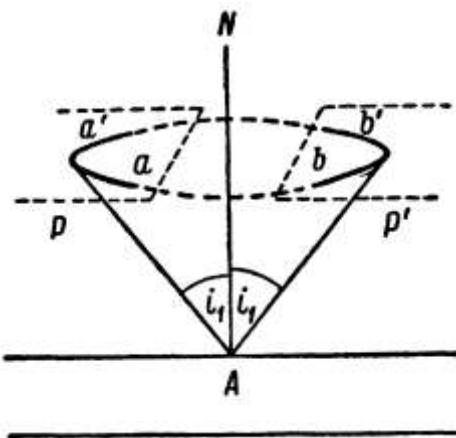
Сыныў нызамын пайдаланып,

$$\cos i_2 = \sqrt{1 - \sin^2 i_2} = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i_1}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан кейин (4)-аңлатпа мынадай түрге енеди:

$$\Delta = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{1}{2}\lambda. \quad (4a)$$

Линза ҳеш қандай жүрислер айырмасын бермейтуғын болғанлықтан (253-параграфқа қараңыз), Δ шамасы S' ноқатына жетип келген нурлардың арасындағы жүрислер айырмасы болып табылады. Егер $\Delta = k\lambda$ теңлиги орынланатуғын болса ($k = 0, 1, 2, \dots$), онда S' ноқатында максимум, ал $\Delta = (2k + 1)\lambda/2$ теңлиги орынланатуғын болса, S' ноқатында минимум алынады. Солай етип, AA' ҳәм BB' бетлеринде шағылышқан нурлардың интерференциясының нәтийжесинде жүрислер айырмасына байланыслы ноқаттың кемирек ямаса көбірек жарқын болған сүйрети алынады⁸.



50-сүйрет.
Теңдей қыялыштар жолақтарының пайда болыўы.

Енди жақтылықтың дереги сыпатында айырым S ноқаты емес, ал жақтылық шығарып түрған P беттің бир участкасы хызмет ететуғын болсын (48-сүйрет). Интерференция болмаған жағдайда (мысалы, егер $AA'BB'$ пластинкасы тегис металл айна менен алмастырылған болса) линзының бас фокаллық тегислигіндегі P ноқатының P' бети түриндеги сүйрети алынған болар еди. Пластинкада шағылышқан дәстелердин интенференциясының салдарынан $\Delta = k\lambda$ шәрти орынланатуғын [Δ шамасы (4a) аңлатпасында бериледи] P бетиниң ноқатларының жыйнағы ғана жарқын болып көринеди. k пүтин саны интерференцияның тәртиби деп аталады. Берилген $k = k_0$ шамаларында ноқатлардың усындај жыйнағы (4a) аңлатпасы бойынша $i_1 = \text{cost}$ шәрттін қанаатландырыуы керек; ноқатлардың бул жыйнағы P бетиниң көшери AN нормалы болған, ашылыў мүйеши $2i_1$ шамасына тең конус пенен кесилисіүндегі пайда болған aa' иймеклигіндегі жатады (50-сүйрет). Бул иймекликке P' тегислигидеги bb' жақтылық жолақ сәйкес келеди. k ның k_0 ге тең болмаған мәнислеринде басқа жақтылық жолақтар алынады. Олардың арасында қараңғырақ жолақтар жайласады. Солай етип, линзының бас фокаллық тегислигі L_2 де интерференциялық жолақтардың системасы пайда болады. Ҳәр бир жолақ i_1 мүйешиниң турақты мәнисине, яғни AN нормалына қатнасы бойынша нурлардың теңдей қыялышына сәйкес келеди. Буннан қарап өтилген интерференциялық жолақтардың атамасы - теңдей қыялыштар жолақтары атамасы пайда болған. Жоқарыда айтылғанлардан теңдей қыялыштар жолақтары линзының бас фокаллық тегислигі L_2 де пайда болатуғынлығы ҳәм оны бақлау ушын жақтылықтың кең дерегиниң алынатуғынлығы келип шығады (жақтылық шығарып түрған P бети түриндеги).

⁸ $\Delta = (2k + 1)\lambda/2$ шәрти орынланғанда S' сүйретиниң интенсивлигі нолге тең болмайды. Себеби нурлардың AA' ҳәм BB' тегисликтеринде шағылышсызуының салдарынан алынған интерференциялық толқынлардың амплитудалары бир бирине тең емес.

Интерференция пластинка арқалы өткен нурда да алынады, Бирақ бул жағдайда алынған сүйреттің анықтығы (кескинлигі) тәмен болады. Себеби, пластинка арқалы өткен дәстениң интенсивлігі BB' ҳәм AA' бетлерінде еки рет шағылысқан нурдың интенсивлігінен әдеүір үлкен [өткен жақтылықтағы айқын (кескин) түрдеги интерференциялық жолақлардың алышының мүмкін екенлеги 272-параграфта көрсетиледі]. Биз қарап өткен интерференциялық сүйрет белгіли толқын узынлығы λ ге ийе монохромат жақтылықта пайда болады. Егер жақтылық монохромат болмаса ҳәм толқын узынлығының базы бир интервалына тийисли болса, онда берилген i_1 түсіү мүйешінде

$$\Delta = k\lambda_1 = (k + 1)\lambda_2 = (k + 2)\lambda_3 = \dots \quad (5)$$

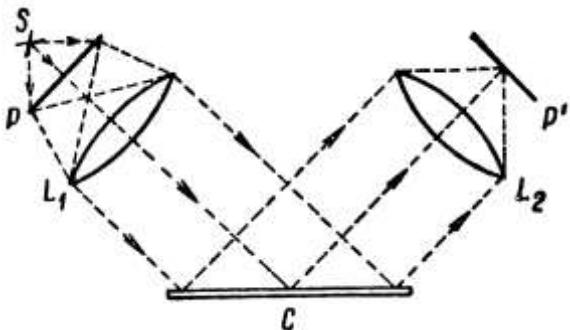
шәртін қанаатландыратуғын барлық $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ ушын максимумлар пайда болады.

Нәтийжеде ҳәр қыйлы толқын узынлықтары ушын жолақлардың бир бириңін үстине түсіүи орын алады. Пластинаның қалыңлығы t қаншама үлкен болса k пүтин санының шамасы да үлкен ҳәм, усыған сәйкес, (5)-аңлатпа бойынша жолақлары бир бириңін үстине түсетуғын $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ толқын узынлықтарының арасындағы айырмалар киши болады. Усының менен бирге, пластинканың қалыңлығы қаншама үлкен болса бирдей болған λ толқын узынлығы ушын ҳәр қыйлы тәртиптеги жолақлар бир бирине тығыз жайласады. Сонықтан, жоқарыда айтылғанлар тийкарында мынадай жуұмаққа келемиз: пластинка қанша қалың болса жолақлар тығыз жайласады ҳәм ҳәр қыйлы толқын узынлықтарының жолақларының бир бириңін үстине түсіүи күшлирек жүзеге келеди. Усындағы бетлесиўлердин нәтийжесинде қалың пластинканы ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда L_2 линзасының фокаллық тегислигінде көбірек ямаса кемирик жақтыландырыу пайда болады ҳәм жолақлар көринбей қалады. Солай етип, қалың пластинкада пайда болатуғын теңдей қыялыштар интерференциялық жолақларын бақлау ушын жеткилики дәрежедеги монохромат жақтылық керек болады. Усының менен бирге, қалың пластинканың улыўмалық өлшемлери үлкен ҳәм бул жағдай усы пластинканың бетинің тегис параллель ҳалға ҳәм бир текли болыўына (сындырыу коэффициентинің турақлы болыўы) алып келиниўин қыяйынластырады. Шағылысқанда пайда болатуғын интерференциялық жолақларды пластинка жуқа болғанда бақлау әдеүір аңсат. Жұдә жуқа пластинка ушын интерференцияның тәртиби үлкен емес ҳәм ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда да жолақлар көринеди; бундай жағдайда олар боялған болып көринеди.

Киши өлшемлерге ийе еки деректин (Френель айналары ҳ.т.б.) болыўының себебинен пайда болатуғын интерференциялық құбылысларда еки деректен шыққан толқыnlар бир бири менен бетлесетуғын барлық областта тербелислердин максимумлары менен минимумларының орынлары бақланады. Бул интерференциялық жолақлардың қандай да бир линзалардың жәрдемінен пайдаланбай-ақ экранда тиккелей бақлауға мүмкіншілік береди. Биз теңдей қыялыштарын бақлау ушын жақтылықтың кең дерегинің керек екенлегин көрдік. Нәтийжеде, тегис параллель пластинканың еки бетинен шағылысқан нурлар бетлесетуғын областтағы ҳәр бир ноқатта жақтылық дерегинің ҳәр қыйлы ноқатларынан шыққан толқыnlар қосылады ҳәм интерференциялық жолақлар тиккелей бақланбайды. Бизлер интерференциялық жолақлардың тек ғана линзаның бас фокаллық тегислигі L_2 де пайда болатуғынлығын көрдік. Басқа сөз бенен айтқанда "линзаның шексизликке фокусланған" болыўы керек. Сонықтан теңдей қыялыштар жолақлары шексизликте жайласқан деп айтады.

Теңдей қыялыштар интерференциялық жолақларын демонстрациялау ушын бир текли болған слюданың жуқа жапырағын қолланыуға болады. Усындағы слюда жапырақтың бетин жеткилики дәрежеде тегис ҳәм бир бири менен параллель деп есаплауға болады. Дүзилистиң улыўмалық

схемасы 51-сүйретте келтирилген. Жақтылық дереги сыпатында S сынап лампасы алынады. Бундай лампаның жақтылығы кескин түрдеги интерференциялық жолақларды пайда ететуғын толқын узынлықтары белгili болған аз сандағы спектраллық сыйықлардан турады. Сынап лампа менен жақтыландырылған P гүңгірт шийшеси жақтылықтың кең дереги болып табылады. Линза слюда болған C жапырағына түсетуғын жақтылықтың параллель дәстелерин пайда етеди. L_2 линзасының бас фокаллық тегислигине P' экранын жайластырып, онда тендей қыяллық жолақларын көриүге болады. Экрандағы интерференциялық жолақлардың жақсы көриниүи ушын, жоқарыда айтылғанындай, ол L_2 линзасының бас фокаллық тегислигинде жайласқан болыўы керек.



51-сүйрет.

Нурлар солюда жапырақтың бетлеринде шағылысқанда тендей қыяллықтар жолақларын бақлаудың схемасы.

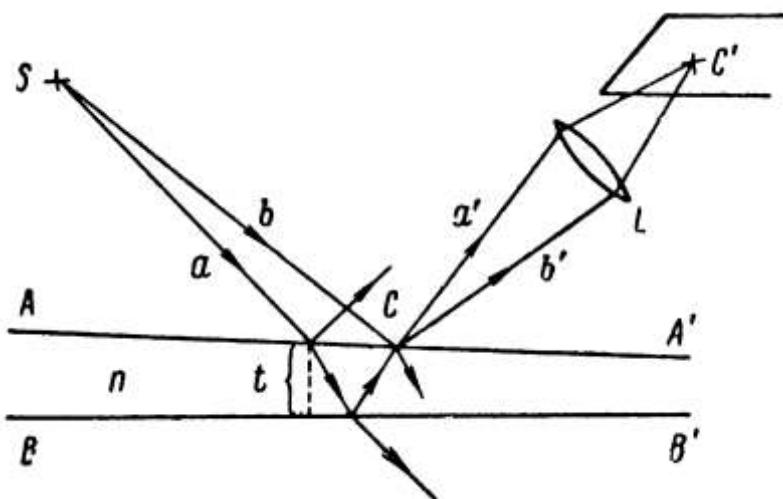
L_2 линза менен экранды тиккелей көз бенен алмастырыўға болады. Бундай жағдайда L_2 линзасының орнын көздин сындырышы системасы атқарады (В этом случае роль линзы L_2 играет преломляющая система глаза (хрусталик, мөлдир қабық). Егер көз аккомодацияланбаған болса, яғни оның фокусында шексиз қашықлатылған предметлер алынатуғын болса, онда тендей қыяллықтар жолақлары қандай да бир линзаны пайдаланбаса да көринип турады.

2. Тендей қалыңлықтар интерференциялық жолақлары. Енди бетлери бир бирине параллель болмаған мөлдир пластинканы қараймыз. Бундай жағдайда да AA' ҳәм BB' бетлериниң екеүинен шағылысқан нурлар пайда болады. Мейли, S ноқаттың дерегинин a нұры (52-сүйрет) BB' бетинен шағылысыұдың ҳәм AA' бетинин қасында еки рет сыныұдың салдарынан C ноқаты арқалы өтетуғын ҳәм L линзасына барып түсетуғын a' нұрының пайда болыўына алып келсин. S дерегинен шыққан нурлар ҳәр қылыш бағытларда тарқалатуғын болғанлықтан, сол нурлардың арасынан AA' бетинин C ноқатына келип түсетуғын b нұры табылады. Бул ноқатта оның бир бөлими шағылысады (ҳәм нурдың бир бөлими сынады, Бирақ сынған нур бизди ҳәзир қызықтырмайды) ҳәм a' нұрына салыстырғанда базы бир мүйешке бурылған b' нұрын пайда етеди. a' ҳәм b' нурлары L линза арқалы өтип, C ноқатының сүйрети болған C' ноқатында кесилиседи. a' ҳәм b' нурларының екеүи де бир S дерегинде пайда болғанлықтан олар когерентли болады ҳәм интерференцияланады. a' ҳәм b' нурларының арасындағы Δ ның жуп ямаса так сан еселенген ярым толқын узынлығына тең болыўына байланыслы, C' ноқатында максимум ямаса минимум пайда болады.

Егер AA' ҳәм BB' бетлериниң арасындағы мүйеш киши ҳәм S дереги пластинкадан алыста жайласқан болса, онда Δ жүрислер айырмасы жуўық түрде (4a) формуланың жәрдеминде анықланады. Жақтылықтың дереги пластинкадан алыста жайласқан жағдайда нурлар пластинкаға шама менен бирдей мүйеш пенен түседи ҳәм бундай жағдайда Δ жүрислер айырмасы пластинканың қалыңлығы t ның өзгериси менен байланыслы болады. Егер C ноқатына пластинканың L линзаның AA' бетин менен түйинлес болған фокаллық тегислигинде жайласқан C' ноқатында максимум сәйкес келетуғын болса, онда максимум бирдей қалыңлыққа ийе орындағы пластинканың AA' тегислигинде жатқан барлық C_i ноқатларының барлығына сәйкес келеди. Солай етип, L линзаның фокаллық тегислигинде пайда болатуғын интерференциялық жолақлар пластинканың бирдей

қалыңлыққа ийе болған орынларына сәйкес келеди. Буннан бирдей қалыңлықтардағы жолақлар атамасы келип шыққан. Әлбетте, егер сына тәризли формаға ийе болатуғын болса, онда теңдей қалыңлықтар интерференциялық жолақлары сынаның қабырғасына параллель болған туұрылар түrine ийе болады.

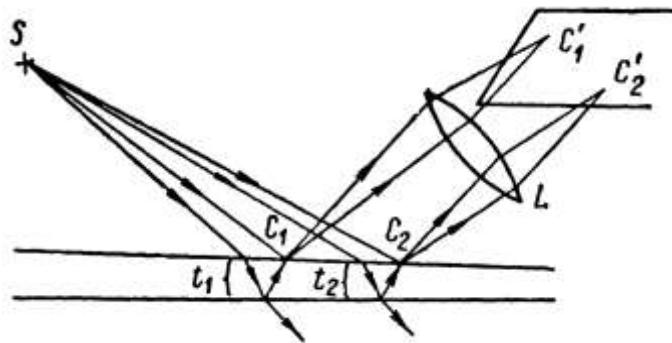
52-сүйрет.
Дәстелердин қалыңлықтары
параллель болмаған
пластиинкада
шағылысқандағы
интерференциясы.



Жоқарыда айтылып өтилгениндей, бирдей қалыңлықтар жолақлары пластиинканың AA' бети менен түйинлес болған L линзасының фокаллық тегислигінде бақланады. Басқа сөз бенен айтқанда, экранда кескин түрдеги (анық көринетуғын) интерференциялық жолақларды бақлау ушын L линзасы AA' пластиинкасының бетине фокусланған болыўы керек.

Теңдей қалыңлықтар интерференциялық жолақлары шағылыстыратуғын пластиинканың бетинде локализацияланған.

Теңдей қалыңлықтар жолақларын L линзасы болмаған жағдайда да көз бенен тиккелей бақлауға болады. Бундай жағдайда линзаның орнын көздің сындырыўшы системасы ийелейди. Бундай жағдайда көзди пластиинканың бетине фокуслау керек.

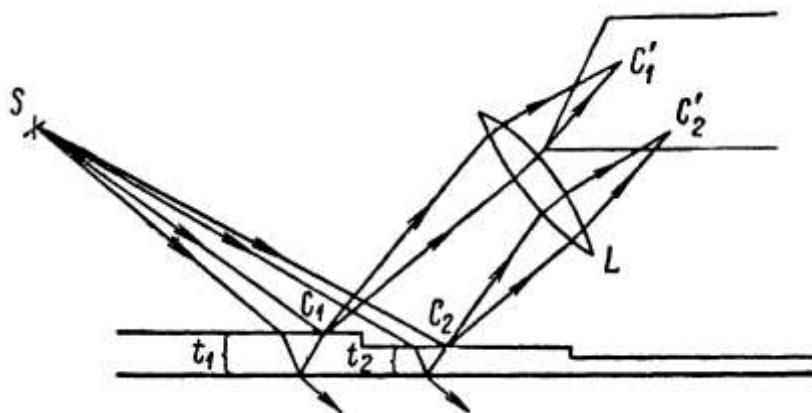


53-сүйрет.
Пластиинканың қар қыйлы болған t_1
жәм t_2 қалыңлықтарына сәйкес
келетуғын максимумлардың пайда
болыўы.

Монохромат емес болған жақтылықта қар қыйлы толқын узынлықтарына сәйкес келетуғын жолақлар теңдей қыялыштар жолақларындағыдай болып бир бириңиң үстине түседи. Соныңтан бирдей қалыңлыққа ийе болмаған қаның пластиинка болған жағдайда интерференциялық жолақлар тек монохромат жақтылықта ғана пайда болады. Пластиинканың бетлериниң параллеллитетен өзгешелігінің үлкен болмауы керек, бундай болмаған жағдайда теңдей қалыңлықтар жолақлары бир бирине дым жақын жайласады. Жүдә жуқа пластиинкаларда жолақлардың ақ жақтылықта да бақланыўы мүмкін. Бундай жағдайда реңли жолақлар пайда болады. Мейли, базы бир орында пластиинканың қалыңлығы C_1 ноқаты ушын, жүрислер айырмасы Δ ның шамасы, мысалы, толқын

ұзынлығы 0,70 мкм болған қызыл нур ушын толқын ұзынлығына тең болсын (53-сүйрет). Демек, бұндай нурлар ушын интерференциялық максимум сәйкес келеди. Бұндай жағдайда тап сол C_1 ноқатында толқын ұзынлығы 0,35 мкм болған ультрафиолет нурлар бир бириң азы-көпли ҳәлсиретеди. Солай етип, пластинканың сол ноқаты ушын қызылға боялған максимум пайда болады. Тап сол сияқты, пластинканың басқа жүрислер айырмасын беретуғын басқа ноқатларында басқа реңли максимумлар пайда болады (мысалы, C_2 ноқатынан).

Базы бир жуқа пластинка бир участкада турақлы t_1 қалыңлығына, ал басқа участкада да турақлы t_2 қалыңлығына ииे деп болжайық (53-сүйрет). Бұндай жағдайда барлық бириңши участкада (турақлы i_1 түсіү мүйешінде) пленка Δ_1 жүрислер айырмасын, ал екинши участканың барлығында Δ_2 жүрислер айырмасын береди. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, еки бөлім ҳәр қыйлы толқын ұзынлықтары ушын максимумды береди ҳәм ҳәр қыйлы реңлерге иие болып көринеди. Шағылышқан нурлардың интерференциясының нәтийжесінде пайда болған усындағы ҳәр қыйлы реңлерге иие болыу жуқа пластинкалардың реңлері атамасына иие. Әлбетте, түсіү мүйеші i_1 дин өзгериси менен жүрислер айырмасы да, демек, пластинканың реңи де өзгереди.



54-сүйрет.
Жуқа пластинкалардың
реңлеринің пайда
болыуы.

Жуқа пластинкалардың реңлерин сабын көбиклерин, суýдың бетиндеги майдың жуқа алынкасын, ҳәр қыйлы пластинкалардың арасындағы жуқа ҳауа қатламын бақлағанда аңсат көриүге болады.

Теңдей қалыңлықтар жолақтары ушын бир қанша дара жағдайларды қараймыз.

1-мысал. Шийше ($n = 1,5$) сынаның беттеринин арасындағы мүйеш $\alpha = 0,1'$ шамасына тең. Сынаға оның бетине нормал бағытта толқын ұзынлығы $\lambda = 0,5$ мкм болған монохромат нурлардың дәстеси келип түседи (55-сүйрет). Жолақтардың арасындағы сыйықты қашықлықты табыңыз.

Шешими. Бул жағдайда $i_1 = 0$ ҳәм (4a) формула бойынша жүрислер айырмасы Δ жуўық түрде мынаған тең,

$$\Delta = 2tn - \frac{1}{2}\lambda.$$

Мейли, C_1 ҳәм C_2 ноқатларына еки қоңысылас жолақтар сәйкес келетуғын болсын, бұндай жағдайда бул ноқатлардағы жүрислер айырмасы Δ_1 ҳәм Δ_2 ушын мыналарға иие боламыз:

$$\Delta_1 = 2nt_1 - \frac{1}{2}\lambda = k\lambda,$$

$$\Delta_2 = 2nt_2 - \frac{1}{2}\lambda = (k-1)\lambda.$$

Бул теңликтердеги t_1 менен t_2 арқалы C_1 ҳәм C_2 ноқатларындағы сынаның қалыңлығы белгиленген ($t_2 < t_1$ теңсизлиги орынланады деп есаптаймыз). Бул еки теңликтен ағзама-ағза алып

$$2n(t_1 - t_2) = \lambda$$

теңлигинин орынлы екенлигин ҳәм бүннан

$$t_1 - t_2 = \lambda/2n \quad (6)$$

катнасын табамыз. Егер l арқалы биз излеп атырған жолақтардың арасындағы қашықлықты белгилесек, онда 55-сүйретте көринип түрғанындей,

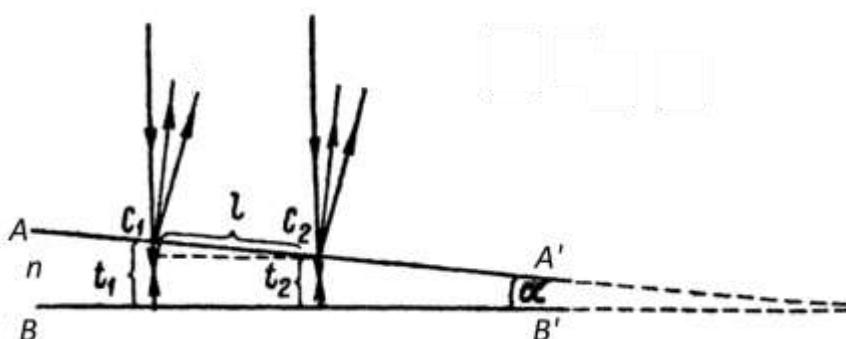
$$l \cong \frac{t_1 - t_2}{\alpha}$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте α мүйеси радианларда аңлатылған болыұы керек. Бул теңликке $t_1 - t_2$ айырмасының орнына оның (6)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсақ, онда

$$l \cong \frac{\lambda}{2n\alpha} = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{2 \cdot 1,5 \cdot 2,9 \cdot 10^{-5}} = 0,56 \text{ sm}$$

шамасына ийе боламыз.

Солай етип, жолақтар сынаның бетинде бир бирине 5,5 мм қашықлықта жайласады екен. Мәселени кери бағытта шешиүге де болады: теңдей қалыңлықтар интерференциялық жолақтарының арасындағы қашықлық бойынша сынаның α мүйесин де табыуға болады. Бул усыл мүйештин шамасы жүдә киши болған жағдайларда сынаның мүйешлерин табыу ушын әмелде жийи қолланылады.



55-сүйрет.
Сынадағы
интерференция.

2-мысал. Тегис шийшениң BB' бетинде (56-сүйрет) AA' тегис-дөңес линза қойылған. Оның иймеклик радиусы R ге тең. Линза менен тегисликтиң арасында ҳауа қатламы пайда болады. Ҳауа қатламын шеклеп турған бетлердеги шағылысыўларда пайда болатуғын теңдей қалыңлықтар иймекликлеринң түрін анықлаңыз. Жақтылықты линзаға нормаль бағытта келип түседи деп есаплаңыз.

Шешими. Ҳауа қатламының теңдей қалыңлықтар орынлары орайы BB' тегислигі менен тийисетуғын O нокатында жайласқан радиусы r болған шенбер болып табылады. $r < R$ теңсизлигі орынланғанда ҳәм жақтылық нормаль бағытта түскенде жүрислер айырмасы Δ ның мәниси (4а) формуласы менен жуұық түрде аңлатылады. Ҳауаның сындырыў коэффициенти $n = 1$ деп есаплап, мынаны аламыз:

$$\Delta = 2t + \frac{\lambda}{2}.$$

$\lambda/2$ шамасының алдындағы белги енди плюс етип алынады, себеби ярым толқын ұзынлығының жоғалыуы ҳауа қатламы менен BB' тегислигинин арасындағы шегарада шағылысыўының салдарынан жүзеге келеди. Жақтылық интерференциялық жолақтардың пайда болыў шәрти байлайынша жазылады:

$$\Delta = 2t + \frac{\lambda}{2} + k\lambda. \quad (7)$$

Бул аңлатпада k - пүтиң сан.

Сүйреттен $r \ll R$ болған жағдайда жуұық түрде

$$t = \frac{r^2}{2R}$$

теңсизлигинин орынлы екенлеги келип шығады.

t ның бул мәнисин (7)-аңлатпаға қойып

$$\frac{r^2}{R} = (k + \frac{1}{2})\lambda$$

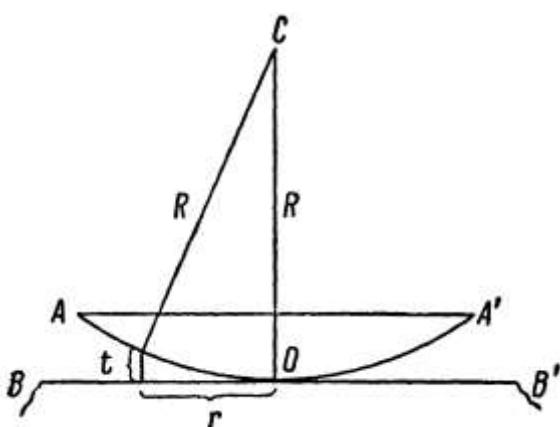
теңлигинин орынлы екенлигин табамыз ҳәм буннан кейин r ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$r = \sqrt{(k + \frac{1}{2})\lambda R}$$

формуласын аламыз.

Солай етип, бул жағдайдың тендең қалыңлықтар интерференциялық жолақлары концентрик сақыйналар түрине ийе болады екен ҳәм олардың радиусы (8)-формуланың жәрдеминде анықланады. Линза менен тегисликтиң тийисип турған орнында қалыңлығы толқын узынлығынан әдеүір киши болған жүдә жуға ҳауа қатламы пайда болады. Соныңтан бул ноқтатта нурлардың арасында пайда болған жүрислер айырмасы тек ВВ' тегислигінде шашыраудың нәтийжесіндегі жүзеге келетуғын ярым толқын узынлығының жоғалығы менен ғана анықланады. Усының салдарынан Δ шамасы $\lambda/2$ ге тең болады ҳәм интерференциялық сүйреттің орайы O болған ноқтатында қараңғы дақ пайда болады.

Ақ жақтылық пенен жақтыланырылғанда интерференциялық сақыйналар боялған ҳәм бақланатуғын сақыйналардың саны үлкен емес болады. Себеби k ның үлкен мәнислеринде ҳәр қыйлы узынлықтарға ийе болған толқынлардың интерференциялық сақыйналары бир бириңин үстине түседи ҳәм соныңтан олар жайылады.



56-сүйрет.
Ньютон сақыйналарының пайда болыўы.

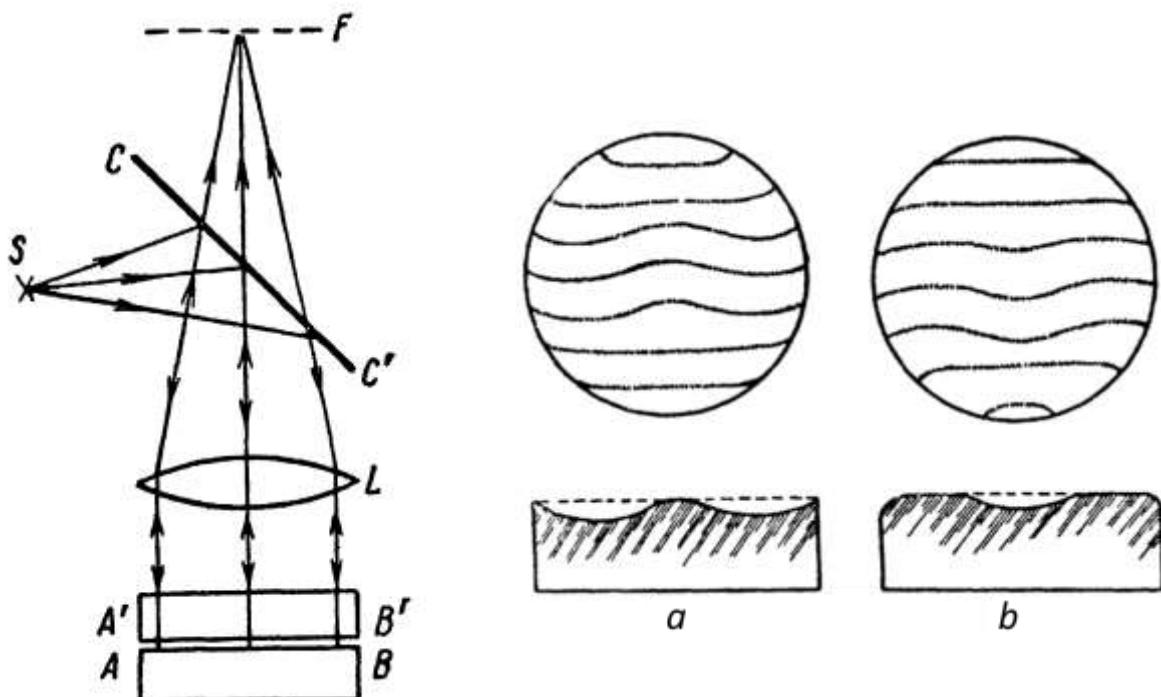
Жоқарыда көрсетилген тендең қалыңлықтар жолақлары Ньютон тәрепинен бириңи бақланды ҳәм тәрийипленди. Соныңтан, оларды *Ньютон сақыйналары* деп атайды. Толқынлардың интерференциясын еле билмегенликтен, Ньютон өзи бақлаған құбылышты түсіндіре алмады ҳәм "жақтылықтың женіл шағылышы менен женіл етийі" құбылышы орын алады деп болжады (250-параграф).

§ 263. Интерференция құбылыштарының қолланылығы. Буннан алдыңғы параграфта жақтылықтың интерференциясының жәрдеминде еки тегисликтиң арасында пайда болған киши мүйешлерди өлшеүге болатуғынлығы қаралды. Усының менен бир қатарда интерференция құбылышын басқа да бир қатар дәл өлшеўлерди өткериү ушын қолланылға болады; интерференция құбылыштарының физикалық экспериментлердеги ҳәм өндирістеги қолланылыштың областы тез көздеймекте. Бул параграфта биз интерференцияның базы бир әпиүайы қолланылышын қараймыз.

1. Бетлердин сапасын изертлеү. Оптикалық әсбаплардың бетлерин соққанда жүдә үлкен дәллік талап етиледи. Жоқарыда айтылып өтілгендей, айналардың тегис бетлері ямаса линзалардың сфералық бетлері сәйкес идеал болған геометриялық бетлерден жақтылық толқынының толқын узынлығының үлкен болмаған үлесине ғана айырмаса ийе болыўы керек (толқын узынлығының $\frac{1}{4}$ бөлеги ҳәм оннан да киши). Бетлердин усындағы жоқары сапасы интерферометрик жол менен әмелгे асырылады.

Шийше пластинканың бетиниң идеал болған бетке жақынлығының дәрежесин анықлау бойынша әпиүайы мәселени қараймыз. Бундай сынау жұмыслары жоқары сапаға ийе болған "сынау өткериү айнасының" жәрдеминде өткериленеди. Бундай айнаның бетлериниң бири идеал болған геометриялық беттен әдетте толқын узынлығының жигирмадан бирине тең шамадан үлкен болмаған айрылады. Сынап көрілетуғын бет жуға ҳауа қатламы пайда болатуғындағы етип "сынау өткериү айнасына" қысылады. Усындағы

хауа қатламы арқалы жақтылықты өткөргенде теңдей қалыңлықтардағы интерференциялық жолақлар пайда болады. Бундай жолақларды бақлау ушын 57-сүйретте көрсетилгенде әпиүайы дүзилис пайдаланылады. Бул сүйретте S - жақтылықтың дереги, CC' - ярым гүмисленген айна, L - "сынау өткериүй айнасына" қысып қойылған сынап көрилетуғын пластинкаға келип түсетеуғын параллель дәстени алғы ушын қолланылатуғын линза. "Сынап көрилетуғын айнаның" AB бети менен изертленетуғын $A'B'$ бетинен шағылышқан нурлар CC' ярым гүмисленген бет арқалы өтеди ҳәм L линзасының F фокаллық тегислигінде теңдей қалыңлықтар жолақлары пайда болады. Егер AB бети менен изертленетуғын $A'B'$ бетиниң арасындағы хауа қатламы сынаның формасына ийе пайда болатуғын болса бул жолақлар әпиүайы түрге ийе болады. Егер пластинкалардың бетине муқыятлы түрде шаңды үрлесе ҳәм оларды бир бириңиң үстине қойғанда бир тәрепин қысса, усындаі тәжирийбени жүзеге келтириүге болады. Егер бетлердин екеуді де идеал түрде тегис болса, онда олардың арасында сына түриндеги хауа қатламы пайда болады ҳәм пайда болған теңдей қалыңлықтар жолақлары сынаның қабырғасына параллель болған туўрылар түрине ийе болады. Тегисликкітін қәлеген аўытқыў интерференциялық жолақлардың қыйсайыуына алып келеди. 58а ҳәм 58б сүйреттерде изертленип атырған бетте дөңес орын менен ойыслық бар болған жағдайдағы жолақлардың түрлери көрсетілген. Пластинкалардың дәслеп бир тәрепин, ал кейин екинши тәрепин қысыў арқалы сынаның қабырғаларының орынларын өзгертиүге болады ҳәм усындаі усылдың жәрдемінде барлық бағытлардағы беттин сапасын изертлеудің мүмкіншилиги туўылады.



57-сүйрет. Бетлердин сапасын тексерип көриү ушын арналған әсбап.

58-сүйрет. Дөңес (а) ҳәм ойыс (б) орын бар жағдайда пайда болған интерференциялық жолақлардың сыртқы түри.

Кескин түрдеги интерференциялық жолақлардың алыныўы ушын монохромат жақтылықты пайдаланыў керек. Оның ушын S жақтылық дереги сыпатында көзге көринетуғын областта аз сандағы кең спектраллық сызықларға ийе болған сынап доғасы алынады (57-сүйрет). Бул спектраллық сызықлардың бириңиң жақтылығы фильтрдин жәрдемінде ажыратып алынады.

2. Толқын ұзынлығының киши өзгерислерин өлшеў. Жоқарыда қарап өтилген бирдей қалыңлықтар жолақтары қандай да бир қатламның қалыңлығының жүдә киши өзгерисин өлшеў ушын да қолланылады. Егер, қандай да еки бет бир бири менен сынаны пайда ететуғын болса, онда шағылышқан жақтылықта бир бирине параллель болған түүрүлар түриндеги теңдей қалыңлықтар жолақтары пайда болатуғының биз көрдик. Жақтылық жолақ пайда болған орындағы жүрислер айырмасы

$$\Delta_1 = 2d_1 n - \frac{1}{2}\lambda = k\lambda$$

шамасына тең болады. Егер бетлер арасындағы α мүйешин сақлап, бир бирине салыстырғанда жылжыйтуғын болса, онда сынаның берилген ноқатындағы сынаның қалыңлығы d_1 үлкейе баслайды ҳәм жүрислер айырмасы $k\lambda$ шамасына тең болмай қалады. Әлбетте, бундай жағдайда сынаның қабырғансына жақын болған ноқатта жүрислер айырмасы Δ_1 шамасына тең болады. Усының нәтийжесинде жолақ сынаның қабырғасы тәрепке қарай жылышады. d қалыңлығының шамасы жүрислер айырмасы Δ ның мәниси $(k+1)\lambda$ шамасына тең болатуғындай шамаға жеткенде, онда биз қарап атырған орында қайтадан жақтылық жолақ пайда болады. Бундай жағдайда мынадай теңлик орынланады:

$$\Delta_2 = 2d_2 n - \frac{1}{2}\lambda = (k + 1)\lambda.$$

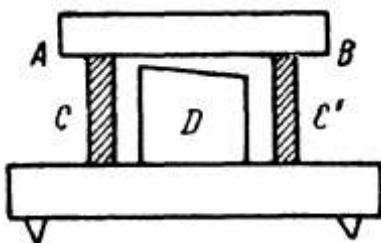
Соңғы еки теңликтен мынадай жағдайды көремиз: интерференциялық сүүрет бир жолаққа жылышқанда усы орындағы сынаның қалыңлығы

$$d_2 - d_1 = \frac{\lambda}{2n}.$$

Интерференциялық сүүрет и жолаққа жылышқанда, қалықтың өзгериси мынаған тең болады:

$$d_{k+1} - d_1 = \kappa \frac{\lambda}{2n}.$$

Толқын ұзынлығы λ ның мәниси $5 \cdot 10^{-5}$ см шамасында болғанлықтан, интерференциялық жолақтың жылышсызы бойынша қалықтың 10^{-5} см ге өзгерисин өлшеў мүмкіншиликтүүлөдө.



59-сүүрет.
Интерференциялық дилатометр.

Мысалы, усындағы усылды өлшемлери үлкен болмаған үлгилер түриндеги қатты денелердин жыллышық көңейиүи коэффициентлерин дәл өлшеўге болады. Оның ушын 59-сүүретте көрсетилген интерференциялық дилатометр деп аталатуғын дүзилис пайдаланылады. Әсбап әдетте әдеттегидей балқытылған кварцтан таярланған ҳәм жыллышық көңейиү коэффициенти мұқыялты түрде өлшенген CC' сақыйнасынан турады. Сақыйнасын үстинде тегис бетлерге ийе шийше пластинка жатады. Сақыйнасын ишине астыңғы ҳәм үстинги бетлери жақсы полировкалған изертленетуғын D денеси жайластырылады. D денеси оның жоқары бети менен шийше пластинканың AB бетинин арасында ҳаұның сына тәризли жуқа қатламы пайда болатуғындай етип жайластырылады. Әсбапты жоқарыдан жақтыландырғанда теңдей қалыңлықтар жолақтары пайда болады. Әстапты қыздырғанда D денеси менен CC' сақыйнасының жыллышық коэффициентлеринин ҳәр қайылы болатуғынына байланыслы ҳауа

қатламының қалыңлығы өзгереди ҳәм усыған сәйкес интерференциялық жолақлар жылышады. Жолақлардың жылышының бойынша денелердин өлшемлеринин өзгерисин ҳәм соңан сәйкес жыллылық кеңейиү коэффициентин есаплауға болады.

Интерференциялық усылды ҳәр қыйлы себеплерге байланыслы (механикалық созыў, ийиү ҳ.т.б.) узынлықтардың өзгерислерин өлшеү ушын да пайдаланады. В.П.Линник микроинтерферометр деп аталатуғын полировкаланған бетлердеги тырналған орынлардың тереңлигин, басқа да дефекттерин өлшейтуғын арнаұлы әсбапты конструкциялады.

§ 264. Интерферометрлер ҳәм олардың қолланылығы. Интерферометрлер деп аталатуғын ҳәм көпшилик жағдайларда сыныў коэффициентлерин өлшеү ушын қолланылатуғын интерферометрлер деп аталатуғын бир қатар әсбапларды қараймыз. Усындаған типтеги әсбаптың ең әпиүайы тури схемасы 60-сүйретте көрсетилген Жамен интерферометри болып табылады. Интерферометр бирдей t қалыңлықтағы еки дана қалың тегис-параллель $ABB'A'$ ҳәм $CDD'C'$ пластинкаларынан турады. Нур жақтылықтың S дерегинен пластинканың AB қапталына түседи, бул қапталда жақтылықтың бир бөлими шағылышады, ал екинши бөлими сынып, артқы $A'B'$ қапталында шағылышады. Нәтийжеде 1 ҳәм 2 нурлары пайда болып, олардың бир бөлими екинши пластинканың CD қапталынан, ал екинши бөлими артқы $C'D'$ қапталында шағылышады. Бул шағылышыўлардың салдарынан төрт дана 1', 1, 2 ҳәм 2' нурлары пайда болады, олар бир бири менен бетлесип, интерференцияланады.

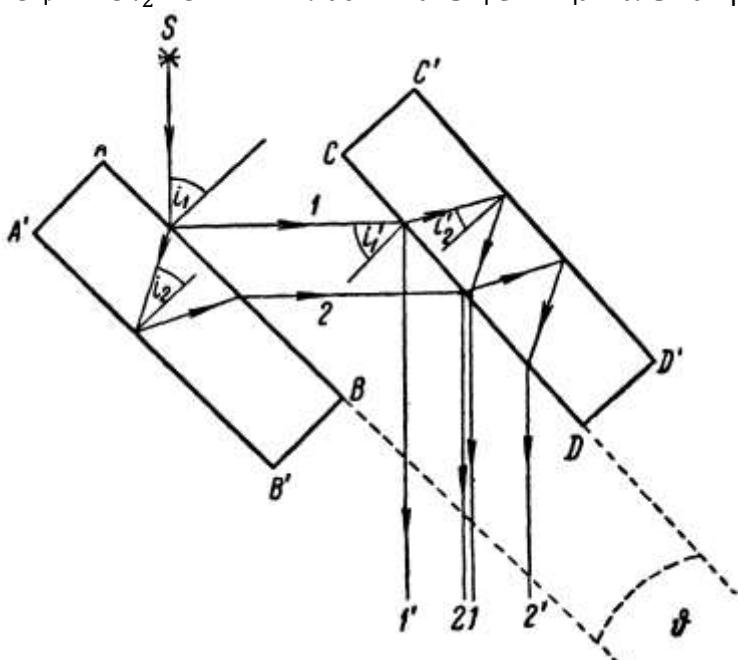
$ABB'A'$ пластинкасында шығылышқанда 2 ҳәм 1 нурларының арасында

$$\Delta_1 = 2tn \cos i_2 - \frac{1}{2}\lambda$$

шамасына тең Δ_1 жүрислер айырмасы пайда болады [262-параграфтағы (4)-формулаға қараңыз]. Бул теңликте i_2 - пластинканың $A'B'$ қапталына нұрдың түсіү мүйеші ҳәм n - пластинка соғылған материалдың сындырылған коэффициенти. Нурлардың екинши пластинкада шағылышыўының нәтийжесинде 1 ҳәм 2 нурларының арасында мынадай жүрислер айырмасы пайда болады:

$$\Delta_2 = 2tn \cos i'_2 - \frac{1}{2}\lambda.$$

Бул теңликте i'_2 - екинши пластинканың $C'D'$ қапталына түсіү мүйеші.



60-сүйрет.
Жамен
интерферометринин
схемасы.

Еки пластинкада шағылысқаннан кейин нурлардың арасында пайда болған жүрислер айырмасы Δ мынаған тен болады:

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = 2tn(\cos i'_2 - \cos i_2). \quad (1)$$

Егер пластинкалардың екеүі де бир бирине қатаң түрде параллель болса, онда $i'_2 = i_2$ ҳәм $\Delta = 0$, яғни 1 ҳәм 2 нурларының арасында ҳеш қандай жүрислер айырмасы пайда болмайды ҳәм олар бир бириң күштегеди.

Егер пластинкалардың арасындағы ϑ мүйешинин шамасы нолге тен болмаса, онда 1 ҳәм 2 нурлары ϑ мүйешинен және жақтылықтың АВ бетине түсіү мүйеши i_1 ден ғәрэзли болған Δ жүрислер айырмасына ийе болады.

(1)-формуладан мынаған ийе боламыз:

$$\Delta = 4tn \sin \frac{i_2 + i'_2}{2} \sin \frac{i_2 - i'_2}{2}.$$

Пластинкалардың арасындағы мүйеш ϑ киши болғанда i'_2 пенен i_2 арасындағы айырма жүдә киши болады ҳәм соңғы формуладан жуұық түрде мынаны аламыз:

$$\Delta = 4tn \sin i_2 \cdot \delta i_2. \quad (2)$$

Бул формулада δi_2 арқалы $i_2 - i'_2$ айырмасы белгиленген.

δi_2 шамасын пластинкалардың арасындағы мүйеш ϑ менен байлайынша байланыстырыўға болады. Мейли, i_1 менен i'_1 жақтылықтың $ABB'A$ ҳәм $CDD'C$ пластинкаларына түсіү мүйеши болсын. Бундай жағдайда $i'_1 = i_1 - \vartheta$. Сыныў нызамы бойынша мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} \sin i_1 &= n \sin i_2, \\ \sin i'_1 &= \sin(i_1 - \vartheta) = \sin i'_2. \end{aligned}$$

Бул еки теңлікти бир бириңен ағзама-ағза алып

$$\sin i_1 - \sin(i_1 - \vartheta) = n(\sin i_2 - \sin i'_2).$$

ϑ мүйеши киши болғанда бул теңліктен жуұық түрдеги

$$\cos i_1 \cdot \vartheta = n \cos i_2 \cdot \delta i_2$$

теңлигин алыша болады. Буннан

$$\delta i_2 = \frac{1}{n} \frac{\cos i_1}{\cos i_2} \cdot \vartheta \quad (3)$$

формуласына ийе боламыз. Егер

$$\frac{\cos i_1}{\cos i_2} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{1 - \sin^2 i_2}} = n \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}}$$

теңлигинин орынлы екенлегин аңғарсақ, соңғы δi_2 ушын жазылған аңлатпаны түрлендириўге болады: $\cos i_1 / \cos i_2$ қатнасы ушын алышаң мәнисти (3)-формулаға қойып

$$\delta i_2 = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}} \cdot \vartheta \quad (4)$$

формуласын табамыз.

Әдетте интерферометрдеги түсіү мүйеши $i_1 = 45^\circ$ ҳәм шийшениң сындырыў коэффициенти 1,55 ке жақын. i_1 менен n ниң усындағы санлы мәнислери ушын жуұық түрде

$$\delta i_2 = \frac{1}{2} \vartheta \quad (4a)$$

мәниси сәйкес келеди. δi_2 ниң табылған мәнисин (2)-формулаға қойсақ, онда нурлардың арасындағы Δ жүрислер айырмасы ушын мынадай жуұық аңлатпаны аламыз:

$$\Delta = tn \sin i_2 \cdot \vartheta. \quad (5)$$

Интерферометрдин бириңи пластинкасын монохромат жақтылықтың параллель дәстеси менен жақтыландырығанда нурлардың қәлеген жубы ушын бирдей жүрислер айырмасы пайда болады. Нурлар еки пластинкада да шағылысқаннан кейин бир текли жақтыландырылған майдан пайда болады ҳәм оның жарқынлығы Δ ниң мәнисинен

тәрезли болады. Егер жүрислер айырмасы Δ пүтин сан еселенген толқын узынлығына тең болса максималлық жарықты, ал жүрислер айырмасы Δ ның шамасы тақ сан еселенген $\lambda/2$ шамасына тең болғанда минималлық жарықты алғынады. Егер бириңи пластинкағы тарқалатуғын дәсте келип түссе, онда бул нурлардың ҳәр қыйлы жупларына i_2 мүйешиниң ҳәр қыйлы мәнислери ҳәм (5)-формула бойынша ҳәр қыйлы Δ лар сәйкес келеди. Нәтийжеде интерференциялық жолақлардың системасы пайда болады, олардың ҳәр қайсысы i_2 мүйешиниң белгили мәнисине сәйкес келеди, яғни тендең қыялыштар жолақлары болып табылады.

Жамен интерферометриниң пластинкаларын олардың арасындағы 1 ҳәм 2 нурларының кең түрде ажыралғанлығын тәмийинлеў ушын қалың етип ислейди. Усының салдарынан дәстелериниң бирине қандай да бир сындырыш заттың қатламын жайластырыға ҳәм бул жағдай дәстелердин арасына қосымша Δ' жүрислер айырмасын пайда етиүге мүмкиншилик береди. Мейли, мысалы, дәстелердин бирине қалыңлығы l ҳәм сындырыш коэффициенти n_2 болған заттың қатламы жайластырылған болсын. Бундай жағдайда мынадай қосымша жүрислер айырмасы пайда болады:

$$\Delta' = l(n_2 - n_1). \quad (6)$$

Бул теңликтегі n_1 арқалы ҳаўаның сындырыш коэффициенти белгиленген. Егер усы Δ' жүрислер айырмасы ушын $\Delta' = k\lambda$ теңлиги орынланатуғын болса, онда барлық интерференциялық сүйрет k жолаққа жылышады. Демек k шамасының бөлшек болыуы да мүмкин. k ны анықладап ҳәм пластинканың қалыңлығы l ди билип, (6)-теңлик бойынша сындырыш коэффициенттериниң айырмасы $n_2 - n_1$ ди анықлауда болады. Бул усылын сындырыш коэффициенттериниң жүдә киши болған айырмаларын анықлауда мүмкиншилик береди. Мысалы, интерференциялық сүйрет 1/5 жолаққа жылышқан жағдайда $l = 10$ см ҳәм $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болған жағдайда мынаған ийе боламыз:

$$n_2 - n_1 = \frac{k\lambda}{l} = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10} = 10^{-6}.$$

Интерферометрдин жоқары сөзгирлікке ийе болыуына байланыслы оны 1 дең азмаз айырмада ийе болған газлердин сындырыш коэффициенттерин өлшеў ушын пайдаланады. Оның ушын интерферометрдин еки дәстесине еки тәрепи де бирдей тегис-паралель айна менен жабылған бирдей кюветаларды жайластырады. Кюветалардың бири изертленетуғын газ бенен толтырылады, ал екинши синдеңи ҳаўа сорып алғынады. Бундай жағдайда (6)-формуладағы n_1 ди 1 ге тең есаплау керек, ал биз изертлеп атырған газдин сындырыш коэффициенти n_2 ушын мынаны аламыз:

$$n_2 = \frac{\Delta'}{l}.$$

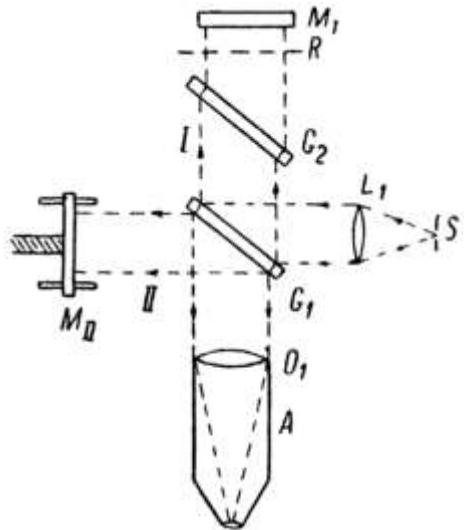
Бул теңликтегі l арқалы кюветаның узынлығы белгиленген.

Екинши интерферометр сыптында *Майкельсон интерферометрин* қараймыз.

Бул әсбапта S дерегинен шыққан жақтылықтың G_1 ярым мәлдир айнасында шағылышыұдың салдарынан пайда болатуғын I ҳәм II дәслелери интерференцияланады (61-сүйрет). I дәстеси нормал бағытта тегис, қозғалмайтуғын M_I айнасына келип түседи ҳәм кери бағытта шығылышады ҳәм ярым мәлдир айна арқалы өтип A көриү трубасына келип түседи. II дәстеси нормал бағытта M_{II} айнасына келип түседи. Жылыстырышылар менен винттин жәрдемінде бул айнаны өзине паралель қалған ҳалда дәстениң бағытында жылыстырыға болады. M_{II} айнасында ҳәм оннан кейин ярым мәлдир G_1 айнасында шағылышып, бул дәсте де A көриү трубасына келип түседи. II дәстеси G_1 пластинкасы арқалы үш рет, ал I дәстеси болса бир рет өтеди (ярым гүмисленген айнада гүмисленген қапталды S дереги тәрепинде деп есаплаймыз). Усыған байланыслы дәстелердин арасында пайда болған жүрислер айырмасын компенсациялау ушын I дәстесиниң жолынан

қалыңлығы G_1 пластинкасының қалыңлығындаі екинши тегис-параллель ҳәм мөлдир болған G пластинкасын жайластырамыз.

61-сүйрет.
Майкельсон интерферометринин схемасы.



Егер R арқалы G_1 айнасындағы M_{II} айнасының сүйретин белгилесек, онда A көриў трубасында жақтылықтың R ҳәм M_I тегисликлеринде шашырауының себебинен интерференциялық сүйрет пайда болады. Сонықтан бақланатуғын сүйрет мөлдир пластинкадағы жақтылықтың шағылысында пайда болған сүйретке сәйкес келеди (262-параграф). Егер R ҳәм M_I тегисликлери бир бирине қатаң түрде параллель болса, онда интерферометрде сақыйналар түрине ийе болатуғын теңдей қыялышылар жолақлары пайда болады I ҳәм II дәслеринин арасындағы жүрислер айырмасы $\Delta = 2t \cos \varphi$ ге тең, бул теңликте t арқалы R ҳәм M_I тегисликлеринин арасындағы қашықтық белгиленген, ал φ болса M_I тегислигиге түсіү мүйеші. Жақтылық жолақлар φ дин $2t \cos \varphi = k\lambda$ (k - пүтин сан) шәрттін қанаатландыратуғын мәнислеринде пайда болады. Егер R ҳәм M_I тегисликлери бир бирине сүйир мүйеш жасайтуғындаі болып жайласқан болса, онда олардың тәсири сынаның тәсирине сәйкес келеди ҳәм интерферометрде сынаның қабырғасына параллель болған туýры жолақлар түриндеги теңдей қалыңлықтар жолақлары пайда болады.

Линзалардың (объективлердин) бетлерин изертлеуди Майкельсон интерферометринин типиндеги интерферометрлердин жәрдеминде өткериүге болады. Оның ушын изертленетуғын объектив интерферометрдин шақаларының бирине жайластырылады ҳәм тегис айна объективтиң фокусы F ке сәйкес келетуғын дөңес айна менен алмастырылады. Бундай жағдайда нурлардың параллель дәстеси объектив арқалы өтип ҳәм дөңес айнада шығылысып, объектив арқалы екинши рет өтеди ҳәм қайтадан параллель дәстеге айланады. Егер объективте аберрациялар болмаса, онда интерферометрдин еки шақасының дәстелери бир бири менен қосылып, бир текли жақтыландырылған майданды пайда етеди. Аберрациялар бар болған жағдайларда объектив қосымша жүрислер айырмасын беретуғын орынларда қараңғы сақыйналар көринеди. Бул усыл тек объективтиң линзаларының талап етилетуғын формаға сәйкес келмеүин ғана емес, ал шийшедеги бир текли болмаған орынларды табыуға мүмкіншилик береди.

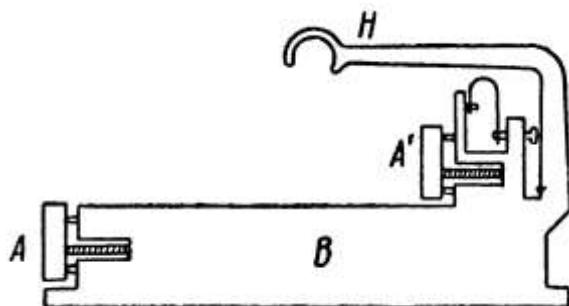
Объективлерди тап усындаі сынап көриуди В.П.Линник усылының (261-параграф) жәрдеминде еки толқын фронтының интерференциясын жүзеге келтириў жолы менен әмелге асырыўға болады. Оның ушын жақтылықтың S дереги менен тесиги бар S' пластинкасының арасына (46-сүйрет) сынап көрилетуғын L линзасын жайластырады. Ноқаттық S' дерегинин қасында пайда болған толқын фронты дұрыс сфера формасына ийе, ал аберрациялар бар болған жағдайда L линзасы тәрепинен пайда етилген толқын фронты майысқан болады. Толқын фронтының бундай майысыўларын пайда болған интерференциялық жолақлардың түри бойынша анықлауға болады.

§ 265. Интерференциялық метрология. Илим менен техниканың раýажланыўы метрологияның алдына оғада жоқары болған дәлликтеги өлшеўлерди өткериў мәселесин қойды. Деталларды бир бири менен алмастырыў әхмийетли болған көп санлы сериялық өндиристе өнимлердин өлшемлериниң микронларға шекемги шамаларда бирдей болыўы талап етиледи. Бул, өз гезегинде, физикалық шамалардың, солардың ишинде, мысалы, узынлықтың дәл эталоның дөретиў мәселесин қояды.

"Абсолют" деп аталауғын бирликлердин CGS-системасын дүзгендеге ўақыттың өтийи менен өзгермейтуғын ҳәм жоғалыўы мүмкін болмаған узынлықтың "тәбийий" бирлигин сайлап алыўға тырысты. Усындаған эталон ушын Жер меридианының узынлығының белгилі болған үлесин алыў усынды. Бирак, әмелде қолланыў мүмкін болған эталонлық узынлықтарды Жердин меридианының узынлығы менен салыстырыў жүдә қыйын мәселе болып табылады ҳәм бул мәселени зәрүрли болған дәлликте шешиўдің мүмкиншилиги жоқ. Соңықтан, буннан кейин ең бириňши эталон сыпатында Өлшемлер менен салмақлардың Халық аралық бюросында сақланып турған иридий менен платинаның құймасынан соғылған сызғыштың штрихларының арасындағы қашықлықты алыў қабыл етилди. Бул сызғыш метрдин бириňши эталоны болып табылады. Усы бириňши эталон менен бир қатарда метрдин 32 эталоны таярланған ҳәм олар ҳәр қыйлы еллере тарқатылған. СССР да усындаған эталонлардың екеўи - 11- ҳәм 28-санлы эталонлар сақланып тур. Ўақыттың өтийи менен бул эталонлардың арасында шамасы 0,7 мкм ге тең болған айырма табылды. Бундай айырманың пайда болыўының себеби платинаның иридий менен құймасының структурасының әстелік пенен өзгериүинин салдарынан пайда болған болса керек. Әлбетте, қатты эталон-сызғыштың ҳеш қайсысының усындаған өзгериске ушырамайтуғынлығына ҳеш ким кепиллік бере алмайтуғын болғанлықтың жаңа эталоның сайлап алыў мәселесин қойыў мақсетке мүштапық келеди. Жаңа эталон сыпатында белгилі шарайтларда қоздырылатуғын қандай да бир спектраллық сызықтың толқын узынлығын қабыл етиўге болады. Жақтылық толқынының узынлығы тек тийкарғы физикалық нызамлар бойынша анықланады ҳәм, усы жағдайға байланыслы, усы ямаса басқа қәлеген материалдың тосыннан иие болатуғын қәсийетинен ғәрэзли емес. Ең ақырында, жақтылықтың толқын узынлығының жүдә киши екенлигине қарамастан оның әмелій жақтан қолайлы екенлигин атап өтемиз. Интерференциялық усыллар жүдә жоқары дәлликтерде жақтылықтың толқын узынлығы менен үлкен узынлықтарды (метрдин әтирапындағы) ямаса оларды бир бири менен салыстырыўға мүмкиншилик береди.

Солай етип, интерференциялық метрология деп аталауғын метрологияның жаңа бөлими пайда болды. Ол узынлықтарды дәл өлшеў ҳәм салыстырыў ушын жақтылықтың интерференциясын пайдаланады.

62-сүйрет.
Узынлықтың эталоны.

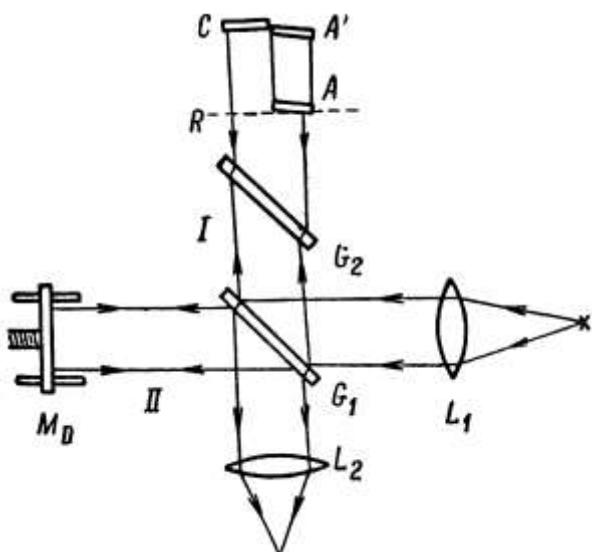


Жақтылық толқынының узынлығы менен нормаль метрдин узынлығын бириňши рет Майкельсон 1890-1895 жыллары салыстырыуды орынлады. Нормаль метрдин узынлығы кадмийдин қызыл сызығының узынлығы менен салыстырылды. Кадмийдин қызыл сызығы оның кескин екенлигине байланыслы сайлап алынды. Салыстырыў Майкельсон

интерферометриниң жәрдемінде әмелге асырылды. Усылдың идеясы интерферометрдин айнасын эталонның ұзынлығына тең аралықта жылыштырғандағы теңдей қыялыштар жолақлары интерференциялық сыйықларының жылысқан сакыиналарын санаудан ибарат. Этalonның ұзынлығы 0,39 мм етип алынды, себеби үлкен ұзынлықтарда сакыиналардың санын санағанда қәтелік жиберіу мүмкін.

Ұзынлық эталонының сыртқы түри 62-сүйретте көлтирилген.

Үлкен массаға ийе болған металл призма В еки A ҳәм A' айнасына ийе. Оларды бир бирине параллель етип жайластырыў мүмкіншилиги пайда етилген. H тутқасы эталонды жылыштырыў ушын хызмет етеди. Шашыратыўшы A ҳәм A' айналарының арасындағы қашықтық эталонның ұзынлығын анықлады.



63-сүйрет.

Жақтылықтың толқын ұзынлығы менен эталонның ұзынлығын салыстырып көриў ушын өткерилген тәжирийбениң схемасы.

Интерферометрге AA' эталоны қозғалмайтуғын айнасын орнына жайластырылады; оның менен бир қатарда тегис C айнасы жайластырылады (63-сүйрет). Интерферометрди қандай жақтылық пенен жақтыландырыўға байланыслы болған бизиң қәлеўимизге сәйкес ақ жақтылық пенен ямаса кадмий сыйығының қызыл жақтысы менен жақтыландырыўға болады. C айнасының бети R тегислигине қатаң түрде параллель етип жайластырылады. Ал, жоқарыда айтылып өтілгениндей R тегислиги болса ярым гүмисленген пластиинканың жәрдемінде алынған қозғалмайтуғын M_{II} айнасының сүйрети болып табылады. A ҳәм A' эталонының айналары (олар бир бирине параллель) R тегислигине үлкен болмаған мүйеш пенен, ал ең дәслеп A айнасы R тегислигин вертикаль сыйық пенен кесип өтетуғындағы етип жайластырылады.

R тегислиги M_{II} айнасының сүйрети болғанлықтан, пайда болатуғын интерференциялық сүйреттің түрін анықлаў ушын I ҳәм II дәстелердин арасындағы жүріслер айырмасын қараудың орнына берилген айна (A , A' ямаса C) менен R "айнасының" арасындағы жүріслер айырмасын қарайды.

R тегислигинин жоқарыда көрсетілген жайласыўында A эталоны болған айна менен R тегислигинин арасындағы жүріслер айырмасының бар болыўының салдарынан пайда болған теңдей қалыңлықтардың интерференциялық жолақларын ямаса кадмий сыйықларының жақтылығында R тегислигине параллель болған C айнасынан алынатуғын теңдей қыялыштар жолақлары алынады. Дәслеп әсбап ақ жақтылық пенен жақтыландырылады ҳәм теңдей қалыңлықтар жолақлары алынады. Олардың арасында ноллик жолақтың бар болыўы R тегислигинин A айнасын ҳақыйқатында да кесип өтетуғының билдиреди. M_{II} айнасын азмаз жылыштырғанда усы кесилисіүдин A

айнасының ортасында жүзеге келийине жетисиүге болады. Буннан кейин әстеп кадмийдин қызыл сыйығы менен жақтыланырылады ҳәм теңдегі қыялықтар жолақлары бақланады. Бул сақыйналарды бақлап, интерферометрдин қозғалатуғын M_{II} айнасы R тегислиги A эталоны айнасынан оның екинши A' айнасы бақытына қарай жылыштырылады. Бундай жағдайда сақыйналар орайға қарай тартылады ҳәм сол жерде жоғалады. Жоғалатуғын ҳәр бир сақыйнаға R тегислигинин $\lambda/2$ қашықлығына жылышыўы сәйкес келеди. Жоғалатуғын сақыйналардың саны саналады ҳәм R тегислиги A' эталоны екинши айнасын кесип өткенше жылыштырыуды даўам етеди. Бул жағдай ақ жақтылықта бақланатуғын теңдегі қалыңлықтар интерференциялық жолақлары бойынша табылады (R тегислиги менен A айнасының кесилисіүи табылған жағдайдағы). Солай етип, R тегислигинин эталон A ҳәм A' тегислигинин арасындағы қашықлыққа тең аралыққа жылышқанлығы анықланады. Жылжып келетуғын сақыйналардың саны усы қашықлықтың ишинде жайласатуғын кадмийдин қызыл сыйығының толқын узынлығының санын береди.

Өлшеўлер R тегислигин узынлығы 0,39 мм болған эталонның A айнасынан A' айнасына шекем жылыштырғанда орайға 1212,35 сақыйнаның тартылып келетуғынлығын көрсетеди. Буннан бул эталонның узынлығының

$$l_1 = \frac{1212,35}{2} \lambda_{Cd}$$

шамасына тең екенлиги келип шығады. Бул теңликте λ_{Cd} арқалы кадмийдин қызыл сыйығының толқын узынлығы белгиленген.

Жұмыстың екинши бөліми эталонның узынлығы 0,39 мм ди бир бириңен жүйе түрде еки есе үлкен етип соғылған буннан кейинги эталонлар менен салыстырыудан ибарат. Эталонлардың узынлығы интерферометриялық жоллар менен де салыстырылды. Ең үлкен эталонның узынлығы 10 см ге тең болды. Бул шама нормаль метрдин үзынлығы менен оның меншикли узынлығына тең болған шамадан он есе үлкен болған жылышыўдың узынлығы менен салыстырылды. Усындей усылдың жәрдемінде Майкельсон нормаль метрдин үзынлығына қызыл кадмий сыйығының 1 553 163,5 толқын узынлығының жайласатуғынлығын тапты. Буннан бул сыйықтың толқын узынлығы үшін $\lambda_{Cd} = 6438,4722 \cdot 10^{-10}$ м шамасы алынған.

Бир қанша ўақыттан кейин жақтылық толқынының узынлығы менен нормаль метрдин үзынлығы Фабри ҳәм Пероның эталонында пайда болатуғын кескин түрде көринетуғын интерференциялық сақыйналарды пайдаланыў жолы менен де өткерилди (272-параграф). Кадмийдин қызыл сыйығының толқын узынлығы үшін $\lambda_{Cd} = 6438,6496 \cdot 10^{-10}$ м шамасы алынды. Бул мәнис пенен Майкельсон өткерген өлшеўлердин арасындағы әдеүир айырма авторлардың екеўиниң де қәтелеклері менен байланыслы емес, ал соңғы санның 150°C температурадағы 760 мм сынап бағынысының басымындағы ҳаўаға тийисли екенлиги менен жүзеге келген. Сол ўақытлары Майкельсон ҳаўаның ығаллышына дүзериўди киргизбеген. Егер жақтылықтың толқын узынлығын бослыққа жатқаратуғын болсақ, онда нормаль метрдин үзынлығында кадмийдин қызыл сыйығының 1 552 734,8 толқын узынлығы жайласады.

Нормаль метрди жақтылық толқынының толқын узынлығы менен салыстырыудың мүмкіншилиги нормаль метрдин эталонлары ҳақындағы мәселени басқаша қойыўға алып келди. Нормаль метрдин шамасы бул параграфтың басында көрсетилген эталонында иридийлик платинадан соғылған сыйыштағы штрихлардың арасындағы қашықлық пенен салыстырылды. Бундай эталонды штрихлы эталон деп атайды. Ҳәзирги заман көз-қараслары бойынша қарағанда штрихлы эталонның кемшилиги айқын көринип тур. Интерферометрик усыллардың жәрдемінде жақтылықтың толқын узынлығын тек шашыратыўшы айналық бетлердин арасындағы қашықлық пенен салыстырыўға болады. Бундай жағдайда айналық бетлердин арасындағы қашықлық толқын узынлығының киши бөліми дәллигинде анықланады. Ал сыйыштағы штрихлар болса әдеүир

турпайы: олардың кеңлиги бир неше микронға тең. Соныңтан өткерилген барлық өлшемдерде ең үлкен қәтелик жұмыстың ең соңғы этапында, атап айтқанда аралықтың эталонлардың бириңиң узынлығын нормаль метрдин узынлығы менен салыстырыуда жибериледи.

Еки ушының бетлері тегислиги толқын узынлығының үлесине шекемги дәлликте полировкаланған ҳәм бир бирине параллель етип исленген металл стержень түриндеги өлшем бир қанша жетилиске болады. Усындағы өлшемниң узынлығы сипатында оның қаптал бетлериниң арасындағы қашықтық алынады.

Хәзирги ўақыттары көп санлы спектраллық сывықтардың узынлығының жоқары дәрежедеги дәлликте белгили болғанлығы ушын өлшемдер әдеүир жеңиллескен. Бул берилген узынлықтың ишинде жайласқан толқын узынлықтарын санап отырыудан қутқарады. Мысалы, Фабри ҳәм Перо эталонының узынлығы (оның айналарының арасындағы қашықтық) ҳәр қайлы спектраллық сывықтарға сәйкес келиүши сақыйналардың бир бирине сәйкес келиүи бойынша толқын узынлығы менен салыстырылыуы мүмкін. Әпиүайылық ушын толқын узынлықтары λ һәм λ' болған толқын узынлықтарына иие еки сывықтан алынған тендей қыялыштар сақыйналары эталонында еки сывық та эталонның орайында жақтылы дақты береди деп көз алдымызға елеслетейик. Бундай жағдайда мынадай қатнасларға иие боламыз:

$$2t = k\lambda, 2t = k'\lambda'. \quad (1)$$

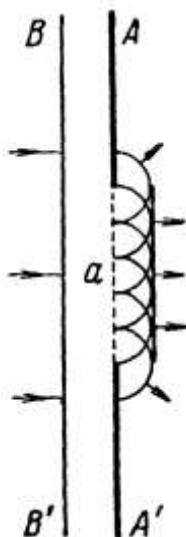
Бул теңдиклерде k пенен k' лар пүтин санлар болып табылады. Егер t , k пенен k' шамалары алдын ала жеткилики дәлликте белгили болған болса, онда (1)-теңдикти қанаатландыратуғын k менен k' шамаларын бир мәнисли сайлап алыў қыйыншылықты пайда етпейди. Пүтин k санының мәнисин анықлап, биз эталонның узынлығы t ны λ толқын узынлығында аңғартамыз. Егер қандай да бир себеплерге байланыслы пүтин сан исенимли түрде анықланбаған болса, онда үшинши сывықтан пайдаланыў керек болады. Бул усылды қаптал бетлериниң арасындағы қашықтықтың өлшемлерин салыстырыу ушын да қолайластырыуға болады.

Сәйкес келиүлер усылы нормаль метрдин узынлығы менен жақтылық толқынның толқын узынлығын салыстырыу жұмысларын әдеүир әпиүайыластырыуға алып келеди. Бизде (СССР да) М.Ф.Романованның басышылығындағы хызметкерлердин бир топары тек бир аралықтың эталонның жәрдеминде еки қаптал бетлер өлшемин қадмийдин қызыл сывығының толқын узынлығы менен салыстырыу жұмысы орынланды. Бул аралықтың эталон трубка тәризли Фабри ҳәм Перо эталоны болып табылады: ол метал трубадан ибарат болып, оған еки ушында оптикалық контактта ярым гүмисленген айналар бекитилген. Этalonнан ҳауаны сорып алыў мүмкіншилиги жаратылған. Оның узынлығы 111,6 мм шемасына тең. Бул эталонның узынлығы кадмийдин сывығының толқын узынлығы менен сәйкес келиүлер усылы менен салыстырылған. Бундай тәжирийбеде екинши сывық сипатында $\lambda = 5085,82 \cdot 10^{-10}$ м болған кадмийдин жасыл сывығы ҳәм қадагалаў ушын криptonның үш сывығы пайдаланылған. Екинши, трубка тәризли эталон бириңисинен 9 есе узын болған. Бундай эталонды соғыўдың дәллиги соншама жоқары болып, екинши эталонның узынлығы бириңи эталонның тоғыз еселенген узынлығынан барлығы болып 0,5 мкм шамасына айырмаға иие болған. Бул жағдай ақ жақтылық дәстеси еки эталон арқалы избей-из өткенде пайда болатуғын интерференциялық жолақтарды бақлауға мүмкіншиликтен берген. Жолақтар киши эталондағы нурдың тоғыз рет шағылышының ҳәм үлкен эталондагы бир рет шағылышының салдарынан пайда болған. Бул жолақтардың пайда болыуы эталонлардың узынлықтарын салыстырыуға мүмкіншиликтен береди.

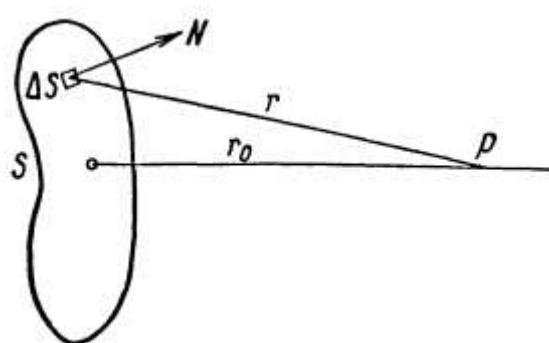
Үлкен эталонның узынлығы метрден азмаз киши болған. Еки ушын полировкаланған өлшем усы эталонның ишинде жайластырылған. Өлшемниң ушлары менен эталонның айналарының арасында жуқа аралықтар қалған болып, олар сәйкес келиүлер усылының жәрдеминде қайтадан өлшенген. Буннан кадмийдин қызыл жақтылығының толқын узынлығындағы еки ушын полировкаланған өлшемниң узынлығын тапқан

§ 266. Гюйгенс-Френель принципи. Қәлеген толқынның тарқалыуы ушын тән болған нәрсе оның тосқынлықтарды айланып өте алыў (дифракцияны бериү) қәдилетлиги болып табылады. Бирақ, айланып өтиў масштабы тосқынлықтың өлшеминиң толқын узынлығына қатнасынан ғәрэзли болады. Мысалы, сүйдің бетинде тарқалатуғын ири толқынлар толығы менен айланады, ал киши толқынлар болса айқын түрдеги "саяны" пайда етеди.

Гюйгенс принципи буннан бурынғы толқын фронттың ҳәр бир ноқатында пайда болған элементар толқынларды өзиниң ишине қамтып алатуғын бетти құрыў жолы менен фронттың жаңа аүхалын құрыўға мүмкіншилик береди. Усындағы ектип құрылған толқын фронты тосқынлықтар арқалы өткенде толқынның бурылышын түсіндіре алады (І томдағы 107-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). 64-сүйретте a саңлағы бар AA' тосқынлығына келип түсетуғын тегис BB' толқыны көрсетилген. Бул толқынның фронттың бир бөлими a саңлагына жетип келеди, усының салдарынан саңлақтың ҳәр бир ноқаты элементар ярым сфералық толқынлардың дерегине айланады. Бул элементар толқынлардың қоршап алатуғын бет саңлақтың орта бөлімінде тегис болады ҳәм оның шетлерінде майысады. Усы жағдайға байланыслы нурлар да (толқынлық бетлерге нормаллар) саңлақтың шетлерине ийиледи - дифракцияға ушырайды. Бирак, Гюйгенс принципи тәрепинен берилетуғын тәрийиплеу пүткіллей толық емес: ол ҳәр қылыш бағытларда тарқалатуғын тербеліслердин амплитудаларын табыуға мүмкіншилик бермейди. Тербеліслердин амплитудалары амплитуданың квадраты бойынша анықланатуғын болғанлықтан айланып өтетуғын толқынлардың интенсивлигі белгисиз болып қалады. Гюйгенс принципиниң бул кемшилиги Френель тәрепинен усынылған есаплау усылының жәрдемінде сапластырылады. Бул усыл тербелістиң амплитудасы менен фазасын есапқа алатуғын толқынлық процесстің ұқындағы теренірек көз-қарасқа тийкарланған.



64-сүйрет. Тегис толқынның AA' тосқынлығындағы a саңлағы арқалы өткендеги дифракциясы.



65-сүйрет. Р ноқатындағы тербеліслер S бетиниң элементтерінен жетип келетуғын тербеліслерди қосыў жолы менен табылады.

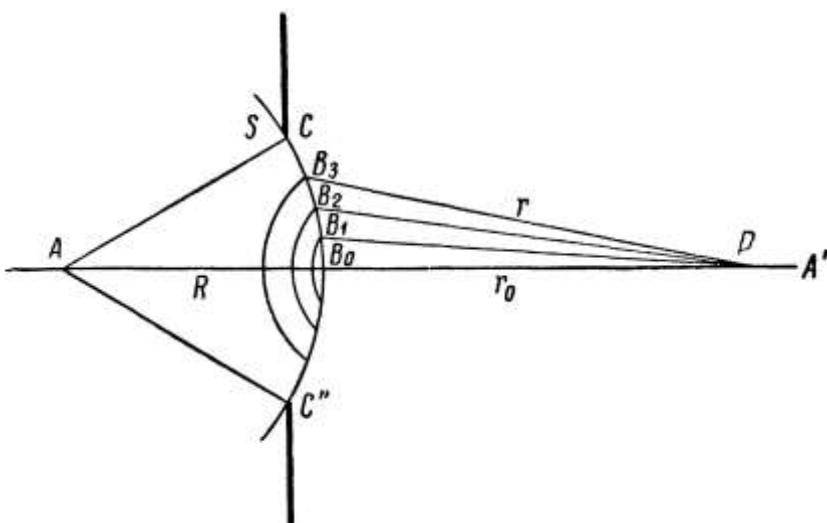
Мейли, S бети (65-сүйрет) үақыттың базы бир моментіндеги толқын фронттың орнын көрсететуғын болсын. Фронттың алдында r_0 қашықтығында жайласқан P ноқатындағы тербеліслерди анықлау ушын Френель бойынша P ноқатына S бетиниң барлық элементтерінен жетип келген барлық тербеліслерди анықлау ҳәм буннан кейин олардың амплитудалары менен фазаларын есапқа алған ҳалда қосыў керек. P ноқатына беттің ΔS элементінен жетип келетуғын тербеліслердин амплитудалары бул элементтің өлшеміне, r қашықтығынан ҳәм усы r бағыты менен бетке тусирилген нормаль N ниң арасындағы мүйештің тәрэзли болады. Тербеліслердин фазасы толқын жүрип өткен жолдың узынлығы r ден тәрэзли. Усындағы элементар тербеліслерди суммалау интеграллық есаптың мәселеси болып табылады ҳәм, улыўма айтқанда, жұдә қурамалы болыўы мүмкін. Бирак, Френелдин көрсетійи бойынша әпиүйайы жағдайларда

интеграллауды әпиүйайы арифметикалық ямаса графикалық қосыў менен алмастырыўға болады екен.

Жақтылықтың дөңгелек тесик арқалы өтийин қараймыз. Мейли, A арқалы жақтылықтың ноқатлық дерегин (66-сүйрет), $C'C''$ арқалы A дан R қашықтығында жайласқан мөлдир емес экрандағы дөңгелек тесик белгиленген болсын. Бул тесик A дерегинен шыққан сфералық толқынның тек бир бөлегин ғана өткөреди. Усы толқынның $C'C''$ тесигиниң орайы арқалы өтетуғын AA' туýрысының бойындағы тесиктен r_0 қашықтығында жатқан P ноқатындағы тәсирин анықтаймыз. Оның ушын толқынлық S бетин сақыйна тәризли зоналарға бөлемиз (Френель зоналары). Усындай жоллар менен құрылған қоңсылас зоналардың сәйкес шетлеринен P ноқатына шекемги қашықтық толқын үзынлығының ярымына тең болыўы керек:

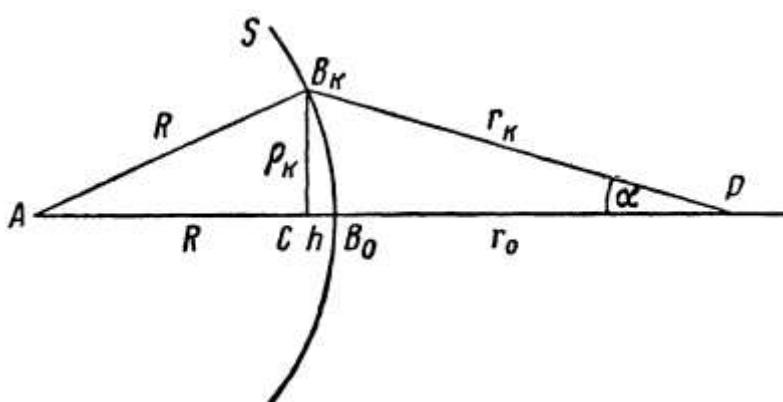
$$B_1P - B_0P = B_2P - B_1P = B_3P - B_2P = \dots = \lambda/2. \quad (1)$$

Бундай жағдайда, P ноқатына жетип келетуғын тербелислер $\lambda/2$ шамасына тең жүргислер айырмасына ийе болады, яғни P ноқатына қарама-қарсы фазаларда келеди.



66-сүйрет.
Сақыйна тәризли
зоналарды құрыў.

Айырым зонадан келген тербелислердин амплитудасы зонаның майданына, зонадан P ноқатына шекемги шекемги қашықтық r ден ҳәм r менен зонаның бетине түсирилген нормалдың арасындағы мүйештеп тәрэзли болады. Ең дәслеп зоналардың майданының шама менен бирдей екенligин көремиз.



67-сүйрет.
Сақыйна тәризли
зоналардың өлшемлерин
есаплауға.

k -зонаның радиусын ρ_k арқалы белгилеймиз. 67-сүйреттен мынаған ийе боламыз:

$$\rho_k^2 = R^2 - (R - h)^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2. \quad (1a)$$

Буннан

$$h = \frac{r_k^2 - r_0^2}{2(R + r_0)} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

Бирақ, (1)-аңлатпа бойынша k -зонаға шекемги r_k қашықлық r_0 ден $k\frac{\lambda}{2}$ шамасына үлкен:

$$r_k = r_0 + k \frac{\lambda}{2}$$

хәм буннан

$$r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda + k^2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2.$$

Толқын узынлығы λ нин мәниси r_0 ден әдеүир киши деп есапладап, жуўық түрде мынадай теңликтке ийе боламыз:

$$r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda. \quad (3)$$

Буннан кейин (2)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

$$h = k \frac{r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (2a)$$

Радиусы ρ_k болған сфералық сегменттиң бетинин майданы

$$\Delta S_k = 2\pi Rh$$

шамасына тең. Бул теңликтке h тыңорнына оның (2a) теңлик бойынша анықланған шамасын қойып

$$\Delta S_k = k \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

формуласын аламыз.

Бул сегменттиң шеклеринде k дана сақыйна тәризли зона болады. Буннан бир зонаның майданы ΔS бул сегмент пенен $k - 1$ дана зонаны өзиниң ишине алатуғын сегменттиң майданының айырмасына тең:

$$\Delta S = \Delta S_k - \Delta S_{k-1} = k \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2} - (k - 1) \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

Буннан

$$\Delta S = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \lambda$$

аңлатпасын аламыз.

Солай етип, жоқарыда келтирилген жуўықлауда зонаның майданы оның номери k данға тәреziли болмайды, яғни барлық зоналардың майданлары шама менен бирдей. Демек, айырым зоналардан Р ноқатына шекем жетип келетуғын тербелислердин амплитудалары тек r_k қашықлығынан ҳәм r_k ның бағыты менен зонаның бетине түсирилген нормалдың арасындағы мүйештен тәреziли болады екен. Зонаның номери k ның өсіүи менен r_k да, қыялтық мүйеши де өседи. Сонықтан айырым зоналардан келип жететуғын тербелислердин амплитудалары a_k ның мәниси зонаның номери k ның өсіүи менен монотонлы түрде кемейеди:

$$a_1 > a_2 > a_3 > a_4 > \dots > a_k > a_{k+1} > \dots$$

R ноқатына қоңсылас еки зонадан жетип келетуғын тербелислердин фазалары қарама-қарсы болғанлықтан, k дана зонаның тәсиринде пайда болатуғын тербелистин амплитудасы A_k мынаған тең болады:

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots \pm a_k. \quad (4)$$

Бул теңликте соңғы ағзаның белгиси тақ k да он ҳәм жуп k да терис болады. Көринип турғанында, R бақлау ноқатында қосынды тербелистин амплитудасы A_k үлкен емес; зоналардың саны так болғанда зоналардың бириңиң тәсири ҳәлсиретилмейди ҳәм бундай

жағдайдағы A_k амплитудасының мәниси зоналардың саны жуп болған жағдайдағыға салыстырғанда үлкен болады.

Қосынды тербелестиң амплитудасы A_k ның дәлирек мәнисин (4)-суммадағы тарлық тақ ағзаларды былайынша қосылышыларға жиклеүдин жолы менен алынады:

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2}, a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2}$$

Х.т.б. Бундай жағдайда k ның мәниси тақ болғанда мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\begin{aligned} A_k &= \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots \\ &\quad + \left(\frac{a_{k-2}}{2} - a_{k-1} + \frac{a_k}{2} \right) + \frac{a_k}{2}. \end{aligned} \quad (4a)$$

k ның мәниси жуп болғанда мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} A_k &= \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots \\ &\quad + \left(\frac{a_{k-3}}{2} - a_{k-2} + \frac{a_{k-1}}{2} \right) + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k. \end{aligned} \quad (4b)$$

Жоқарыда айтылып өтилгениндегі, амплитуда a_k номер k ның өсиүи менен монотонлы түрде кемейеди. Сонықтан, қандай да бир k -зона тәрепинен пайда етилген амплитуданы $(k-1)$ - ҳәм $(k+1)$ -зоналар тәрепинен пайда етилген амплитуданың қосындысының ярымына тең деп болжайға болады:

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2}.$$

Буннан (4a) ҳәм (4b) қатарларындағы қауысрамалардың ишине алынған қосылышылардың нолге тең болатуғынлығы келип шығады ҳәм k тақ болған жағдай ушын

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}, \quad (5)$$

ал, k жуп болған жағдай ушын

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k \quad (5a)$$

теңликтерин аламыз.

Егер зоналардың саны k жеткилики дәрежеде үлкен болса, онда $(k-1)$ -зона менен k -зона тәрепинен пайда етилген амплитудалар бир биринен аз айрылады. Буннан, жуғық түрде

$$\frac{a_{k-1}}{2} - a_k = -\frac{a_k}{2}$$

теңлигин ала аламыз. Солай етип, (5)- ҳәм (5a) теңликтери мынадай түрге енеди:

$$A_k = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2}.$$

Бул теңликтеги плюс белгиси зоналардың тақ санына, ал минус белгиси зоналардың жуп санына сәйкес келеди.

Экран менен жабылмаған толқын фронттының ишинде жайласатуғын зоналардың саны тесиктиң өлшеминин толқын ұзынлығы λ ге қатнасы ҳәм оның жайласқан орнынан ғәрэзли. (1a) формулаға сәйкес, k -зонаның радиусы ρ_k

$$\rho_k^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0h - h^2$$

аңлатпасының жәрдеминде анықланады.

h ты r_0 дән әдеүир киши деп есаплап, h^2 шамасын есапқа алмауға болады. Бұндай жағдайда

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0 h$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпаға (2a) бойынша h тың мәнисин қойсақ

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - k \frac{r_0^2}{R + r_0} \cdot \lambda$$

формуласын аламыз ҳәм ең ақырында (3)-аңлатпа бойынша $r_k^2 - r_0^2$ айырмасын $k r_0 \lambda$ шамасы менен алмастырып, мынадай аңлатпаны табамыз:

$$\rho_k^2 = k \frac{r_0 R}{R + r_0} \cdot \lambda.$$

Буннан

$$\rho_k = \sqrt{k \frac{r_0 R}{R + r_0} \cdot \lambda}$$

аңлатпасы келип шығады.

Әлбетте, ρ_k экрандағы биз қарап атырған тесиктиң радиусы болып табылады. Буннан радиусы ρ болған тесикте

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho(R + r_0)}{r_0 R} \quad (8)$$

дана зонаның жайласатуғынылығын көремиз.

Экранға түсетуғын тегис толқын ушын ($R = \infty$) (8)-формула

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho}{r_0}$$

ямаса

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \alpha \quad (8a)$$

түрине енеди. Бул теңликтегі $\alpha = \frac{\rho}{r_0}$ арқалы P ноқатынан қарағанда экранның мүйешлик өлшеми белгиленген.

P ноқатындағы қосынды тербелестиң амплитудасы ашық болған зоналардың саны k дан ғәрэзли. Берилген толқын узынлығы, экранның орны ҳәм ондағы тесиктиң өлшеми ушын (k, R ҳәм ρ берилген) ашық зоналардың саны болған k ның мәниси P ноқатының турған орны бойынша анықланады; ҳәр қыйлы P ноқатлары ушын k ның мәниси ҳәр қыйлы болады. k ның мәниси тақ болатуғын P ноқатында қосынды амплитуда A_k ның мәниси үлкен, ал k ның мәниси жуп болған P ноқатында қосынды амплитуда A_k ның мәниси киши. Амплитуданың квадраты тербелислердин энергиясын анықлады. Өз гезегинде, жақтылық тербелислеринин энергиясы жақтыландырылғанлықты анықлады. Солай етип, $B_0 A'$ туўрысы бойлап қозғалғанда (66-сүйрет) биз бир орында үлкен, ал екинши орында киши жақтыландырылғанлықты көремиз.

R менен r_0 дин берилген мәнислеринде, яғни жақтылық дерегинин, тесиги бар экранның ҳәм бақлау ноқаты P ның берилген жайласыўында P ноқатындағы жақтыландырылғанлықтаң тесиктиң өлшеми ρ дан ҳәм оның тоқын узынлығы λ ге қатнасына ғәрэзли екенлигин көремиз.

Солай етип, биз мынадай жуўмаққа келемиз: жақтылық туўрысызық бойынша тарқалмайды, P ноқатындағы жақтыландырылғанлық $C'C''$ тесигиниң өлшемлери және оның жайласқан орны менен, жақтыландырылғанлық толқын фронтының ашық бөліміндеги барлық ноқатлардың тәсиси менен анықланады екен.

Егер $C'C''$ тесигиниң өлшемлерин шексиз үлкен етип алсақ, яғни S толқын фронтының бетиниң барлығын ашық етсек, онда соңғы зонаның тәсири a_k шексиз киши болады ҳәм (6)-аңлатпа бойынша P ноқатындағы қосынды тербелислердин амплитудасы A_∞ мына шамаға тең болады:

$$A_\infty = \frac{a_1}{2}.$$

Егер $C'C''$ тесигиниң бетиниң майданының өлшемлери берилген P ноқатына қатнасы бойынша зоналардың тақ саны жайласатуғын болса, онда сол P ноқатындағы тербелислердин амплитудасы

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}$$

шамасына тең, яғни амплитуданың шамасы *толық ашық фронттағыға салыстырғанда үлкен болады*. Тесиктиң майданына тек бир зона жайласатуғын P ноқаты ушын A_k ның максималлық мәниси алынады. Бундай жағдайда $A_1 = a_1$ ге, яғни A_∞ тен еки есе үлкен болады.

Ашық зоналардың саны үлкен болған жағдайда $\frac{a_k}{2}$ ниң мәниси киши ҳәм қосынды амплитуданың мәнисиниң толық ашық фронтқа сәйкес келетуғын A_∞ шамасынан айырмасы киши болады. Буннан, ашық зонлардың саны үлкен болғанда $C'C''$ тесигиниң өлшемлериниң P ноқатындағы жақтыландырылғанлыққа тәсири сезилмей қалады. Егер жақтылық туұры сзызық бойынша тарқалатуғын болғанда онда тесиктиң өлшемлериниң P ноқатындағы жақтыландырылғанлыққа тәсири пүткіллей болмаған болар еди. Буннан биз толқынлық *көз-қараслар менен жақтылықтың туұры сзызықты тарқалатуғынлығы ҳақындағы көз-қараслардың ашық зоналардың саны үлкен болған жағдайда бир бирине сәйкес келетуғынлығын көремиз*. Жоқарыда k саны ушын келтирип шығарылған аңлатпалардан тесикте жайласатуғын зоналардың санының қандай шарайтларда үлкен болатуғынлығын аңсат есаплауға болады. Мысалы, тегис толқын болған жағдайда ($R = \infty$) радиусы $\rho = 5$ мм болған тесиктен $r_0 = 50$ см қашықлықта жайласқан P ноқаты ушын жақтылықтың толқын узынлығы $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болған жағдайда (8-а) аңлатпа бойынша:

$$k = \frac{0,5}{5 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{0,5}{50} = 100.$$

Солай етип, бул шарайтта тесиктиң бетинде көп санлы зоналар жайласады, тесиктиң өлшемлериниң буннан былай үлкейиүи P ноқатындағы жақтыландырылған тәсири етпейди ҳәм жақтылық туұры сзызықты тарқалатуғын жағдайдағыдай нәтийже алынады. Ал радиусы $\rho = 5$ мм болған тесиктен 50 м қашықлықта турған P ноқаты ушын тесикте тек бир зона жайласады ҳәм жақтылықтың тарқалыуының толқынлық характеристи өзиниң тәсирин тийгизеди.

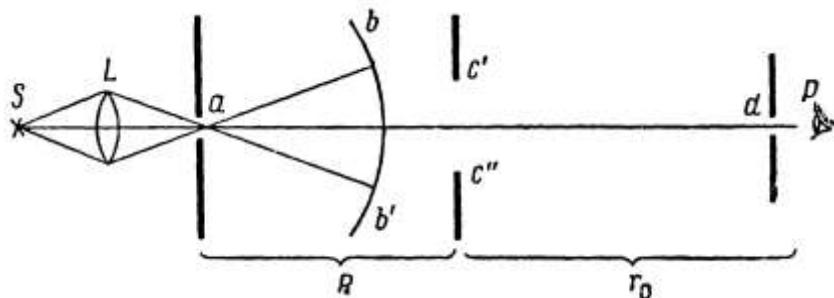
Френель тәрепинен алынған жуўмақларды схемасы 68-сүйретте келтирилген тәжирийбениң жәрдеминде аңсат тексерип көриүге болады. Жақтылықтың жарқын дереги S (мысалы электр доғасының кратери) L линзасының жәрдеминде киши a тесиги бар экранға проекцияланады. Бул тесик жақтылықтың ноқатлық дерегиниң хызметин атқарады ҳәм bb' толқынның сфералық фронтын береди. Бул фронттың тәсири P ноқатында жайласқан көз бенен бақланады. Көзди белгили болған бағытта бағытлау ушын оның алдына d киши тесиги бар экранды жайластырып ҳәм усы тесик арқалы бақлауды өткериү керек. Толқын фронттың алдына ирислик диафрагма жайластырылады ҳәм усы диафрагмадағы жақтылық өтетуғын тесик $C'C''$ тесигиниң хызметин атқарады. Ирислик диафрагманың өлшемлерин өзгерктенде көзге тақ санлы ямаса жуп санлы зоналардан шыққан тербелислер жетип келеди ҳәм, усыған сәйкес, көз биресе көп, биресе аз жақтылықты қабыл етеди.

Ирислик диафрагманың зәрүрли болған өлшемлери (7)-формула бойынша есапланады. Егер а ноқатлық дереги менен ирислик диафрагманың арасындағы қашықлықты $R = 10$ етип ҳәм ирислик

диафрагмадан көзге шекемги қашықлық r_0 ді де 10 м етип алса, онда $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см толқын ұзынлығы ушын

$$\rho_k = \sqrt{\frac{10^3 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^3} \cdot 5 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{k}} \text{ sm} \cong 0,17 \cdot \sqrt{k} \text{ sm}$$

шамасын аламыз.



68-сүйрет. Жақтыландырылғанлықтың Френелдин ашық зоналарының санынан ғәрзелигин демонстрациялау схемасы.

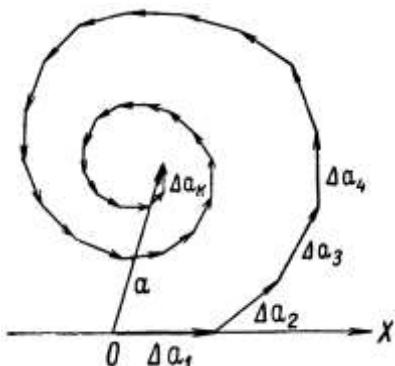
Солай етип, бұндай шарайтларда орайлық зонаның радиусы 1,7 мм ге, ал тоғызыншы зонаның радиусы 5,1 мм ге тең болады. Тесиктиң бұндай өлшемлерин ирислик диафрагманың жәрдеминде аңсат әмелге асырыўға ҳәм диафрагманың өлшемлерин үлкейиүиниң барысында жақтылықтың дәүирли түрдеги күшенийүи менен ҳәлсиреўин аңсат бақлауға болады

§ 267. Амплитудаларды графикалық қосыў. 266-параграфта биз келген жүймақтарға тербелислердин қосыўдың графикалық ұсылын пайдаланып та келиүге болады. Бұндай жағдайда тербелислердин P ноқатына қарама-қарсы фазаларда келип жетиўи ушын сақыйна тәризли зоналардың сүйретин салып отырыўдың кереги жоқ (67-сүйрет). Бизлер қәлегенинше енсиз болған зоналарды қарай аламыз.

Тербелислерди графикалық қосыў ушын амплитуда вектор a дан пайдаланамыз (I томдағы 100-параграфқа қараңыз). a амплитуда векторы дегенде ұзынлығы амплитудаға, ал ұсы вектор менен берилген OX көшериниң арасындағы мүйеш α биз қарап атырған тербелистиң басланғыш фазасына тең болған векторды түсінеди. a_i векторларының жәрдеминде сүйретленетуғын бир неше тербелмeli қозғалысларды қосқанда қосынды тербелис a_i векторларының векторлық қосындысына тең болған a векторы менен көрсетиледи. a векторының ұзынлығы амплитуданы, ал ұсы a векторы менен OX көшериниң арасындағы мүйеш α қосынды тербелистиң басланғыш фазасын береди.

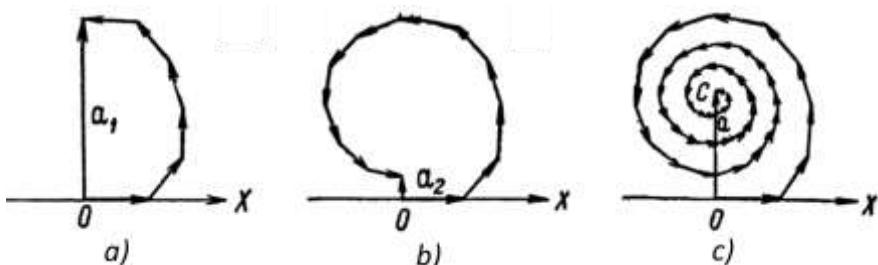
Толқын фронттының еркин бетин жүдә енсиз болған сақыйна тәризли зоналарға бөлемиз. P ноқатына бириңиши зонадан келип жететуғын тербелисти Δa_1 арқалы сүйретлеймиз. Бул тербелистиң басланғыш фазасы нолге тең деп болжайық. Бұндай жағдайда 69-сүйретте бул Δa_1 векторы OX көшеринин бағытында жайласады. Екинши зонада келип жететуғын тербелистиң амплитудасы бириңиши зонадан жетип келетуғын тербелистиң амплитудасынан азмаз киши болады; ұсының менен бирге бул тербелис бириңиши зона пайда еткен тербелистен фаза бойынша кейинде қалады. Соныңтан, екинши зона тәрепинен P ноқатында пайда етилген тербелис Δa_2 векторының жәрдеминде сүйретленеди. Бул вектордың ұзынлығы Δa_1 векторының ұзынлығынан бираз киши ҳәм ол OX көшери менен үлкенирек мүйеш жасайды. Бул векторды 69-сүйретте көрсетилгендей етип Δa_1 векторының ушынан баслап түсіремиз. Ушинши зонадан жетип келген тербелислер Δa_3 векторының жәрдеминде сүйретленеди, бул вектор ұзынлығы бойынша бир қанша киши ҳәм OX көшери менен оннан да үлкенирек мүйеш жасайды ҳ.т.б. Δa_i векторларының жыйинағы сынық, спираль тәризли сыйықты пайда етеди. P

ноқатындағы қосынды тербелис O ноқатын ашық зоналардың ең ақырғысынан жетип келетуғын тербелиске сәйкес келетуғын Δa_k векторының ушы менен тутастыратуғын а векторының жәрдеминде сүүретленеди.



69-сүүрет.
Айырым зоналардан жетип келетуғын тербелислердин амплитуда векторларын графикалық қосыў.

Зоналарды қоңсылас зоналардан жетип келетуғын тербелислер арасындағы фазалар айырмасы турақлы, мысалы, $\pi/6$ шамасына тең болатуғындағы етип дүземиз. 70-а сүүрете бириңиши алты дана Δa_i векторларының қосындысы көрсетилген. Қарап атырылған жағдайда алты вектордың ең соңғысы Δa_1 векторының фазасына қарама-қарсы фазаға ийе болады. Буннан биз қарап атырылған зоналардың дәслепки алтауы Френелдинг бириңиши зонасына сәйкес келетуғынлығы келип шығады. Солай етип, a_1 векторы Френелдинг бириңиши зонасы тәрепинен пайда етилген тербелиске сәйкес келеди. Дәл сол сыяқлы, a_2 векторы (70-б сүүрет) Френелдинг еки бириңиши зоналары пайда еткен тербелислерди сүүретлейди х.т.б. Көринип турғанындағы, a_2 векторының узынлығы a_1 векторының узынлығынан киши. Бул жағдай усы параграфтың алдындағы параграфта келтирип шығарылған жуўмаққа сәйкес келеди. Бул жуўмақ бойынша P ноқатындағы тербелислердинг амплитудасының шамасы еки зона ашық болған жағдайдағыға қарағанда бир зона ашық болған жағдайда үлкен. Улыўма айтқанда, ашық зоналардың санынан ғәрэзли биз P ноқатындағы тербелистинг үлкен ямаса киши мәнисин аламыз. Толық ашық толқын фронтына зоналардың шексиз үлкен саны ҳәм сыйнық сыйықтың C орайына асимптоталық жақынласыуы сәйкес келеди (70-с сүүрет). Буннан O ҳәм C ноқаттарын тутастыратуғын a_∞ векторының узынлығы толық ашық болған толқын фронты тәрепинен P ноқатында пайда етилген тербелислердинг асплитудасын береди. 70-а ҳәм 70-с сүүретлерин салыстырыудан оның 266-параграфта келтирилген алгебралық суммалаудың нәтийжелери менен сәйкес келетуғынлығы көринип түр.



70-сүүрет. Тербелислердин амплитуда векторларын қосыў: a) бириңиши зонадан; b) бириңиши еки зонадан; c) толқын ашық болған толқын фронтынан.

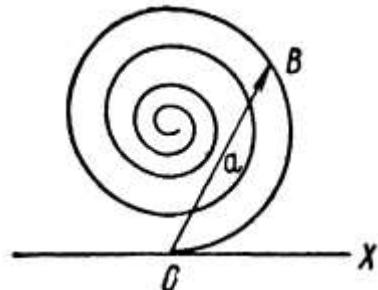
Шекте, шексиз енсиз зоналарды алып, биз узынлығы бойынша шексиз киши болған шексиз көп санлы Δa_i векторларына ийе боламыз. Олардың ҳәр бири өзинен бурынғы

векторға салыстырғанда шексиз киши мүйешке бурылған. Нәтийжеде 70-с сүйретте келтирилген сыйық сызық 71-сүйретте көрсетилген спиралға айланады.

Дөңгелек тесиги бар мөлдир емес экранға түсетеуғын тегис толқын фронтын қараймыз. Бундай жағдайда 266-параграфтағы (8-а) формула бойынша спиралдың ҳәр бир ноқатына, мысалы 71-сүйреттеги B ноқатқа, $\frac{\rho}{\lambda} \alpha$ шамасының белгили болған мәниси сәйкес келеди. Бұл аңлатпада ρ арқалы тесиктиң өлшемі, α арқалы P ноқатынан қарағандағы тесиктиң мүйешлик өлшемі белгиленген (67-сүйрет). O ноқатын B ноқаты менен тутастыратуғын a векторының узынлығы P ноқатындағы биз қарап атырған дөңгелек тесиктиң ишиндеғи толқын фронтының барлық бөлими тәрепинен пайда етилетуғын тербелислердин амплитудасын береди. Мысал ретинде тесиктиң берилген ρ радиусында P ноқаты AA' көшери бойлап қозғалады деп болжайық (66-сүйрет). Демек, α мүйеши өзгереди. Бул жағдайда $OB = a$ векторының узынлығы дәүирли түрде үзаяды ҳәм келтереди. Бул жағдай AA' көшери бойлап орын алмастырғанда жақтыландырылғанлықтың дәүирли түрде өзеретуғынлығын көрсетеди (66-сүйрет). Тап усындан жуўмаққа биз 266-параграфта алгебралық суммалаў жолы менен келдик. Бундай жағдайда Френель зоналарын дүзи ашық зоналардың саны пүтин болған жағдай ушын P ноқатларындағы тербелислердин амплитудаларын табыуға мүмкіншилік берди. Ал енди, шексиз енсиз зоналарды дүзиүдің салдарынан биз қәлеген P ноқатындағы тербелислердин амплитудасын таба аларамыз.

71-сүйрет.

Зоналарды шексиз енсиз қылған жағдайда
амплитудалар векторлары тәрепинен
пайда етилген сыйық сызық спиралға
айланады.



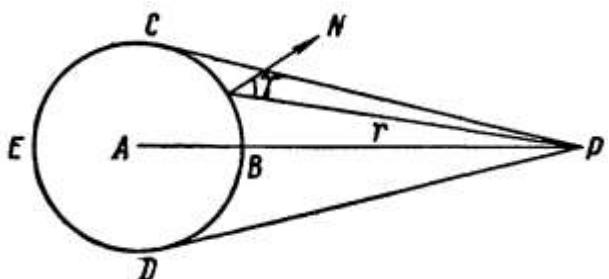
Буннан былай, дифракцияның ҳәр қыйлы көриниўлерин қарағанда биз тербелислерди қосыўдың графикалық усылын пайдаланамыз.

Френелдин есаплаў усылында принципиаллық характердеги айқын болмаған жағдай орын алған. Ноқатлық A дерегин көз алдымызыға елеслестейик (72-сүйрет) ҳәм базы бир ўақыт моментинде оның әтирапында сфералық $BCED$ толқын фронтты пайда болған болсын. P ноқатындағы тербелислердин амплитудасын анықлаў ушын биз усы P ноқатына CBD толқын фронтының барлық бөлімлериинен жетип келетуғын тербелислерди қосыўымыз керек. Есаплаўларда фронттың DEC бөлими (фронттың "артқы" бөлими) итибарға алынбайды. Егер биз бетке сыртқы N нормалын жүргизетуғын болсақ, онда жоқарыда айтылғанларға сәйкес P ноқатына келип жететуғын тербелислердин амплитудасы r дің бағыты менен N нормалының арасындағы мүйеш γ дан ғәрэзли болады. P ноқатына B ноқатының әтирапындағы беттиң (бул жағдайда $\gamma = 0$). $\gamma = \pi/2$ теңлиги орынланатуғын C ҳәм D ноқатларының әтирапындағы беттиң элементлеринен келип жететуғын тербелислердин амплитудалары нолге тең. $\gamma > \pi/2$ теңлиги орынлы болатуғын беттиң элементлеринен келип жететуғын тербелислердин амплитудаларын да нолге тең деп есаплаўға туýры келеди. Солай етип, толқын бетинин "артқы" тәрепинен

келетуғын тербелислер есапқа алынбайды. Бул жағдай Френель теориясында тийкарыз болып қалады.

Френель усылының екинши кемшилиги оның P ноқатындағы тербелислердин басланғыш фазасын анықтай алмауында. Тербелислерди қосыўдың графикалық усылының жәрдеминде табылған P ноқатындағы толық ашық болған фронттың айырым зоналарынан келип жететуғын тербелислерди қосыўдың салдарынан алынған фазаның мәниси ҳақыйқый мәнисинен $\pi/2$ шамасына айрылады.

Ҳақыйқатында да, мейли, тесиги бар экранға тегис толқын түсетуғын болсын. Егер тесиктиң өлшеми базы бир P ноқатына салыстырғанда Френелдин орайлық зонасының киши бөлими ашылған дәрежеде киши болса, онда P ноқатындағы тербелислер 70-сүйретте OX көшерине параллель болған биринши стрелканың жәрдеминде сүйретленеди. Егер толығы менен ашылған болса, онда P ноқатындағы тербелислер OX көшерине перпендикуляр болған a_{∞} векторының жәрдеминде сүйретленеди. Буннан, шексиз тегис фронттан келетуғын тербелислердин фазасы киши тесиктен келип жететуғын, яғни элементар ярым сфералық толқын түрінде тарқалатуғын тербелистиң амплитудасынан $\pi/2$ ге кейин қалыуының керек екенлигі келип шығады.



72-сүйрет.

Френель усылы CBD сфералық толқын фронттың тек "алдыңғы" ярымынан келип жететуғын тербелислерди ғана есапқа алады.

Бирақ, усы жағдайларға қарамастан Френель усылы пайдалы. Себеби ол тербелислердин амплитудасы, соған сәйкес жақтыландырылғанлық ушын дұрыс мәнислерди береди. Ал, көпшилик жағдайларда болса, жақтыландырылғанлықты билиү әхмийетли.

Жақтылықтың электромагнитлик теориясының тийкарында ғана дифракцияны толық дәл есаплауды алғыға болады. Нәтийже толқын айланып өтетуғын экран соғылған материалдың характеристинен бираз ғәрэзли. Дұрыс геометриялық формаға ийе болған өткізгіш материал ушын дәл есаплаулар соңғы ўақытлары В.А.Фок тәрепинен өткерилди.

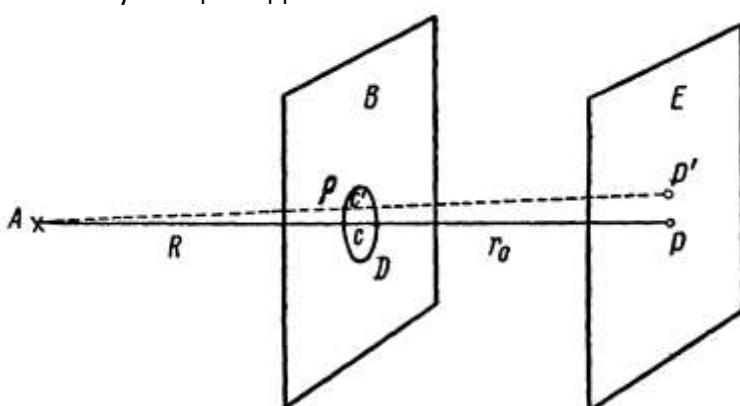
§ 268. Мөлдир болмаған тосқынлықтардағы дифракция. Биз жоқарыда дифракциялық құбылыслардың мөлдир болмаған тосқынлықтардағы жақтылық дәстелерининң бир бөлімін шеклеген жағдайда пайда болатуғының көрдік. Бундай жағдайда қандай да бир оптикалық системаларды пайдаланбай бақланатуғын дифракцияны Френель дифракциясы деп аталады. Усындағы түрдеги дифракцияны алдыңғы параграфта тәрийипленген зоналар усылының жәрдеминде таллауға болады. Френель дифракциясының бар қатар жүзеге келийин қараймыз.

1. Дөнгелек тесиктеги дифракция. Мейли, A - жақтылықтың ноқатлық дереги (73-сүйрет), B болса орайы C ноқатында жайласқан D тесиги бар мөлдир болмаған экран ҳәм E - жақтыландырылғанлық бақланатуғын экран болсын. Жақтылық туұры сзызықты тарқалатуғын болғанда биз E экранында шетлери кескин болған жақтыландырылған дөнгелекti алған болар едик. Ис жүзінде әдеүір қурамалы болған сүйрет алынады. D тесиги арқалы өтетуғын толқын фронттың AC көшеринин бойында жатырған P ноқатындағы тесигинин нәтийжесин биз жоқарыда анықладық. D тесигиндеги Френель зоналарының тақ ямаса жуп санының болыуына байланыслы P ноқатындағы

жақтыландырылғанлықтың үлкен ямаса киши болады. AC көшеринин бойында жайласпаған қандай да бир P' ноқатындағы жақтыландырылғанлықты анықлау ушын мынадай таллау өткеремиз. Егер B экраны пүткіллей болмаған жағдайда толқын фронттының P ноқатындағы тәсирин орайының хызметин C' ноқаты атқаратуғын Френелдин сақыйна түриндеги зоналарын дүзүй арқалы анықлаған болар едик. B экраны бар болған жағдайда D тесиги усы зоналарға қатнасы бойынша концентрик болып жайласпайды. Зоналардың ашық бөлими 74-сүйретте көрсетилгендей түрге ийе. Бул сүйретте анықлық ушын қатар саны тақ болған зоналар штрихланған. Бул зоналардың P ноқатындағы тәсирі олардың тек саны бойынша емес, ал ҳәр бир зонаның қандай бөлімінин ашылғанлығы бойынша да анықланады. P ноқатындағы қосынды тербелислердин амплитудасын дәл есаплау жүдә қурамалы, Бирақ P ноқатынан алыслағанда биз жарықтың үлкен ҳәм киши болған орынларды дәүирли түрде көремиз. Барлық сүйреттің дөңгелек симметрияға ийе болыўының керек екенligine bайланыслы P ноқатындағы әтирапында гезеклесетуғын жақтылығы жоқары ҳәм жақтылығы төмен болған сақыйналар пайда болады. 2-сүйретте (қосымшаға қараңыз) төменгі бөлімде ҳәр қыйлы болған дөңгелек тесиклердеги пайда болған дифракциялардың фото сүйретлери келтирілген (n саны тесиктиң шеклеринде сиятуғын зоналардың санын көрсетеди). Жоқарғы бөлімде усы сүйретлердеги интенсивликлердин иймекликлери берилген. Бақланатуғын жақтылы ҳәм қараңғы сақыйналардың саны менен олардың турған орынлары бақлаудың берилген шарайтларындағы D тесигине жайласатуғын зоналардың санынан ғәрэзли. 266-параграфтағы (8)-формула бойынша радиусы r болған тесикте

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho(R + r_0)}{Rr_0} \quad (1)$$

теңлиги менен анықланатуғын сандағы зоналар жайласады. Көринип турғанында, бул k саны тесиктиң радиусы ρ ның деректен экранға шекемги қашықтық R дән ҳәм экраннан бақлау орнына шекемги қашықтық r_0 дән ғәрэзли екен. R қашықтығын шексиз үлкейткенде (1)-формула 266-параграфтағы (8-а) формулаға өтеди. Егер R менен r_0 қашықтықтары жеткиликті дәрежеде үлкен болса, онда тесиктиң өлшеми D үлкен болған жағдайда да зоналардың саны k ның киши болыўы мүмкін. Егер тесиктиң майданына Френелдин тек бир орайлық зонасы ямаса оның бир бөлими жайласатуғын болса, онда E экранында жақтылы ҳәм қараңғы сақыйналар менен қоршалмаған жайылған дақ пайда болады. Егер тесиктиң майданында Френелдин көп санлы зоналары жайласатуғын болса, онда P ноқатындағы әтирапындағы жақтыландырыў әмелий жақтан бир текли болады ҳәм геометриялық саяның шетлеринде жүдә енсиз болған жақтылы ҳәм қараңғы жолақлардың гезеклесиў бақланады.



73-сүйрет.
Дөңгелек тесиктен дифракция
құбылысының бақлаудың
схемасы.

Барлық таллаулар А дереги ноқаттың деп есапланылып өткерилиди. Ал қәлеген ҳақыйқый дерек өлшемлерге ийе болады. Бундай жағдайда биз оны ойымызда ноқаттың дереклерге бөлемиз. Бундай жағдайда олардың ҳәр бири өзинин дифракциялық сүйретин

береди. Бул дифракциялық сүүретлер бир бирине салыстырғанда бир қанша шамаға айысқан болады. Айырым ноқатлар тәрепинен алынатуғын қараңғы ҳәм жақтылық жолақлардың бир бириниң үстине түсип, алынған сүүреттің жайылмауы ушын деректин өлшемлериниң киши болыўы керек.



74-сүүрет.
"Қыя" бағыт ушын зоналардың жайласыўы.

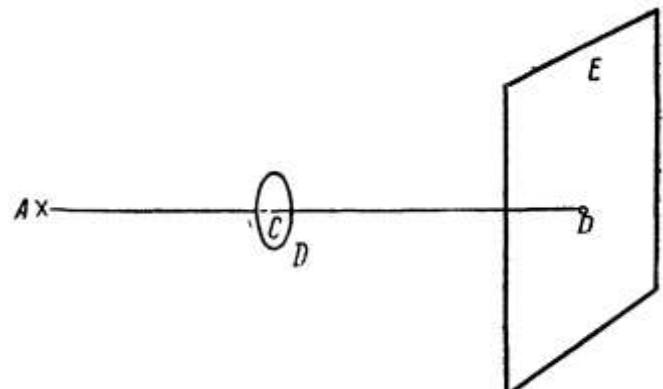
2. Дөңгелек мөлдир емес экрандағы дифракция. Мейли, бул жағдайда да A жақтылықтың ноқатлық дереги болсын, D арқалы орайы C ноқатында жайласқан (75-сүүрет) мөлдир болмаған экран белгиленген. Ең дәслеп AC көшериниң бойынша жатқан P ноқатындағы толқын фронтының тәсирин анықтаймыз. Мейли, D экраны бириňши k дана зонаны жабатуғын болсын. Бундай жағдайда P ноқатына $(k + 1)$ - зонадан баслап, қалған зонаның барлығынан тербелислер келип жетеди. 266-параграфтагыдай, бул зоналардың барлығының тәсирин суммалап, P ноқатындағы тербелислердин амплитудасы A_P ның $(k + 1)$ - зонасынан келетуғын тербелислердин амплитудасының ярымына тең болатуғынлығынлығын көремиз:

$$A_P = \frac{a_{k+1}}{2}.$$

Солай етип, мөлдир емес дисктиң өлшемлеринен ҳәм турған орынан тәрэзиз, оның геометриялық саясының орайында барлық ўақытта жақтылық болады. Усы жақтылықтың интенсивилги тек жабылған зоналардың санынан ғана тәрэзли. Егер диск көп санлы зоналарды жабатуғын болса, онда P ноқатындағы жақтыландырылғанлық та киши болады.

75-сүүрет.

Мөлдир емес дисктеги дифракцияны бақлау схемасы.



AC көшериниң бойында жатпайтуғын ноқатлар ушын диск зоналарға қатнасы бойынша концентрлик болмайды. Зоналардың қандай бөлімінің жабылғанлығынан тәрэзли қосынды амплитуда үлкен де, киши де болады. Солай етип, биз орайлық жақты ноқатты жақтылық ҳәм қараңғы сақыйналардың системасының қоршап турады деген жуўумаққа келемиз. Егер диск орайлық зонаның тек киши бөлімін жабатуғын болса, онда толқынлар толығы менен оны айланып өтеди ҳәм диск саяны пүткіллей бермейди.

Дөңгелек дисктің саясының ортасында жақтылық дақтың алынатуғынлығы ҳаққындағы жуўумақ Френелдин толқын фронтының айырым зоналарынан келип жететуғын тербелислерди суммалау усылы ҳаққындағы бириňши жумысы жарық көргеннен кейин

алынды. Бул жүймақ сондай дәрежеде күтилмеген еди ҳәм сонлықтан оны Френель теориясына қарсы аргумент сыйпатында пайдаланды. Бирақ, бир қанша үақыттан кейин саяның ортасында жақтылы дақтың бар екенлиги экспериментлерде дәлилленди.

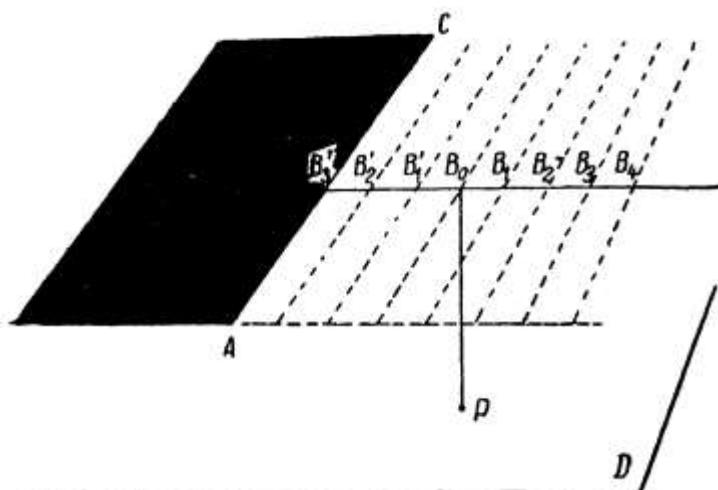
Мөлдир емес дөңгелек дисктен алынатуғын дифракциялық сүйретти өлшемлери сондай, жақтылықтың дереги менен бақлау ноқатына салыстырғанда жайласыўы бойынша да тап сондай орында жайласқан дөңгелек тесиктен алынған дифракциялық сүйрет пенен салыстырыў жолы менен анықлауға болады. Бириңисиниң жақтылы бөлеги екиншисиниң қараңғы бөлимине, ал бириңисиниң қараңғы бөлими екиншисиниң жақтылы бөлимине сәйкес келетуғын еки экранды қосымша экранлар деп атайды. Еки қосымша экранлар бир бирине қосымша болған дифракциялық сүйретлерде беретуғындағы болып көринеди: биреүи жақты жолақты беретуғын орында екинши қараңғы жолақты береди. Бирақ, улыұма айтқанда бул дұрыс емес.

Хақыйқатында да, мейли, толық ашық толқын фронты P ноқатында амплитудасы a ға тең тербелислерди, ал базы бир экран бар болған жағдайдағы усы ноқаттағы тербелислердин амплитудасы a_1 , бириңиге қосымша болған экран болған жағдайдағы тербелислердин амплитудасын a_2 болсын.

Бундай жағдайда бул тербелислердин ҳәр қайсысын амплитудалар векторлары \mathbf{a} , \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2 = \mathbf{a}. \quad (2)$$

Үш \mathbf{a} , \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 векторларын байланыстыратуғын бул теңлик қандай да бир экранның тәсирин оған қосымша болған экранның тәсирі бойынша анықлауға мүмкіншилік береди. Бирақ, (2)-теңликтен амплитудалардың бири, мысалы \mathbf{a}_2 ни анықлау ушын тек a_1 менен a ны билиў жеткиликсиз, ал барлық үш тербелистиң фазаларын да билиў керек болады. Солай етип, (2)-теңлемени ис жүзинде пайдаланыў қыйын. Тек бир дара жағдайда ғана фазаларды билиўдің кереги болмайды: егер векторлардың бири, мысалы $a_1 = 0$ болса, онда (2)-теңлик бойынша $a_2 = a$ теңлиги орынлы болады. Бул мынаны аңғартады: егер берилген экранда базы бир ноқатта тербелислер пүткіллей болмайтуғын болса, онда қосымша экранда сол ноқатта жабық болмаған толқын фронтынан алынатуғын жақтыландырылғанлықта ииже жақтыландырылғанлық пайда болады. Кери мәнистеги жүймақ дұрыс емес: егер базы бир экранда берилген ноқатта $a_1 = a$ теңлиги орынлы болса, онда базы бир экрандағы берилген ноқатта a_2 амплитуда 0ден $2a_1$ ге шекемги мәниске ииже бола алады. Соңғы жағдай \mathbf{a}_1 ҳәм \mathbf{a}_2 тербелислериниң қарама-қарсы фазаларында алынады.



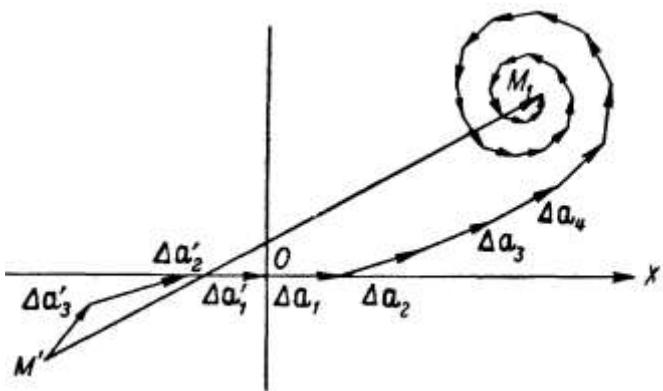
76-сүйрет.
АС ярым тегислигинен
алынатуғын дифракцияны бақлау
схемасы.

3. Ярым тегисликтин түүрү сыйықлы шетиндеги дифракция. Мейли, шети түүрү сыйықлы болған ярым тегислик берилген болсын (76-сүйрет). Усы ярым тегисликтегі оған параллель болған жақтылық толқынының тегис фронты түседи деп болжайық. Егер жақтылық түүрү сыйықлы тарқалатуғын болса, онда D экранында бир ярым тегисликтин кескин саясын алған болар едик. Ал, ҳақыйқатында, жақтылықтың толқынлық характерге

ийе болатуғынлығына байланыслы D экранында қурамалы дифракциялық сүйрет пайда болады. Усы сүйретти алғаш ушын толқын фронттың айырым зоналарынан келетуғын тербелислерди Френелдин суммалау ұсынынан пайдаланамыз. Бул жағдайда фронт сфералық симметрияға ийе болмайтуғын болғанлықтан, сақыйна тәризли зоналардың орнына жолақлар түриндеги зоналарды киргиземиз.

77-сүйрет.

Жолақлар түриндеги зоналардан келип жететуғын тербелислердин амплитуда векторларын графикалық қосыў.

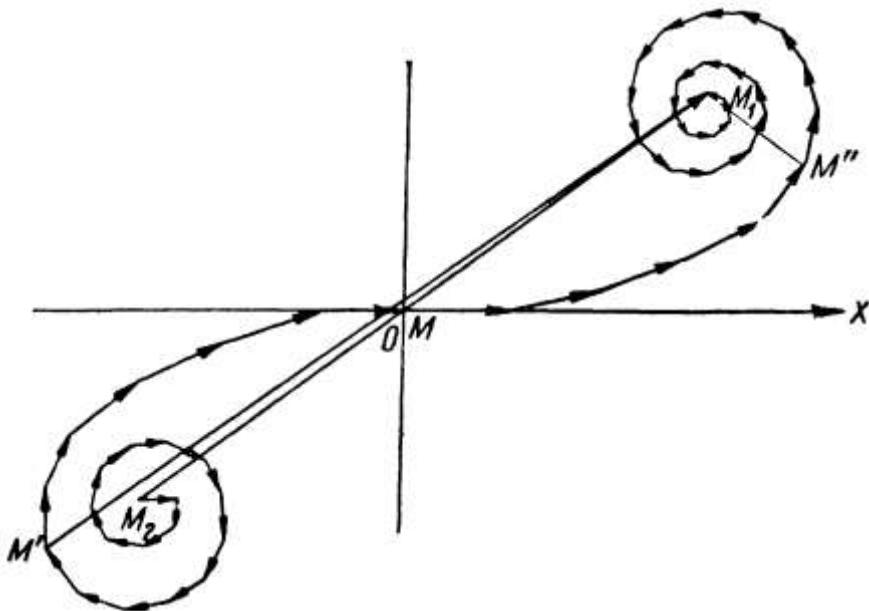


D экранында жататуғын базы бир P ноқатына толқын фронттынан келип жететуғын тербелислерди қараймыз. Мейли, PB_0 туýрысы толқын фронттына перпендикуляр болсын. Зоналарды B_0 ноқатының оң ҳәм шеп тәреплеринде симметриялы түрде жайласқан кеңлиги бирдей болған жолақлар түрінде өткеремиз. Соның менен бирге P ноқатына келип жететуғын тербелислер фазалары бойынша жұдә киши шамаға айрылатуғын болатуғындай дәрежеде енсиз болыўы керек. P ноқатындағы қосынды тербелистиң амплитудасы анықлау үшын амплитуда векторларын қосыудың графикалық ұсынынан пайдаланамыз (267-сүйрет). Оң тәрептеги B_0B_1 зонасынан P ноқатына келип жететуғын амплитуда векторы Δa_1 ди OX көшери бойлап оң тәрепке қарай жатқарамыз (77-сүйрет). Екінши B_1B_2 зонасынан P ноқатына келип жететуғын амплитуда векторы узынлығы бойынша кишилеў ҳәм фазасы бойынша азмаз кейинде қалады. Соныңтан оны Δa_2 арқалы белгилеймиз. Тап сол сияқты, үшинши зонадан келетуғын тербелислердин векторын Δa_3 х.т.б. белгилеймиз. Биз қарап атырған жағдайда толқын фронтты шексизликке шекем жайылады, соныңтан B_0 ноқатының оң тәрептінде жайласатуғын зоналардың саны шексиз үлкен ҳәм үсы зоналардың барлығынан жетип келетуғын тербелислердин амплитуда векторлары OM_1 арқалы белгиленген спираль тәризли сынық сызықты пайда етеди. B_0 ноқатының шеп тәрептінде жатқан $B_0B'_0$ зонасынан P ноқатына келетуғын тербелислер фазасы бойынша Δa_1 тербелислерине сәйкес келеди. Соныңтан олардың амплитудаларының векторы Δa_1 векторы бағытланған тәрепке қарай бағытланған $\Delta a'_1$ стрелкасының жәрдемінде сүйретленеди (77-сүйрет). Тап сол сияқты, екінши ҳәм үшинши шеп зоналардан келип жететуғын тербелислердин амплитудалары векторлары $\Delta a'_2$, $\Delta a'_3$ стрелкаларының жәрдемінде белгilenenedi. Шеп тәрепте фронттың тек бир бөлеги ғана ашылған, соныңтан ашық шеп зонларадың саны шекленген. P ноқатындағы қосынды тербелислердин амплитуда векторы A_P суммалардың жәрдемінде былайынша сүйретленеди:

$$A_P = \sum_{k=1}^{\infty} \Delta a_k + \sum_{k=1}^{\infty} \Delta a'_k.$$

76-сүйретте көрсетилген жағдайда ашық зоналардың саны тек үшке тең, соныңтан P ноқатындағы қосынды тербелистиң амплитуда векторы 77-сүйреттеги тутастырышы $M'M_1$ менен сүйретленеди. P ноқатындағы жақтыландырылғанлық үсы тутастырышы сызықтың квадраты менен анықланады. P ноқатының түрған орнына байланыслы ашық зоналардың

саны ҳәр қайлы. Толық ашық толқын фронтына ашық түрған оң ҳәм шеп зоналарының шексиз үлкен саны сәйкес келеди. Оларға сәйкес келетуғын амплитуда векторларының барлық жыйинағы 78-сүйретте келтирилген қос спиралды пайда етеди. Тутастырыұшы сызықтың узынлығының квадраты толық ашық фронт тәрепинен пайда етилетуғын жақтыландырылғанлықты анықлады. Сол спиралдың өзи қәлеген P ноқатындағы жақтыландырылғанлықты анықлауға мүмкіншілік береди. Ҳақыйқатында да, мейли, P ноқаты геометриялық саяның шетинде жайласқан болсын. Бул жағдайға толық жабық шеп тәрептеги зоналар ҳәм оң тәрептеги барлық ашық зоналар сәйкес келеди. P ноқатындағы қосынды тербелис MM_1 тутастырыұшы менен анықланады. P ноқатын геометриялық саяның шетинен оң тәрепке, яғни жақтылық туұры сызықты траектория бойынша тарқалатуғын болғанда тең өлшеўли жақтыландырылғанлық орын алатуғын областқа келип түсетуғын болса шеп тәрептеги ашық зоналардың саны арта баслайды. Бул жағдайға 78-сүйреттеги M ноқатының спираль бойлап қозғалысы сәйкес келеди. $M'M_1$ тутастырыұшының сәйкес келетуғын P ноқатында жақтыландырылғанлық максимумға жетеди. P ноқатын бүннан былай қозғалтқанда тутастырыұшы сызықтың узынлығы биресе узаяды, биресе келтереди, себеби M' ноқаты спиралдың шеп бөліміндеги орамлар арқалы қозғалыұын даўам етеди. Солай етип, биз геометриялық сая областының сыртында жататуғын областта бир текли жақтыландырылғанлықтың орнына ғезеклесип жайласқан жақтылық ҳәм қараңғы областлар алынады.

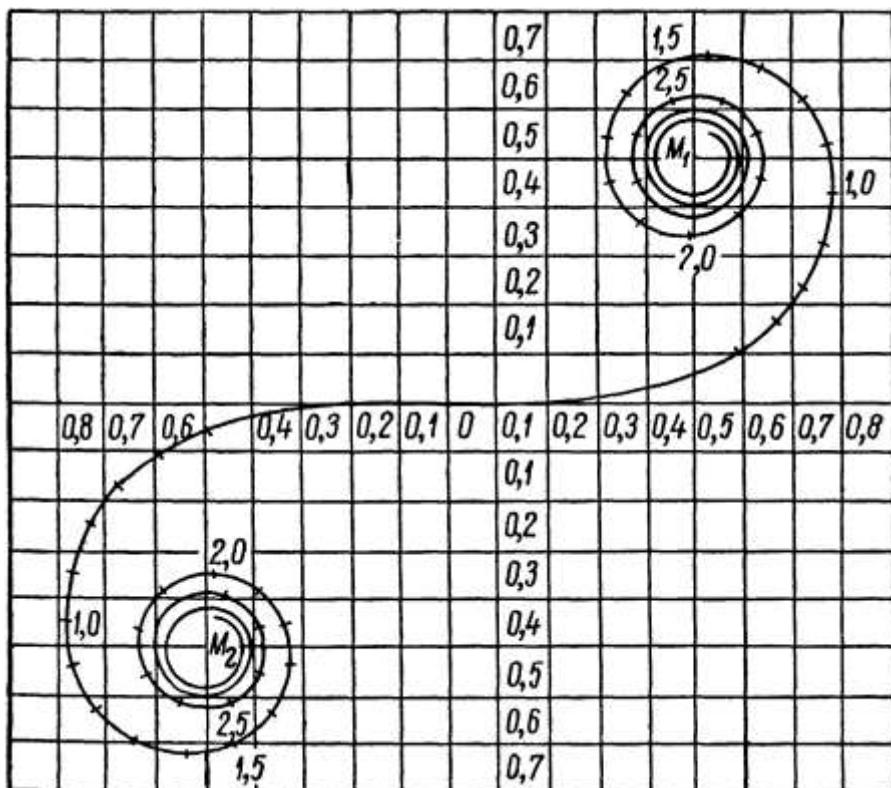


78-сүйрет.
Амплитудалар
векторын
геометриялық қосыў:
тутастырыұшы сызық
толық ашық толқын
фронтынан
алынатуғын
тербелислердин
амплитудасына
сәйкес келеди.

Геометриялық сая областында жататуғын P ноқатларына қатнасы бойынша барлық шеп тәрептеги ҳәм оң тәрептеги зоналардың бир бөліми жабық: P ноқаты сая областында қаншама тереңде жайласқан болса, жабық зоналардың саны да соншама үлкен болады. Сая областына жылжыў 78-сүйреттеги M ноқатының спиралдың бойы менен оң тәрепке қарай қозғалысы сәйкес келеди; бундай жылдысыұйдың барысында тутастырыұшының узынлығы үзлиksiz кемейеди. Демек, геометриялық сая областында жақтыландырылғанлықтың үзлиksiz кемейиўи орын алады.

Жақтыландырылғанлықты дәл есаплаў ушын зоналарды шексиз етип алыў керек. Бундай жағдайда 78-сүйреттеги сынық сызық Корню спиралы деп аталатуғын қос қыйсық спиралға айланады. Оның қандай түрге иие болатуғынлығы 79-сүйретте келтирилген. Масштаб толық ашық фронт болған жағдайдағы жақтылындырылғанлық 1 ге тең етип алынады. Иймеклик бойлап қойылған санлар $\nu = x \sqrt{\frac{2}{b\lambda}}$ параметриниң мәнисин

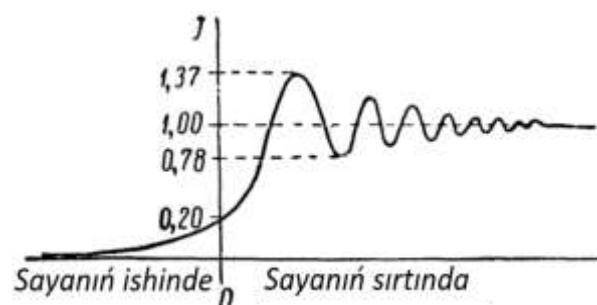
анықлады, бул теңликтегі x - геометриялық саяның шетинен баслап есапланған қашықтық, b — экраннан дифракциялық сүйрет бақланатуын бетке шекемги қашықтық. λ - толқын узынлығы.



79-сүйрет. Корню спиралы.

80-сүйретте Корню спиралының жәрдемінде есапланған ярым тегисликтиң геометриялық саясына жақын орынлардағы жақтыландырылғанлықтың тарқалығы берилген. О ноқаты геометриялық саяның шетине сәйкес келеди. Толық ашық толқын фронтынан алынған жақтыландырылғанлық 1 ге тең деп есапланған. Көринип турғанында, геометриялық саяның шетинде жақтыландырылғанлық 0, 2 ге тең, буннан кейин саяға терең киргендे оның мәниси үзлиksiz түрде нолге шекем кемейеди. Қaramа-қарсы тәрепте бир қатар максимумлар жайласады, олардың бириңисинде жақтыландырылғанлық 1,37 ге жетеди. Саяның шетинен алыслағанда максимумлар бир бирине кем-кемнен жақынласады ҳәм олардың кескинлиги кемейеди.

80-сүйрет.
Ярым тегисликтиң геометриялық
саясының шетиндеги
жақтыландырылғанлықтың тарқалығы.



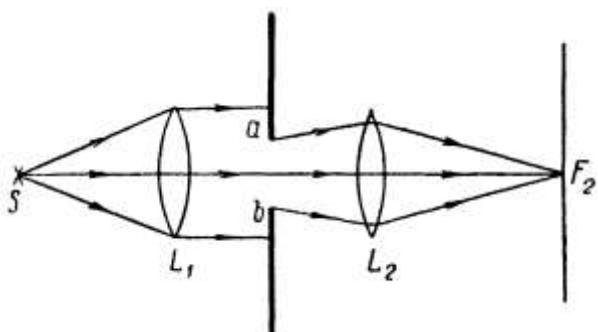
Мысал. Экранның шетиндеги дифракция толқын узынлығы $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ см болған қызыл жақтылықта бақланады. Корню спиралынан пайдаланып (79-сүйрет) бириңиши төрт жақтылық жолақтың ийелеген орынларын анықлаңыз.

Шешими. Текстте келтирилген геометриялық саяның шетинен баслап есапланған бақлау ноқатының координатасы x пенен v параметриниң арасындағы байланыстан пайдаланып, бул жағдай ушын мынаған ийе боламыз:

$$x = v \sqrt{\frac{b\lambda}{2}} = v \sqrt{\frac{120 \cdot 6 \cdot 10^{-5}}{2}} \text{ sm} = 0,06v \text{ sm}.$$

79-сүйретте биринши төрт максимумге v параметриниң шама менен 1,2; 2,35; 3,1; 3,7 шамаларына тең мәнислері сәйкес келеди. Буннан (3)-аңлатпа бойынша төрт максимумның геометриялық саяның шетинен сәйкес 0,08; 0,14; 0,19 ҳәм 0,22 см қашықлықта жайласатуғынлығын көремиз.

§ 269. Параллель нурлардағы дифракция. Бизлер қарап өткен дифракцияларды бақлау ушын қандай да бир оптикалық әсбаплардың кереги жоқ: жақтылық фронттының жолында тек оның (фронттың) бир бөлімін жабатуғын мәлдир емес экран ғана жайласады. Дифракциялық құбылыштарды бақлаудың басқа ұсылын Фраунгофер берди. Ол анау ямаса мынаў жабыўшы экранның жәрдемінде бир бөліми жабылған тегис жақтылық толқынларды жыйнаўшы линзаның бас фокаллық тегислигінде пайда болатуғын дифракциялық сүйретти бақлады. *Фраунгофер дифракциясын* бақлаудың схемасы 81-сүйретте көрсетилген. Жақтылықтың S ноқаттың дереги L_1 линзасының бас фокаллық тегислигінде жайласқан. L_1 линзасынан нурлардың параллель дәстеси шығады ҳәм оның жолында ab тесиги бар мәлдир емес экран жайласқан. Экран нурлардың дәстесиниң бир бөлегін иркеди, ал бул дәсте буннан кейин екинши линзаға келип түседи. Егер жақтылық түрі сызықты тарқалатуғын болғанда нурлар экраннан кейин де параллель дәсте түрінде тарқалған ҳәм екинши линза тәрепинен оның бас фокаллық тегислигінде жыйналған болар еди (линзалардың екеүін де идеал линзалар деп есаптаймыз). Ал ҳақыйқатында, линзаның фокаллық тегислигінде дифракциялық сүйрет бақланады ҳәм оның түри экрандағы тесиктиң формасы менен өлшемлеринен ҳәм түсиүши толқынның узынлығынан ғәрэзли.



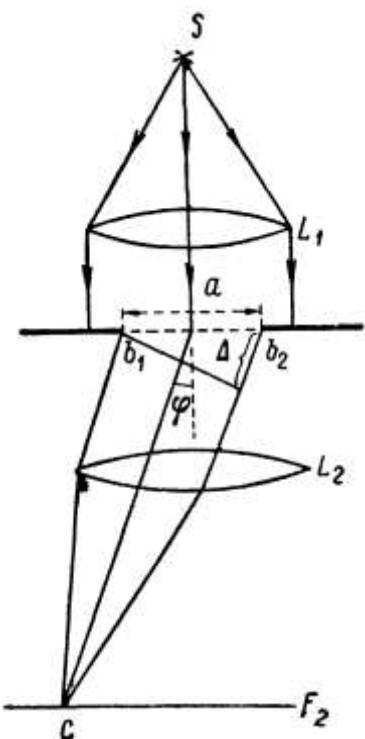
81-сүйрет.
Параллель нурлардағы дифракцияны
бақлаудың схемасы.

Фраунгоферлик дифракция құбылышын да толқын фронттының айырым зоналарынан келип жететуғын тербелислерди графикалық суммалау ұсылы менен таллауға болады. Фраунгофер дифракциясының айырым көриниўлерин қараймыз.

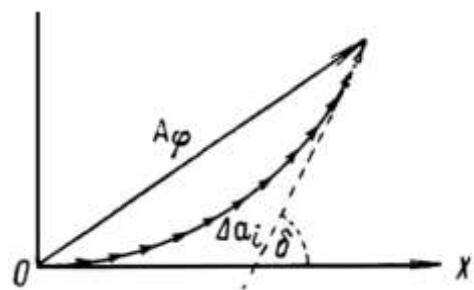
1. Бир саңлақтан дифракция. Мейли, кеңлиги a болған $b_1 b_2$ саңлағына параллель нурлардың дәстеси келип түсетуғын болсын (82-сүйрет). Сүйрет тегислигине перпендикуляр бағытта саңлақтың узынлығын шексиз үлкен деп есаптаймыз. Саңлақтың артында нурларды бас фокаллық тегисликтे жыйнайтуғын L_2 линзасы жайласқан. Егер жақтылықтың дереги болған S тиң хызметин $b_1 b_2$ саңлағының шетлерине параллель болған жақтылық шығарып турған сызық атқаратуғын болса, онда L_2 линзасының фокаллық тегислигінде шексиз жиңишке болған жақтылы жолақ алынған болар еди. Ал ҳақыйқатында болса, саңлаққа жеткен толқын фронттының ҳәр бир ноқаты барлық

тәреплерге қарай тарқалатуғын тербелислердин дереги болып табылады. Ең дәслепки бағытқа φ мүйеші менен тарқалатуғын нурлар L_2 линзасының фокаллық тегислигіндеги C ноқатында жыйналады. Тербелислердин C ноқатындағы амплитудасы есаплау ушын толқын фронтын саңлақтың шетлерине параллель және енлери бирдей болған енсиз зоналарға бөлемиз. Мейли, бир зонадан жетип келетуғын тербелис Δa_i амплитуда векторы менен сүйретленетуғын болсын. Бундай жағдайда C ноқатындағы қосынды тербелистиң амплитудасының векторы мынаған тең болады:

$$\mathbf{A}_\varphi = \sum \Delta \mathbf{a}_i.$$



82-сүйрет. Бир саңлақтан алынған дифракция.



83-сүйрет. Саңлақтан өтетуғын тербелислердин амплитуда векторын графикалық қосыў.

Қосынды тербелистиң амплитуда векторын графикалық түрде менен Δa_i векторлары тәрепинен пайда етилетуғын сынық сзық пенен сүйретленеди (83-сүйрет). C ноқатында шетки шеп зонадан жетип келетуғын тербелислердин басланғыш фазасын ($b_1 c$ нұры) нолге тең деп есаптаймыз. C ноқатына шетки оң зонадан жетип келетуғын тербелислердин басланғыш фазасын ($b_2 c$ нұры) есаптаймыз. Оның ушын $b_2 c$ ҳәм $b_1 c$ нурларының арасындағы жүрислер айырмасы Δ ны есаптаймыз. 82-сүйреттен мынаған ийе боламыз:

$$\Delta = a \sin \varphi.$$

Бул теңликтеке a арқалы саңлақтың кеңлиги белгиленген. Басланғыш фаза δ жүрислер айырмасы менен (I томдағы 109-параграфқа қараңыз)

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

қатнасы бойынша байланысқан болғанлықтан (λ арқалы толқын ұзынлығы белгilenген)

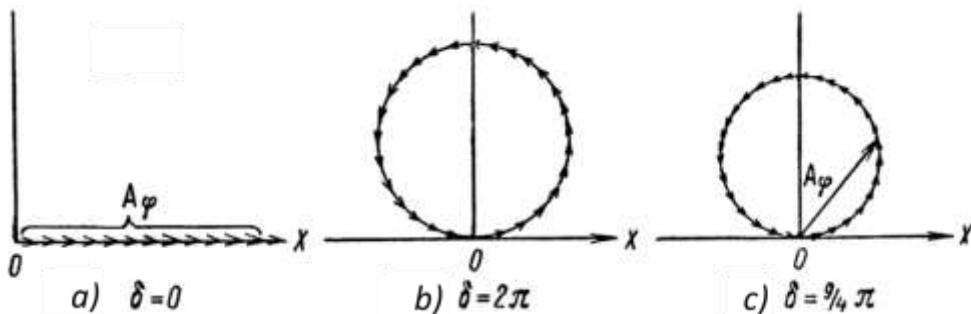
$$\delta = 2 \frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda} \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз. 83-сүйретте шетки оң зонадан шығатуғын тербелислердин басланғыш фазасы δ мүйеші менен сүйретленеди, Δa_i векторларының ең соңғысы менен OX көшеринин арасындағы мүйеш δ тең. Шетки шеп зонадан шығатуғын

тербелислердин басланғыш фазасын нолге тең деп есаплаған едик. Сонықтан δ мүйеши шетки зоналардан C ноқатына келип жететуғын тербелислердин *фазалар айырмасын* береди.

С ноқатындағы қосынды тербелистиң амплитудасы Δa_i векторлары тәрепинен пайда етилген түйілайтуғын сыйық сзықтың ұзынлығы менен сүүретленди.

266- ҳәм басқа да параграфларда биз ҳәр қыйлы зоналардан шығатуғын тербелислердин амплитудалары зонаға түсирилген нормаль менен тербелислердин тарқалыў бағыты арасындағы мүйештиң шамасынан ғәрезли деп есапладық. Демек, бул жағдайда тербелислердин амплитудасы Δa_i дың мәниси φ деп ғәрезли болыўы керек. Бирақ киши φ мүйешлери менен шекленип, бул ғәрезликти есапқа алмаўға ҳәм Δa_i амплитудаларының барлығының мәнислерин бирдей деп есаплаўға болады. Бундай жағдайда Δa_i векторларынан дүзилген сыйық сзықтың улыўма ұзынлығы да φ мүйешинен ғәрезли болмайды. φ мүйешиниң ҳәр қыйлы мәнислерине (демек, фазалар айырмасы δ ның ҳәр қыйлы мәнислерине) сыйық сзықтың буралыўының ҳәр қыйлы дәрежеси ғана сәйкес келеди. Фазалар айырмасы δ ның ҳәр қыйлы мәнислери ушын сыйық сзықтың түринин қандай болатуғынлығы 84-сүүретте көлтирилген.



84-сүүрет. φ мүйешиниң ҳәр қыйлы мәнислерине сәйкес келетуғын амплитудалар векторларының графикалық қосыў.

φ мүйешинин $\varphi = 0$ мәнисине $\delta = 0$ мәниси сәйкес келеди ҳәм бул жағдай Δa_i векторларының барлығының бир тәрепке қарай бағытланғанлығын билдиреди (84-а сүүрет). Бундай жағдайда қосынды тербелистиң амплитудасы $A_0 = \Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3 + \dots$ шамасына тең, яғни мүмкін болған максималлық мәниске ийе болады. Солай етип, сүүреттеги орайында максималлық жақтыландырылғанлық алынады.

$\delta = 2\pi$ теңлиги орынланғанда Δa_i векторлары менен пайда етилген сыйық сзықтың түйіланаңды (84-б сүүрет). Бул жағдайда $A_\varphi = 0$ теңлиги, яғни жақтыландырылғанлықтың нолге тең болған минималлық мәниси сәйкес келеди. Бул минимумның орны (1)-теңлик бойынша $\sin \varphi = \lambda/a$ шәртин қанаатландыратуғын φ мүйешиниң мәнисине сәйкес келеди. Әлбетте, тап үсындай минимум $\sin \varphi = -\lambda/a$ шәрти орынланатуғын жағдайда орайлық максимумның екинши тәрепинде жайласады.

Фазалар айырмасы δ ның буннан былай өсіюи менен сыйық сзық жарым-жарты қабатласады (84-с сүүрет). Қосынды амплитуда A_φ дың мәниси $\delta = \pm 2k\pi$ теңлиги орынланған жағдайларда нолге тең болады (k - путин сан). Бул $A_\varphi = 0$ мәнислери минимумлар болып табылады. Қоңсылас еки минимумлардың арасында салыстырмалы максимумлар жайласады.

Дифракциялық сүүреттеги шеклериндеги жақтыландырылғанлық ушын санлы аңлатпаны алыў ушын бир саңлақтан шексиз енсиз зоналарға өтиў керек. Бундай жағдайда 83-сүүреттеги сыйық сзық OB шеңбериниң доғасының бир бөліміне өтеди (85-сүүрет). Қосынды амплитуда A_φ дың мәниси OB доғасының ушларын тутастыратуғын хорда менен

сүйретленеди. Айтылып өтилгениндей, φ мүйешиниң үлкен болмаған мәнислеринде OB доғасының узынлығын φ мүйешинен тәрезсиз деп есаплауға болады. Бир бөлими OB доғасы болып табылатуғын шеңбердин радиусын R арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда

$$A_\varphi = 2R \sin \frac{\angle OCB}{2}.$$

Бирақ, $\angle OCB = \delta$. Буннан

$$A_\varphi = 2R \sin \frac{\delta}{2} \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

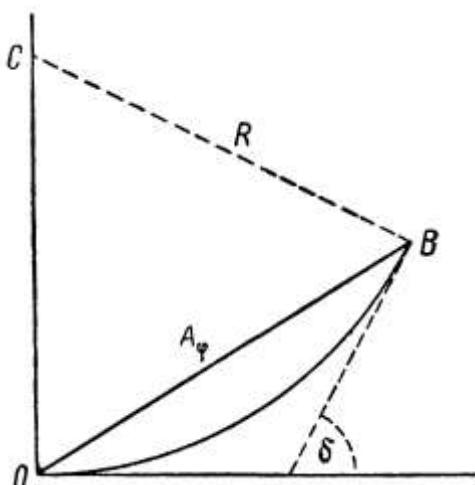
R радиусының мәнисин \overline{OB} доғасының узынлығы бойынша аңғартамыз:

$$R = \frac{\overline{OB}}{\angle OCB} = \frac{\overline{OB}}{\delta}.$$

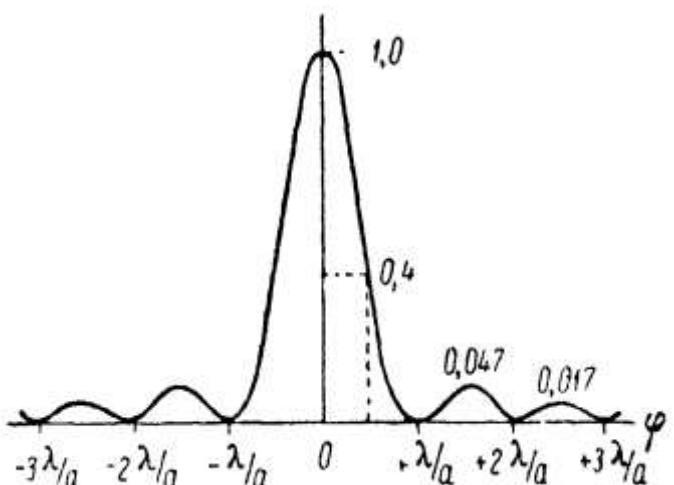
R дин үшін мәниси (2) ге қойып

$$A_\varphi = \overline{OB} \frac{\sin \delta / 2}{\delta / 2} \quad (3)$$

аңлатпасын аламыз.



85-сүйрет. A_φ амплитудасын графикалық жоллар менен анықлау.



86-сүйрет. Бир саңлақтан алынған дифракциялық сүйреттеги интенсивликтің тарқалыу іймеклиги.

$\varphi = 0$ теңлиги орынланғанда $\delta = 0$ теңлиги де орынланады, буннан $A_0 = \overline{OB}$ теңлигине ийе боламыз, яғни \overline{OB} узынлығы орайлық максимумдағы тербелислердин амплитудасын береди. \overline{OB} ның бул мәнисин (3) ке қойып ҳәм $\delta/2$ ни u арқалы белгилеп, мынадай теңликті табамыз:

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin u}{u}.$$

L_2 линзасының фокаллық тегислигиндеги жақтыландырылғанлық (82-сүйретке қараңыз) амплитуданың квадраты бойынша анықланады. Сонықтан

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}$$

теңлигине ийе боламыз ҳәм (1)-теңлик бойынша

$$u = \frac{\delta}{2} = \frac{\pi a \sin u}{\lambda}.$$

Солай етип, линзаның фокаллық тегислигиндеги жақтыландырылғанлықтың тарқалыуы $\frac{\sin^2 u}{u^2}$ функциясының жүриси менен бериледи. Бул тарқалыу 86-сүйретте

көрсетилген. Нолге тең болған минимумлардың орны $u = \pm k\pi$ ($k = 1, 2, 3, \dots$) мәнислері ямаса (5)-қатнасқа сәйкес

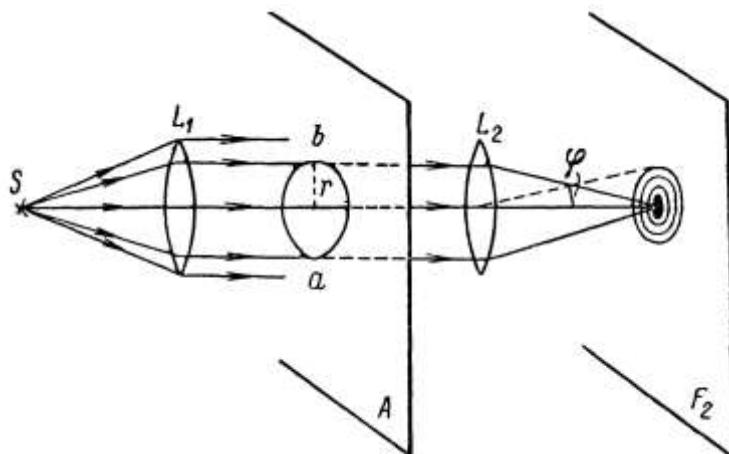
$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{a}$$

шартин қанаатландыратуғын φ мүйешлеринің мәнислері бойынша анықланады.

Орайлық жақтылық жолақ ең жақын болған он ҳәм шеп тәрептеги минимумлардың арасындағы областта, яғни (6)-теңлик бойынша $\varphi = -\frac{\lambda}{a}$ ҳәм $\varphi = \frac{\lambda}{a}$ мәнислеринің арасында жайласады. Демек, толқын узынлығы λ ның мәниси қаншама үлкен ҳәм саңлақтың кеңлигі a қаншама киши болса орайлық жақтылық жолақ соңшама кең болады. Усының менен бирге $\frac{\lambda}{a}$ қатнасының шамасы үлкен болған жағдайда екинши максимумлардың арасындағы қашықлықтың үлкейетуғынлығын көремиз.

Орайлық жолақлардың өзинің шеклерінде жақтыландырылғанлықтың оның ортасынан шетине қарай тез кемейетуғынлығын атап өтиў әхмийетли. $\varphi = \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{a}$ теңлиги орынланғанда жақтыландырылғанлық максималлық жақтыландырылғанлықтың $\frac{1}{4}$ бөлегине тең.

Жүймақтай келе биз бир саңлақтан алынған Фраунгоферлик дифракциялық сүйреттің мынадай түрге ийе болатуғынлығын айта аламыз: орайында — жақтыландырылғанлықтың максимумына ийе жақтылық жолақ, қапталларында — минимумлар менен бөлинген салыстырмалы ҳәлсиз максимумлар, минимумлардағы жақтыландырылғанлық нолге тең. Толқын узынлығы үлкен ҳәм саңлақтың кеңлигі киши болған жағдайларда барлық сүйрет кең болып алынады.



87-сүйрет.
Паралель нурлардағы
дөңгелек саңлақта
алынатуғын дифракцияны
бақлау усылы.

2. Дөңгелек тесикте алынатуғын дифракция. Жақтылық туұры сызықлы тарқалатуғын жағдайда мөлдир болмаған A экранындағы дөңгелек ab саңлағы, ал оннан кейин L_2 линза арқалы өткен нурлардың параллель дәстеси усы линзаның бас фокаллық тегислигі F_2 де бир ноқатқа жыйналған болады еди (87-сүйрет). Жақтылықтың толқынлық тәбиятына байланыслы линзаның бас фокаллық тегислигі F_2 де қурамалы дифракциялық сүйрет пайдада болады. Алынатуғын сүйреттің түрін бул жағдайда да айырым зоналардың тәсірин суммалау жолы менен анықлауға болады. Сақыйна тәризли зонларды алып, орайлық ноқат ушын барлық зоналардың тәсірлеринің қосылатуғынлығын аңсат көриүге болады ҳәм бул орында бас максимум алынады. Дөңгелек тесиктеги Френель дифракциясын қарағанымыздай қыя бағытта тарқалатуғын нурлар ушын қараңғы ҳәм жақтылық жолақлар пайдада болады деп жүймақ шығарыўға болады. Сәйкес есаплаўлар φ мүйешинин

$$\sin \varphi = 0,61 \frac{\lambda}{r} \quad (7)$$

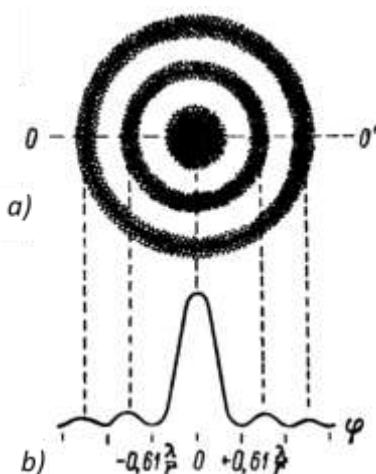
теңлигине сәйкес келетуғын мәнисинде биринши қараңғы сақыйнаның алынатуғынлығын көрсетеди. Бул теңликте r арқалы тесиктиң радиусы белгиленген. Екинши қараңғы сақыйна $\sin \varphi = 1,116 \frac{\lambda}{r}$ шартин қанаатландыратуғын φ мүйешинде жатады х.т.б. Минимумлардағы жақтыландырылғанлық нолге тең. Қоңылас қараңғы сақыйналардың арасында жақтылы сақыйналар жайласады, Бирақ олар орайлық жақтылы даққа салыстырғанда әдеүір ҳәлсиз болады. Егер орайлық максимумдағы жақтыландырылғанлықты 1 ге тең деп есапласақ, онда биринши жақтылы сақыйнадағы максималлық жақтыландырылғанлық 0,0174 ке, ал екинши синде 0,0041 ге тең. А экранындағы дөңгелек тесиктен өткен жақтылықтың улыўма муғдарының шама менен 84 проценти орайлық жақтылы дақ областына түседи.

Дөңгелек тесикте алынған Фраунгофер дифракциясының улыўма түри 88-а сүйретте көрсетилген. 88-б сүйретте болса дифракциялық сүйреттеги жақтыландырылғанлықтың усы тесиктиң орайы арқалы өтетуғын $O O'$ пунктір сызықтың бойындағы тарқалыўы берилген.

88-сүйрет.

Дөңгелек тесикте алынатуғын дифракция:

- a) дифракциялық сүйреттеги улыўмалық түри, b) жақтыландырылғанлықтың тарқалыўының иймеклиги.



φ мүйеши киши болғанда (7)-формула бойынша биринши қараңғы сақыйнаның мүйешлик радиусы $\Delta\varphi$ жуўық түрде мынаған тең:

$$\Delta\varphi = 0,61 \frac{\lambda}{r} = 1,22 \frac{\lambda}{d}. \quad (7a)$$

Бул теңликте d - тесиктиң диаметри. Бул сақыйнаның ишинде жақтылы орайлық дақ жатады. λ/d қатнасының шамасы қанша үлкен, яғни толқын узынлығы λ қаншама үлкен болса орайлық жақтылы дақтың өлшемлери де үлкен болады. Соның менен бирге тесиктиң диаметри d үлкен болған сайын орайлық жақтылы дақтың өлшеми киширеїді. Биринши қараңғы сақыйнаның сызықлы өлшемлери жуўық түрде мынаған тең:

$$\Delta l = \Delta\varphi \cdot F = 1,22 \frac{\lambda}{d} F.$$

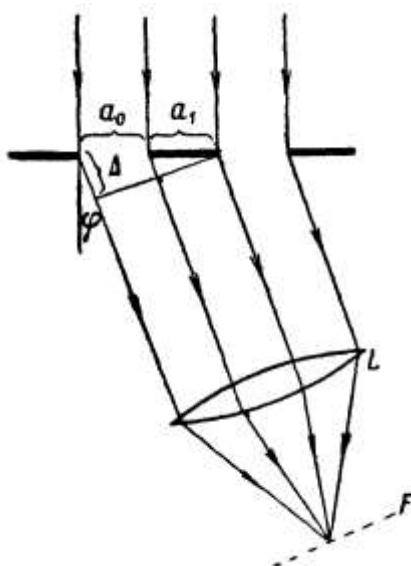
Бул теңликте F арқалы L_2 линзаның бас фокуслық қашықтығы белгиленген. Дифракциялық сүйреттеги орайынан баслап биринши қараңғы сақыйна турған орынға көшкенде жақтыландырылғанлық монотонлы тәризде кемейеди (88-б сүйрет). Бирақ, контрасты бойынша визуаллық бақлағанда орайлық жақтылы дақ кишкенедей болып көринеди ҳәм оның "диаметрин" жуўық түрде биринши қараңғы сақыйнаның радиусына, яғни $1,22 \frac{\lambda}{d}$ шамасына тең деп есаплауға болады. Мысалы, диаметри $d = 0,5$ мм болған тесикте ҳәм линзаның бас фокуслық қашықтығы $F = 100$ см болған жағдайда толқын узынлығы $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болған көзге көринетуғын жақтылық пайдаланылған жағдайда орайлық жақтылы дақтың өлшеми ушын

$$\Delta l = 1,22 \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-2}} 10^2 sm = 0,122 sm$$

шамасына ийе боламыз.

§ 270. Көп саңлақтардағы дифракция. Дифракциялық пәнжере. 269-параграфта бир саңлақтағы параллель нурлардағы дифракцияны қарадық. Енди бир бирине параллель, кеңликлери бирдей ҳәм a_0 шамасына тең және бир бириден бирдей a_1 қашықтықта жайласқан бир неше саңлақтарды қараймыз. Бир саңлақтағы дифракциядай, бул жағдайда да дифракциялық сүүрет L линзаның фокаллық тегислигинде бақланады. Әпиүайылық ушын когерент нурлардың дәстеси саңлақтар жайласқан тегисликке перпендикуляр бағытта түседи деп есаптаймыз (89-сүүрет).

Бул жағдайда мынадай жағдайларға байланыслы құбылыс бираз қурамаласады: ҳәр бир саңлақта алынатуғын дифракция менен бир қатарда саңлақтардың ҳәр бириден жетип келетуғын жақтылық дәстелериниң тербелислериниң қосылышы, яғни көп дәстелердин интерференциясы орын алады. Егер саңлақтардың ұлыұма саны N ге тең болса, онда бир бири менен N дана нур интерференцияланады.



89-сүүрет.
Дифракциялық пәнжере.

Дәслеп N дана дәстениң интерференциясы ҳақындағы мәселени қараймыз. Усының менен бирге саңлақтар жайласқан тегисликке түсирилген нормаль менен бирдей φ мүйешинде тарқалатуғын дәстелерди қараймыз. Бундай жағдайда барлық дәстелердеги тербелислердин амплитудалары бирдей (берилген φ де); оның мәнисин a арқалы белгилеймиз. 89-сүүретте көринип тұрғанындей, қоңылас саңлақтардан келип жететуғын нурлардың арасындағы жүрислер айырмасы Δ мынаған тең болады:

$$\Delta = (a_0 + a_1) \sin \varphi. \quad (1)$$

$a_0 + a_1$ қосындысының b арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда (1)-формула мынадай түрге енеди:

$$\Delta = b \sin \varphi. \quad (1a)$$

Бундай жүрислер айырмасына қоңылас дәстелер арасындағы δ фазалар айырмасы сәйкес келеди. Оның шамасы мынаған тең

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}. \quad (2)$$

Тербелислердин интерференциясының нәтийжесинде линзаның фокаллық тегислигинде базы бир A амплитудасына ийе қосынды тербелис алынады. Оның мәниси фазалар айырмасы δ дан, соған сәйкес дифракция мүйеши φ дең ғәрэзли.

Енди қосынды амплитуда A ны анықлау ушын амплитудаларды қосыудың графикалық үсүлін пайдаланамыз. Бундай жағдайда A векторы амплитуда векторлары a ларды

қосыўдың салдарынан пайда болған сынық сыйықтың түйіклауышы болған вектор түрінде көрсетиледи.

Әлбетте, \mathbf{a} векторлары бир түұрының бойында жайласатуғын болса \mathbf{A} векторы максимальлық мәнисине жетеди (90-а сүйрет). Бул жағдай

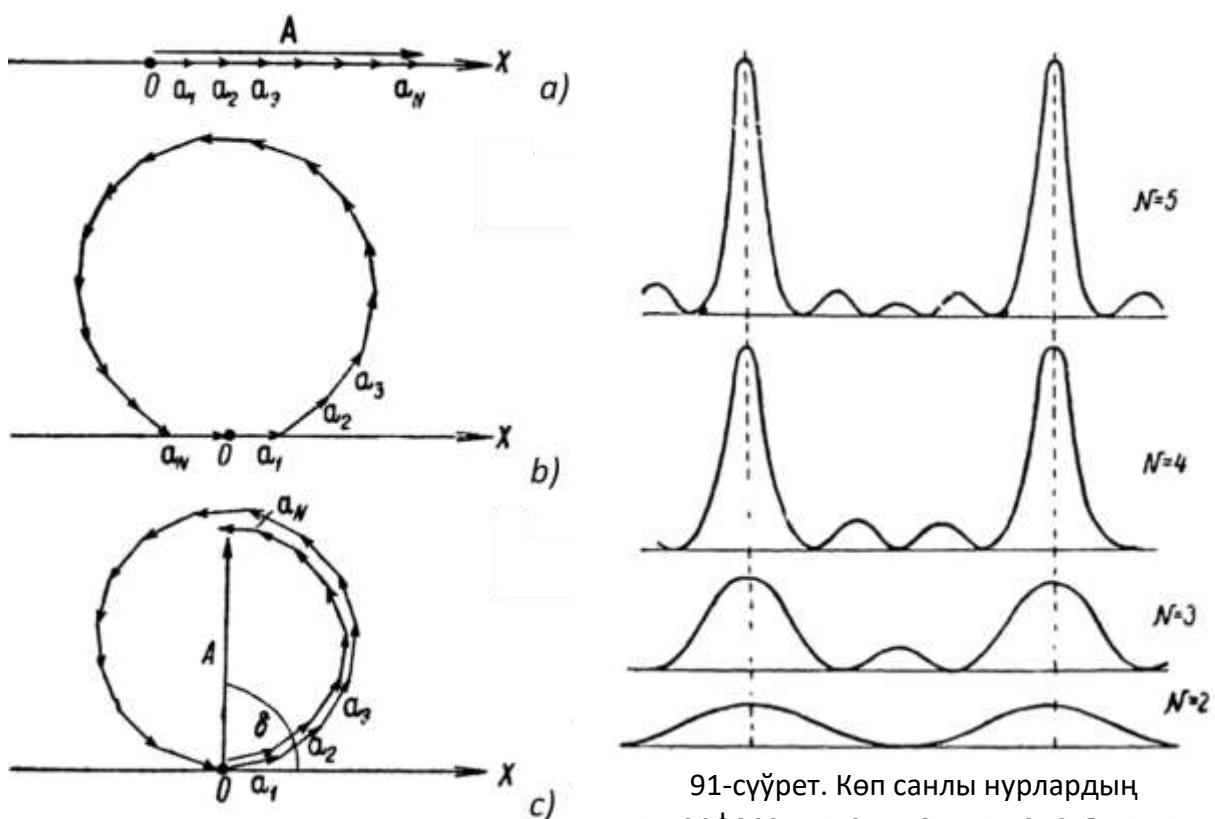
$$\delta = \pm 2k\pi \quad (3)$$

теңлиги орынланған жағдайда орын алады. Бул теңликте $k = 0, 1, 2, \dots$

Бундай жағдайда \mathbf{A} векторының үзынлығы $\mathbf{A} = N\mathbf{a}$ шамасына тең болады. Буннан L линзаның фокаллық тегислигіндеги жақтыландырылғанлықтың $\delta = 2k\pi$ теңлиги орынланғанда максимальлық мәнисине жететуғынлығын көремиз:

$$I_{max} = cN^2a^2. \quad (4)$$

Бул теңликте c арқалы пропорционаллық коэффициент белгиленген.



90-сүйрет. Амплитуда векторларын қосыў.

91-сүйрет. Көп санлы нурлардың интерференциясындағы интенсивликтин тарқалыўы.

a векторлары тәрепинен пайда етилетуғын сынық сыйық түйік сыйықта айланған жағдайда, яғни **a** векторының ең соңғысы биринши **a** векторына параллель жайласатуғын жағдайда \mathbf{A} векторы нолге айланады (90-б сүйрет). **a** векторларының соңғысы OX көшери менен $N\delta$ мүйешин жасайтуғын болғанлықтан, усыған сәйкес $N\delta = \pm 2k\pi$ шәрти орынланған жағдайда ($k = 0, 1, 2, \dots$) ол OX көшерине параллель жайласады.

Солай етип, биз минимумларды алғыдың шәртин аламыз:

$$\delta = \pm 2k \frac{\pi}{N}. \quad (5)$$

Минимумларда жақтыландырылғанлық нолге тең:

$$I_{min} = 0. \quad (6)$$

Минимумлар δ шамасы (5)-шәртті қанаатландыратуғын ҳәм (5)-шәрт максимумлар шәрт (3) ке өтетуғын $\delta = 0, N, 2N, 3N, \dots$ теңликтери орынланбайтуғын жағдайларда пайда болады. Айтылғанлардан мынадай жағдай келип шығады: $I_{min} = 0$ минимумлар (3)-қатнас

пенен анықланатуғын $I_{max} = cN^2a^2$ максимумларына салыстырғанда ($N - 1$) есе жийи жайласады. Көринип турғанындей, қоңсылас минимумлардың арасында және бир максимумнан пайда болыұы керек. Бул максимумлар **a** векторлары пайда еткен сынық сзыық бир бири менен жақынласқанда түйілділіктердің жағдайда, яғни **a** векторлары тәрепинен қуалған сынық сзыық бириңиси менен тутаспайтуғын жағдайда пайда болады (90-с сүйрет). Бул максимумлардың бурынырақ қарап өтилген максимумлардан әдеүир ҳәлсиз екенлигин көрсетіүгө болады. Соныңтан оларды **екинши максимумлар**, ал (3)-шәрт орынланған жағдайда пайда болатуғын максимумларды **бас максимумлар** деп атайды. Екинши максимумлардың ең интенсивлиси (N нин үлкен мәнисинде) бас максимумлардың интенсивлигинин $1/23$ шамасынан үлкен болмайды.

Сонында биз мынаны аламыз: *бидей амплитудаға ийе болған N дәстениң интерференциясында интенсивликтери бидей $I_{max} = cN^2a^2$ шамасына тең бир қатар бас максимумлар пайда болады; қоңсылас бас максимумлардың арасында $N - 1$ дана $I_{min} = 0$ минимумлар жайласады; усының менен бирге, қоңсылас бас максимумлар арасында еки, үш, төрт ҳәм бес интерференцияланышты дәстелер бар болған жағдайлар ушын $N - 2$ дана екинши максимумлар жайласады. Көринип турғанындей, интерференцияланышты дәстелердин саны үлкейгенде бас максимумлар кескин түрге енеди; олардың арасында кем-кемнен көп санлы әззи екинши максимумлар жайласады.*

Фазалар айырмасы δ менен жүрислер айырмасы Δ арасындағы байланысты [(2)-формула] ҳәм (1-а) формуланы итибарға алып, бас максимумлардың

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{b} \quad (7)$$

шәртин қанаатландыратуғын φ мүйешлеринде пайда болатуғындын аламыз. Бул теңликтегі $k = 1, 2, 3, \dots$ Ал, минимумлар болса

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{bN} \quad (8)$$

шәртин қанаатландыратуғын φ мүйешлеринде пайда болады. Бул теңликтегі $k = 1, 2, 3, \dots$ ($k = N, 2N, 3N, \dots$ мәнислеринен басқа).

Тек айырмым саңлақтардан шығатуғын дәстелердин интерференциясын есапқа алғанда бас максимумлар, жоқарыда айтылғандай, бидей интенсивликке ийе болған болар еди. Ҳақыйқатында, ҳәр бир саңлақта ҳәр қыйлы φ мүйешинде дифракцияланған нурлар L линзаның фокаллық тегислигинге ҳәр қыйлы амплитудаларға ийе тербелислерди береди, бас максимумлардың шамалары ҳәр қыйлы болады. Бул айырманы есапқа алыу ушын 269-параграфта талланған бир саңлақта алынған дифракциялық сүйреттің түринен пайдаланыу керек. L линзаның бас фокаллық тегислигинге бир саңлақ 92-б сүйретте көрсетилген I_2 тарқалыуды береди. Бас максимум $\varphi = 0$ теңлиги орынланған жағдайда алынады. I_{2min} минимумлар φ мүйешинин

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{a_0} \quad (9)$$

шәртин қанаатландыратуғын мәнислеринде алынады. Бул теңликтегі a_0 - саңлақтың кеңлеги, $k = 1, 2, 3, \dots$ Минимумлардың арасында екинши максимумлар жайласады. Олардың ең үлкен интенсивликке ийе болғанының интенсивлигі бас максимумның шамасы менен $1/23$ бөлімине тең (92-б сүйретте екинши максимумлардың шамасы айқынлық ушын бир қанша үлкейтилген).

L линзаның фокаллық тегислигиндеги жақтыландырылғанлықтың ҳақыйқый тарқалыуы болған I функциясы

$$I = I_1 I_2$$

көбеймеси менен көрсетиледи. Бул тарқалыу 92-б сүйретте көлтирилген. Көринип турғанындей, тек I_{1max} бас максимумлары ғана интенсивли болады. Олар дифракциялық

сүйреттиң бас максимумы I_{2max} тың областына киреди. Олардың саны b шамасы менен саңлақтардың кеңлигі a_0 дін қатнасынан ғәрзели. Ҳақыйқатында, I_2 иймеклигининң биринши минимумы (оң φ мүйеші тәрепине қарай) $\varphi = \varphi_1$ теңлиги орынланғанда (9)-теңлик пенен анықланатуғын

$$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{a_0}$$

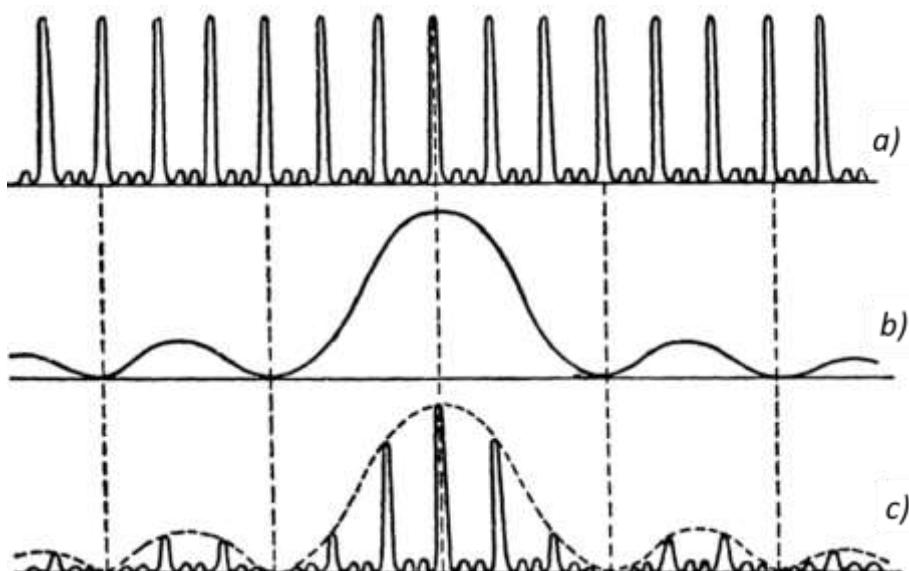
φ мүйешинде жайласады. Егер

$$\sin \varphi_1 = k \frac{\lambda}{b}$$

теңлиги орынланатуғын болса, онда мүйештиң ұзын мәнисине I_1 иймеклигининң бас максимумы сәйкес келеди. Бул теңліктеги k ның пүтин сан болыұы керек. Бул еки теңлікти салыстырып, k ның

$$k = \frac{b}{a_0}$$

теңлигинин жәрдемінде анықланатуғынлығын көриўге болады.



92-сүйрет. Төрт саңлақтағы дифракцияда алынатуғын максимумлардың орынлары: а) төрт дәстениң интерференциясының нәтийжесинде алынатуғын максимумлар; б) бир саңлақта алынатуғын дифракциялық сүйреттеги жақтыландырылғанлықтың тарқалыўы; с) максимумлар бойынша жақтыландырылғанлықтың тарқалыўы.

Солай етип, егер b/a_0 қатнасы пүтин санға тең болса, онда $k = \frac{b}{a_0}$ тәртибиндеги бас I_2 иймеклигининң нолге тең болған минимумына түседи ҳәм жоғалады. Бундай жағдай

$$k = \pm k' \frac{b}{a_0} \quad (11)$$

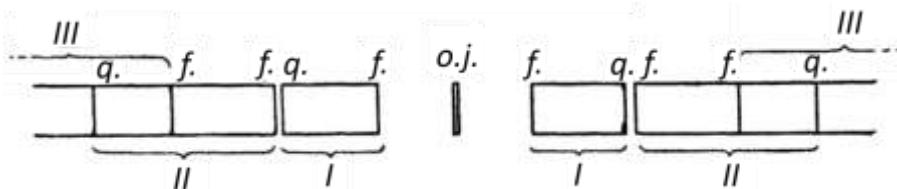
тәртибиндеги барлық бас максимумлар ушын да орынлы болатуғынлығын аңсат көриўге болады. Бул теңлікте $k' = 1, 2, 3, \dots$. Бас максимумның I_2 иймеклигинин шеклерине I_1 иймеклигинин $2\frac{b}{a_0} - 1$ дана екинши максимумлары I_2 иймеклигинин екинши максимумларында жайласады. 92-сүйрет саңлақтар бир биринен бирдей қашықтықта түрған ҳәм $\frac{b}{a_0} = 3$ болған жағдай ушын тийисли. $b = a_0 + a_1$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$\frac{b}{a_0} = 3$ теңлигинен саңлақлардың арасындағы мөлдир емес областлардың кеңлигинин саңлақлардың өзлериниң кеңлигинен еки есе үлкен екенлеги келип шығады.

Бирдей мөлдир емес жолақтар менен ажыратылған мөлдир саңлақлардың қатары дифракциялық пәнжере атамасына ийе. $b = a_0 + a_1$ шамасы пәнжерениң тұрақтысы деп аталады.

Саңлақлардың саны N жүдә үлкен болған жағдайларда бас максимумлар жүдә кескин, ал екінши максимумлар жүдә қалыпты. Белгилі болған λ толқын узынлығына ийе болған жақтылықта (монохромат жақтылық) L линзаның бас фокаллық тегислигінде дифракциялық пәнжере тәрепинен берилетуғын барлық сүйрет қара аралықтар менен бөлинген енсиз жақтылық жолақлардан туралы. Пәнжерениң ақ жақтылық пенен жақтыланудырғанда орайда ($\varphi = 0$) ақ жолақ пайда болады, себеби $\varphi = 0$ теңлиги орынланғанда (7)-шәрт қалеген λ ушын орынлы болады. Орайлық ақ жолақтың он қәм шеп тәрепинде қаралып λ ушын орынлы болады. Усы φ мүйешлеринде максимумлар пайда болады. Усы φ мүйешлеринде мәнислери $k = 1$ теңлиги орынланатуғын жағдайлар үшін (7)-теңликтиң жәрдемінде анықланады; бул максимумлар бир бири менен араласып спектрлер деп аталатуғын боялған жолақларды пайда етеди. Спектрлердин қаралып λ ушын орынлы болады. Усы φ мүйешлеринде мәнислери $k = 1$ теңлиги орынланатуғын жағдайларда өзиниң фиолет шетлері менен орайлық жолаққа жақын жайласқан бириңши тәртипли еки спектр пайда болады (он қәм шеп). Усыңан сәйкес, орайлық ақ жолаққа симметриялы жайласқан $k = 2, 3, \dots$ лар үшін екінши, үшинши ҳ.т.б. тәртиптеги спектрлер пайда болады.

Пәнжерени тек белгилі узынлықтағы λ_i толқын узынлығына ийе толқынлар менен жақтыланудырғанда биз қаралып λ_i толқын узынлықтары үшін максимумлардың бир бириңши үстине түсійиниң нәтийжесінде пайда болады.



93-сүйрет. Қаралып λ ушын тәртиптеги спектрлердин жайласыўы.

93-сүйретте орайлық жақтылық жолақтың орны (*o.j.*) қәм I, II, III, \dots рим санлары менен белгиленген қаралып λ толқын узынлықтары көзге көринетуғын жолақтар көрсетилген. Екінши қәм үшинши тәртиптеги көзге көринетуғын спектрлердин айырым бөлимлери бир бириңши үстине түседи. (7)-теңликтен биз

$$k\lambda = k'\lambda' \quad (12)$$

шәрттін қанаатландыратуғын λ толқын узынлығындағы жақтылықтың k -тәртибиндеғи максимумың үстине толқын узынлығына λ' шамасына ийе жақтылықтың k' -тәртипли максимумың үстине түсетуғынлығын көремиз. (12)-теңликтен, мысалы, толқын узынлығы λ болған бириңши тәртипли ($k = 1$) спектрдин үстине толқын узынлығы $\lambda' = \frac{1}{2}\lambda$ шамасына тәң болған спектрдин екінши тәртиби ($k = 1$) түседи. Тап сол сыяқты, екінши тәртип спектрдин қаралып λ ушын тәртиптеги спектрлердин участкасынан үстине толқын узынлығы $\lambda' = \frac{2}{3}\lambda$ шамасына тәң болған үшинши тәртипли спектрдин участкасы түседи. Қаралып λ ушын тәртиптеги спектрлер бойынша жақтыланудырыудың тарқалыўы b/a_0 қатнасынан тәнзиделген болады қәм I_2

иймеклигинин жүриси бойынша анықланады. Егер, мысалы, саңлақлардың арасындағы мөлдир болмаған аралықлардың қалыңлығы a_1 ге тең болса, онда $b = 2a_0$ ҳәм (11)-формула бойынша жуп тәртипли барлық спектрлер жоғалады.

Дифракциялық пәнжерелер бириңиши рет 1821-жылы Фраунгофер тәрепинен спектрлерди үйрениү ушын пайдаланылды. Ол пайдаланған бириңиши пәнжерелер бир бирине параллель етип керилген көп санлы жиңишке сымлардан турған. Сымлардың арасындағы жақтылық өтетуғын саңлақтың хызметин атқаратуғын областлардың 1 сантиметрдеги саны 136 ға шекем жеткен. Кейиниrek Фраунгофер пәнжерелерди шийше пластинканың бетине алмаздың жәрдеминде штрихларды салыў жолы менен соға баслады. Ҳәзирги ўақытлары усындар (мөлдир) пәнжерелер менен бир қатарда металл айнаның бетинде алмаздың жәрдеминде штрихларды салыў жолы менен соғылған шағылыштырышы пәнжерелер де кеңнен қолланылады. Бундай пәнжерелердин қасиеттери тийкарынан алмаздың жәрдеминде тусирилген штрихлардың формасы менен тереңлигинен ғәрэзли болады. Ҳақыйқый пәнжерелердеги жақтыландырылғанлықтың тарқалыўы биз қарап өткен бирдей кеңлектеги саңлақтары бар ҳәм мөлдир болмаған бирдей жолақтар менен айрылған идеалластырылған пәнжередеги жақтыландырылғанлықтың тарқалыўынан үлкен айырмаға ийе болады. Соңғы ўақытлары тек қандай да бир спектрди беретуғын, мысалы бириңиши тәртипли спектрлердин бириң беретуғын пәнжерелерди соғыўдың сәти тұсти.

§ 271. Дифракциялық пәнжерениң дисперсиясы менен ажыратат алыў құши. Барлық басқа спектраллық әсбаплар сыйқылары пәнжере тәрепинен берилетуғын спектр мынадай шамалар менен тәрийипленеди: мүйешлик дисперсия ҳәм ажыратат алыў құши.

Мүйешлик дисперсия D деп нурлардың аўысыў мүйеши φ ден толқын узынлығы λ бойынша алынған туўындыға тең шамаға айтады:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (1)$$

$\Delta\lambda$ толқын узынлығының интервалы сәйкес келетуғын спектрдин киши участканың мүйешлик өлшемлери $\Delta\varphi$ ды жүйік түрде байлайынша көретиўге болады:

$$\Delta\varphi = D \cdot \Delta\lambda.$$

Буннан мүйешлик дисперсияның берилген толқын узынлығының қасындағы областтағы спектрдин жайылыў дәрежесин тәрийиплейди. 270-параграфтағы (7)-аңлатпаны дифференциаллап пәнжерениң мүйешлик дисперсиясы ушын мынадай аңлатпаны аламыз

$$D = \frac{k}{b \cos \varphi}. \quad (2)$$

Көринип турғанында, дисперсия пәнжерениң штрихларының санынан ғәрэзсиз, ал оның b тұрақтысы ҳәм спектрдин тәртиби k бойынша анықланады екен: пәнжерениң тұрақтысы қанша киши болса оның мүйешлик дисперсиясы үлкен болады.

Киши φ мүйешлеринде (2)-теңлик бойынша жүйік түрде

$$D = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda} \right)_{\varphi=0} = \frac{k}{b}$$

теңлигин аламыз, яғни $\varphi = 0$ ге жақын орынларда дисперсия тұрақты мәнисин сақтайты; буннан бундай шараптларда спектраллық сыйықлардың арасындағы мүйешлик қашықтық $\Delta\varphi$ дин толқын узынлықтарының айырмасы $\Delta\lambda$ ге пропорционал болатуғынлығы келип шығады. Тұрақты дисперсияға ийе спектр әмелій жақтан барлық толқын узынлықтар областына созылған ҳәм сонлықтан ол спектрдин фиолет бөлими қызыл областына қарағанда әдеүир жайылатуғын призманың жәрдеминде алынған спектрден утымлы түрде ажыралып турады.

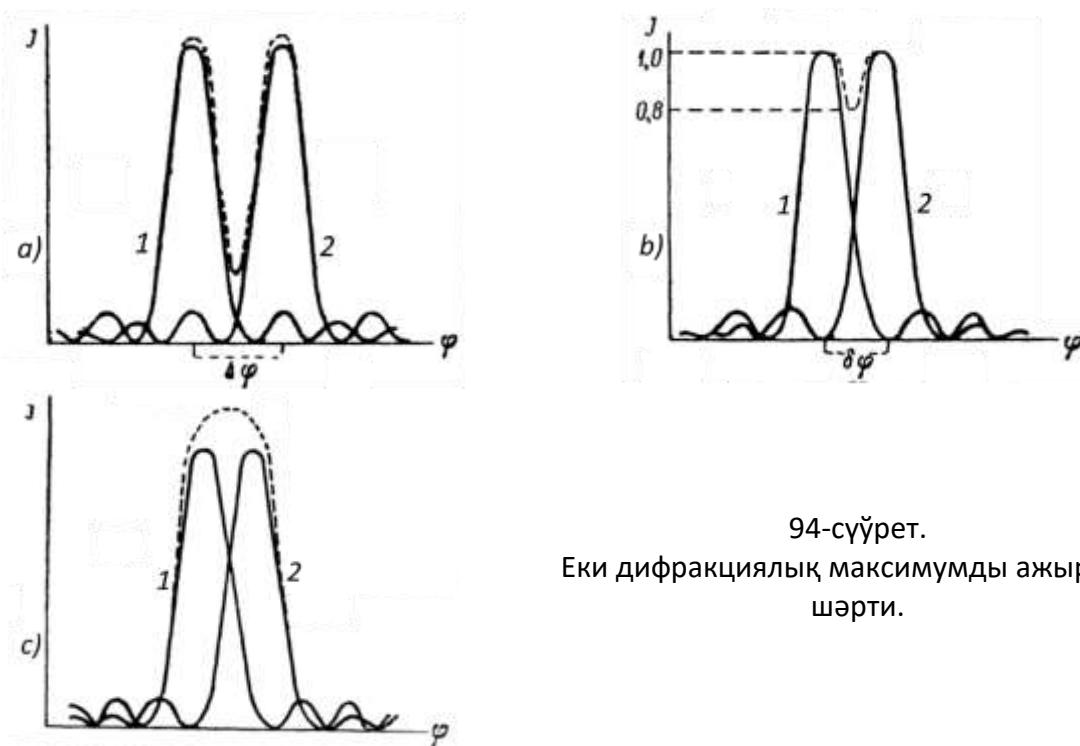
Ажыратат алыў қәбилетлиги пәнжерениң толқын узынлықтары киши болған қандай спектраллық сыйықларды ажыратат алатуғынлығын көрсетеди. Егер әсбап ажыратат

алатуғын қоңсылас сыйықтардың толқын ұзынлықтарының айырмасы δλ шамасына тең болатуғын болса, онда ажыратта алғы күши деп

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad (3)$$

шамасына айтамыз. Бұнда λ арқалы ажыратылатуғын сыйықтың орташа толқын ұзынлығы белгиленген.

Спектраллық сыйықтардың ҳәр қайсысы пәнжерениң спектринде дифракциялық максимумды береди. Қандай жағдайларда λ ҳәм λ + δλ толқын ұзынлықтарына ийе сыйықтарға сәйкес келетуғын еки дифракциялық максимумды бир бириңен ажыратыға болады деп сорау бериледи. 94-сүүретте бир бириңен ҳәр қылыш мүйешлик қашықтықтарда жайласқан еки қоңсылас максимумлар көрсетілген. Пунктир сыйық максимумлардың екеүиниң қосынды интенсивлигин береди. Мүйешлик қашықтық δφ дин қиширейиғи менен еки пункттир сыйықтың бир бириңен ажыралығы кем-кемнен қиширеиеди ҳәм ең ақырында пүткіллей жоғалады (94-сүүрет).



94-сүүрет.
Еки дифракциялық максимумды ажыратыўшәрти.

Рәлей еки дифракциялық сүүретті ажыратыудың тәмендегидей әмелий мәниси бар критерийин ұсынды: егер олардың минимумының ординатасы қосынды иймекликтинң максимумының ординатасының 0,8 ин қурайтуғын болса, онда олар бир бириңен ажыратылған деп есапланады. Бұндай жағдайда минимумдағы салыстырмалы ойпат орын 20 процентке жетеди, ал бул жағдайда көз бенен қарағанда еки максимумның арасында қараңғы аралықтың бар екенлеги айқын көринеди.

94-сүүретте келтирілген иймекликлерде иймекликлердин биреүиниң максимумы екінши иймекликтинң минимумына сәйкес келген жағдайдағы ойық областтың шамасы 20 процентке жетеди. Солай етип, спектраллық сыйықтардың арасындағы мүйешлик қашықтық δφ бас максимум менен оған жақын болған минимумның арасындағы мүйешлик қашықтыққа тең болған жағдайда усы еки спектраллық сыйық бир бириңен ажыралған болады.

k-тәртиптеги бас максимумның орны 270-параграфтағы (7)-формулалың жәрдемінде

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{b} \quad (4)$$

теңлигинин бойынша анықланады.

Оған ең жақын болған минимум 270-параграфтағы (8)-формула бойынша $\varphi + \delta\varphi$ мүйешинде

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) = k' \frac{\lambda}{bN}$$

шәрти орынланатуғын жағдайда анықланады. Бұл формулада k' шамасын $kN + 1$ ге тең есаплау керек. Солай етип, мынаған ийе боламыз:

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) = (kN + 1) \frac{\lambda}{bN}. \quad (5)$$

Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, бир бириңен зорға ажыралатуғын еки сзығыттың арасындағы мүйешлик қашықлықтың шамасы $\delta\varphi$ ге тең болыуы керек. Усы $\delta\varphi$ шамасын табыу ушын (5)-теңликтен (4)-теңликті ағзама-ағза алышу керек. Бундай жағдайда

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) - \sin \varphi = \frac{\lambda}{bN}$$

ямаса

$$2 \sin \frac{\delta\varphi}{2} \cos \frac{2\varphi + \delta\varphi}{2} = \frac{\lambda}{bN}$$

теңликлеринин орын алатуғынлығын көремиз. $\delta\varphi$ мүйешинин шамасының киши екенлигин есапқа алсақ, буннан жуғық түрдеги

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{Nb \cos \varphi}$$

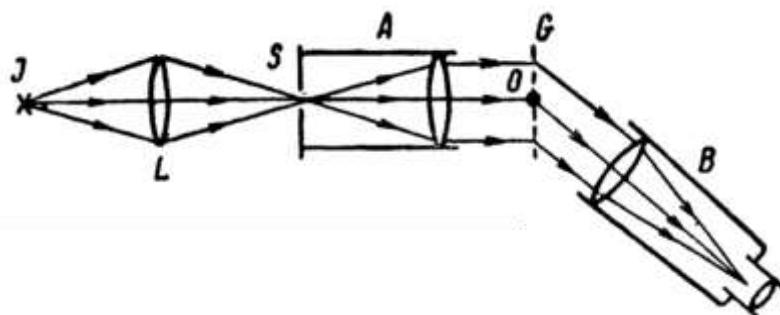
теңлигин аламыз. Бұл мүйешлик қашықлыққа толқын узынлықтарының $\delta\lambda$ айырмасы сәйкес келеди. Оның мәнисин мүйешлик дисперсияға арналған (2)-аңлатпаны пайдаланыу жолы менен аламыз:

$$\delta\lambda = \left(\frac{d\lambda}{d\varphi} \right) \delta\varphi = \frac{b \cos \varphi}{k} \cdot \frac{\lambda}{Nb \cos \varphi} = \frac{\lambda}{kN}. \quad (6)$$

(6)-формуладан саңлақлардың саны N үлкен және жоқары k тәртипли спектрди пайдаланған жағдайда дифракциялық пәнжерениң бир бириңе жақын болған спектраллық сзығыларды ажырата алатуғынлығы көринип түр. (6)-аңлатпадан ажырата алышу күши r ушын мынаны аламыз:

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN.$$

Пәнжерениң ажырата алышу күши b турақтысынан ғәрэзли емес, ал саңлақлардың ұлыўмалық саны N ҳәм спектрдин тәртиби k бойынша анықланады.



95-сүйрет.

Мәлдир пәнжерели дүзилистиң схемасы.

Үлкен мүйешлик дисперсияға жетиү ушын b турақтысының мәнисинин киши болыуы, яғнайып пәнжерениң узынлығының бирлигіне мүмкін болғанынша көп санлы штрихлардың сәйкес келиүи керек. Ал ажырата алышу күшинин үлкен болыуы ушын штрахлар саны N нин

улken болыўы шәрт. Ҳәзирги ўақытлардағы пәнжерелер бир миллиметрде 1200 ге шекемги штрихларға ийе ҳәм ондағы штрихлардың улыўмалық саны 200 000 ға жетеди. Бундай пәнжере бириңши тәртипте $\lambda/\delta\lambda = 200 000$ шамасына тең ажыратада алыш күшине тең. Егер ҳәр миллиметрде 1200 штрих бар пәнжереде бас фокуслық қашықлығы $F = 2$ м болған линзаның жәрдеминде спектрди алса, онда көзге көринетуғын бириңши тәртипли спектрдин ұзынлығы шама менен 85 см ге тең болады.

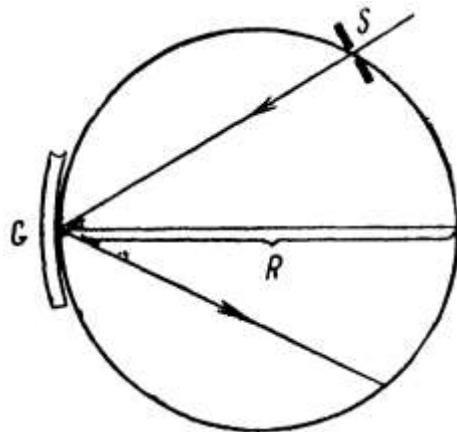
Мөлдир дифракциялық нәнжерениң ең әпиўайы схемасы 95-сүйретте көлтирилген. Бул сүйретте S — пәнжерениң штрихларына параллель болған саңлақ, A — нурлардың параллель дәстесин беретуғын коллиматор. Бул дәсте нормаль бағытта G пәнжереге келип түседи. S саңлағы L линзаның жәрдеминде жақтылықтың I дерегинен жақтыландырылады. Спектр O көшеринин дәгерегинде бурыла алатуғын және пәнжере түрған орын арқалы өтетуғын B трубасының жәрдеминде бақланады.

Дифракциялық пәнжере жақтылық толқынларының ұзынлықтарының өлшеүге мүмкіншилік береди. 270-параграфтағы (7)-теңліктен мынаған ийе боламыз

$$\lambda = \frac{b}{k} \sin \varphi. \quad (7)$$

Берилген k тәртиптеги спектрдеги сызықта сәйкес келетуғын φ мүйешин өлшеп ҳәм пәнжерениң тұрақтысы b ны билип, (7)-теңлік бойынша бул сызық ушын толқын ұзынлығы λ ни табыуға болады.

96-сүйрет.
Ойыс дифракциялық пәнжере.

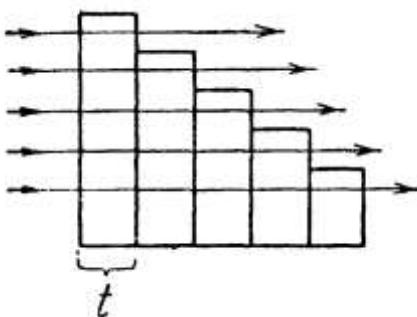


Тегис айнаға штрихларды жүргизиў жолы менен алынатуғын шағылыстырыўшы пәнжере менен бир қатарда ойыс пәнжерелерди де соғады. Ойыс пәнжереде ойыс сфералық бетте хорда бойынша есапладап, бир бириңен тендей қашықлықтардағы штрихлар қойылады. Ойыс пәнжере фокуслаушы қәсийетке ийе болады ҳәм ҳеш қандай линзаларсыз пайдаланылады. Бул жағдай тегис пәнжереге салыстырғанда оның артықмашлығы болып табылады. Егер S саңлағы менен G ойыс пәнжере (96-сүйрет) радиусы усы пәнжерениң майысқанлық радиусы R ден еки есе киши болған шеңберде жайластырылған болса, онда спектр сол шеңберде фокусланатуғынлығын көрсетиүгө болады.

Спектрдин ұзақ инфрақызыл областында ислеў ушын шашыратыўшы пәнжерелерди ұзынлық бирлигине салыстырмалы көп болмаған штрихларды салыў менен таярлайды. Бундай пәнжерелерди эшелетлар деп атайды. Оларды бөлетеуғын машинаның кесетуғын пышағын жумсақ мыстың бетине күш пенен басыў арқалы штрихларды пайда етиў жолы менен алады. Пайда болған ойық излер дұрыс формаға ийе болады ҳәм бет текше тәризли форманы ийелейди. Ойықтың шетлеринин қыялдығын сәйкес түрде сайлап алып, спектрлердин инфрақызыл областтағы үлкен жарықтың пайда етиўгө болады.

§ 272. Жоқары ажыратада алыштырылған күшине ийе спектроскопия. Спектрлерди үйрениў менен байланыслы болған көп мәселелерди шешиў ушын жоқары ажыратада

алыўшылық күшине ийе спектраллық әсбаплар талап етиледи. Тәжирийбелер көп санлы спектраллық сызықлардың структураға ийе болатуғынлығын, яғни бир бирине жүдә тығыз жайласқан бир неше қураўшылардан туратуғынлығын көрсетти. Олардың ҳәр қайсысы өзиниң меншикли λ_i толқын узынлығына ийе. Айырым қураўшылардың арасындағы толқын узынлықтарының айырмалары соншама киши болып, оларды әдеттеги призмалық спектрографлар менен ажыратыудың мүмкіншилиги болмайды. Жоқары ажырата алыў күши магнит майданының спектраллық сызықларға тәсирин үйрениү (Зееман құбылысы, 346-параграф), сызықлардың контурларын ҳәм басқа да бир қатар мәселелерди шешиү ушын да керек.



97-сүйрет.
Текшели пәнжере.

Жоқары ажырата алыў күшине ийе спектраллық әсбаплардың қатарына үлкен дифракциялық пәнжерелер киреди. Буннан алдыңғы параграфта олардың жумыс ислеўиниң көп санлы дәстелердин интерференциясына тийкарланған екенлигі атап өтилди. Көп санлы дәстелердин интерференциясы қолланылатуғын бир қатар спектраллық әсбаплар да бар. Усындағы әсбаплардың теориясы бириңи рет Б.Б.Голицин тәрепинен берилди.

Әдеттегидей дифракциялық пәнжере ислейтуғын принципте текшели пәнжере ямаса Майкельсон әшеленоны деп аталатуғын бир бириңиң үстине қойылған бирдей қалыңлықтағы шийше пластинкалардан туратуғын дүзилис ислейди (97-сүйрет). Ҳәр бир келеси пластинка өзиниң алдыңдағы пластинкадан қысқарақ, сонлықтан, жақтылықтың дәстелери ҳәр қыйлы сандағы пластинкалар ("текшелер") арқалы өтеди. Пластинкалардың қалыңлығы t толқын узынлығының киши бөлімине тең дәллікте бирдей болыуы керек. Пластинкалардың бир бирине оптикалық контакта болыуы, яғни олар бир бири менен ҳаўаның ямаса желимлеүши заттың сезилерлікте қатламы болмаған ҳалда тийисип турыуы керек. Усындағы текшели пәнжереге жақтылық нормаль бағытта түскенде (бул ең әпиүйі болған жағдай) қоңсылас дастелердин арасындағы жүрислер айырмасы $\Delta = (n - 1)t$ шамасына тең болады, бул теңдикте n арқалы пластинкалар соғылған шийшениң сындырыў көрсеткиши белгиленген. Әдетте пластинкалардың қалыңлығы болған t шамасының мәниси 1 см дей болады. Бул интерференцияның жүдә үлкен тәртиби k ға алып келеди. Ҳақыйқатында да, $t = 1$ см, $n = 1,5$ ҳәм $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болған жағдайда бас максимумлардың орынларын анықтайтуғын

$$\Delta = (n - 1)t = k\lambda$$

қатнасынан k ушын 10000 ға тең мәниси аламыз. Солай етип, текшели пәнжере жүдә жоқары тәртиптеги спектрлерди береди. Усының салдарынан интерференцияланыўшы дәстелердин салыстырмалы үлкен болмаған санында үлкен ажырата алыў күшин алыўдың мүмкіншилиги тууылады. Әдетте, текшели пәнжерелерди бир неше онлаған пластинкадан соғады (30-40).

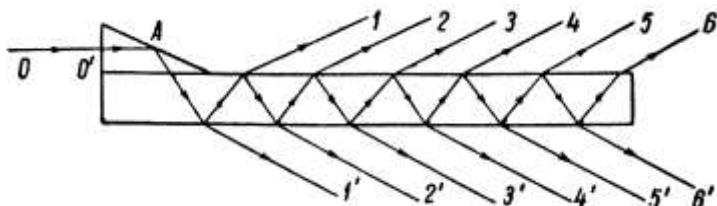
Интерференцияның жоқары тәртиplerininiң басқаша нәтийжеси спектрлердин бир бириңиң үстине түсиүинен азат болған Δ участкасының киши мәниси болып табылады.

Хақыйқатында да, 270-параграфтағы (12)-формула бойынша λ_1 толқын ұзынлығының бас максимумының үстине

$$\lambda_2 = \frac{k}{k-1} \lambda_1$$

толқын ұзынлығының $(k-1)$ -максимумы түседи. Буннан $\lambda_1 - \lambda_2 \approx -\lambda_1/k$ теңлигин аламыз. Демек, $k = 10000$ теңлиги орынланғанда $|\Delta\lambda| = |\lambda_1 - \lambda_2|$ шамасының мәниси λ_1 толқын ұзынлығының барлығы болып $1/10\ 000$ үлесин ғана қурайды.

Спектроскопияда толқынлардың ұзынлығын *ангстрем* (қысқаша Å) деп аталауғын бирліктерде өлшеу қабыл етилген. Оның шамасы 10^{-8} см ге тең. $k = 10000$ ҳәм $\lambda_1 = 5000$ Å (спектрдің жасыл бөлеги) теңліктери орын алғанда $|\Delta\lambda| = 0,5$ Å шамасын аламыз. $|\Delta\lambda|$ ның ұсындағы киши шамасы текшели пәнжерениң жәрдемінде құрамалы құрамға ииे болған жақтылықты изертлеүге болмайтуғының келип шығады: қандай да бир ұсыл менен (мысалы, призманың жәрдемінде) барлық спектрден алдын-ала тар участка айырып алынады ҳәм ұсы участка кейин текшели пәнжерениң жәрдемінде изертленеди.



98-сүйрет.
Люмер-Герке пластинкасы.

Текшели пәнжерениң ажыратса алғашылық құшин мынадай ұсылдың жәрдемінде баҳалауға болады: қоңылас бас максимумлардың арасында $N-1$ дана минимум жайласатуғын болғанлықтан бас максимум менен оған ең жақын минимумның арасындағы мүйешлик қашықтық дәрі қоңылас бас максимумлардың арасындағы бас максимумлардың арасындағы қашықтықтан N есе киши болады. Буннан мынадай жуўмақ келип шығады: бир бириңен зорға ажыралатуғын сзығлардың арасындағы толқын ұзынлықтарының айырмасы болған $\delta\lambda$ шамасы толқын ұзынлықтарының айырмасы $|\Delta\lambda|$ шамасынан жуўық түрдө N есе киши:

$$\delta\lambda = \frac{|\Delta\lambda|}{N}.$$

30 текшеси бар текшели пәнжере үшін $N = 30$. $|\Delta\lambda| = 0,5$ Å теңлиги орынланғанда биз таллаған жағдай үшін мынаны аламыз:

$$\delta\lambda = \frac{0,5}{30} \text{ Å} \cong 0,017 \text{ Å}.$$

Көп дәстелерден интерференция алғаудың басқа ұсылы жүдә жоқары сапалы мәлдир тегис-параллель пластинка болып табылатуғын Люмер-Герке пластинкасы деп аталауғын пластинканы пайдаланыудан ибарат. Пластинканың ушларының бириңе үлкен болмаған толық ишки шағылысың призмасы A бекитилген (98-сүйрет). Жақтылықтың OO' дәстеси A призмасына түсип, буннан кейин пластинкада бир қатар шағылысың үшіндейді. Бул сыйған нурлардың еки 1, 2, 3, ... ҳәм 1', 2', 3', ... нурларының системасының пайдада болыуына алып келеди. Бул системасының ҳәр қайсысындағы дәстелер когерентли ҳәм олар бир бириңен турақты фазалар айырмасына ииे болады. Егер бул дәстелер системасының бириңи линза менен жыйнасақ, онда оның фокаллық тегислигінде 270-параграфта тәрийипленген интерференциялық сүйрет пайдада болады. Хақыйқатында 1, 2, 3, ... (яmasa 1', 2', 3', ...) дәстелеридеги тербелислердин амплитудалары толық бирдей емес: шағылысыңдардың санының үлкейи менен амплитудалар кемейеди. Бирақ, онша үзін болмаған пластинка үшін амплитуданың бундай кемейиүин итибарға алмауға болады. Интерференцияланышы дәстелердин саны N пластинканың өлшемлеринен, оның сыйдырыў коэффициентинен ҳәм пластинкада нурлар шағылысатуғын мүйештиң шамасынан ғәрэзли; бул санының мәниси 15—20. ға жетиүи мүмкін. Қоңылас дәстелердин арасындағы жүрислер айырмасы Δ пластинканың қалыңлығынан ҳәм оның сыйдырыў коэффициентинен ғәрэзли ҳәм әдетте жүдә үлкен болған $20\ 000 \lambda$ ҳәм оннан да үлкен мәниске ииे бола алады. Ұсыған байланыслы Люмер-

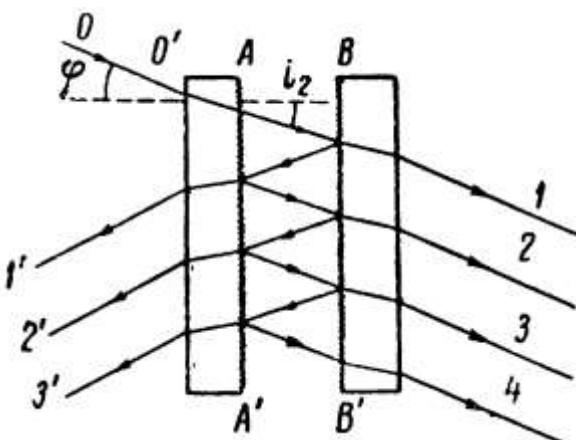
Герке пластинкасының жәрдемінде жұдә жоқары тәртипке ийе болған интерференциялық жолақлар бақланады ($k \geq 20\,000$). Интерференцияның усындағы жоқары тәртиpleri ҳәр қыйлы толқын узынлықтарына сәйкес келетуғын жолақлардың бир бириңүстине тусяйнеле алып келеди.

Сонлықтан, текше тәризли пәнжере болған жағдайдағыдан, Люмер-Герке пластинкасының жәрдемінде қандай да бир әсбаптың жәрдемінде барлық спектрден бөлип алынған спектрдин жұдә тар бөлимин ғана изертлеүге болады.

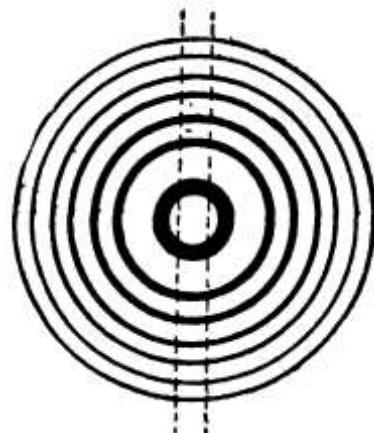
Люмер-Герке пластинкасының ажыраты алыў құши бир неше жүзлеген мыңға жетеди.

Хәзирги ўақытлары Люмер-Герке пластинкасы сийрек пайдаланылады. Себеби жеткилики дәрежедеги өлшемлерге ийе пластинкаларды алыў ушын баҳасы қымбат болған бир текли шийшениң үлкен бөлеки керек болады. Сонлықтан көп санлы дәстелдердиң интерференциясын алыудың басқа усылы болған Фабри ҳәм Перо интерферометрлери ямаса эталонлары әдеүир кеңнен тарқалған.

Фабри ҳәм Перо эталоны еки пластинкадан туралы, олардың AA' ҳәм BB' беттери ҳауаның тегис-параллель қатламын шеклеп туралы (99-сүйрет). Бул AA' ҳәм BB' беттери металдың ярымлай өткеретуғын мөлдир пленкалары менен жабылған. Этalonға түсетуғын жақтылықтың ОО' дәстеси AA' ҳәм BB' беттеринде көр рет шағылышады ҳәм өткен 1, 2, 3, ... нурларының системасы менен ҳәм кери шағылышқан 1', 2', 3' ... нурларының системасын пайда етеди. Ҳәр бир системадағы нурлардың дәстелери когерентли ҳәм бир бириңен тұрақлы Δ жүрислер айырмасына ийе. Буннан былай биз тек өткен 1, 2, 3, ... нурларды ғана қараймыз.



99-сүйрет. Фабри ҳәм Перо эталонының схемасы.



100-сүйрет. Фабри ҳәм Перо эталоны беретуғын интерференциялық сақыйналардың көриниси.

Д жүрислер айырмасының қатаң түрде тұрақлы болып қалыўы ушын бир бириңе қараған AA' ҳәм BB' беттери толқын узынлығының киши бөлимине шекемги дәллікте тегис ҳәм тап усындағы дәллікте бир бириңе параллель болыўы керек. Этalonның пластинкаларының еки басқа беттерин де тегис етіп соғады, Бирақ олардың бириңи интерференциялық жолақлар системасының үстине түсетуғын екинши интерференциялық жолақлардың системасын пайда етпеўи ушын бир бириңе салыстырғанда үлкен болмаған мүйешке бурылған болыўы керек. Этalonның пластинкаларын бир бириңе салыстырғанда белгіли болған t қашықтырыў ушын оларды әдетте еки тәрептен балқытылған кварцтан ямаса инвардан соғылған сақыйнаға қысып жайластырады. Бул материалларды олардың киши жыллылық кеңейіү коэффициентіне ийе болыўына байланыслы сайлап алады. Пластинкалардың арасындағы қашықтырық t ны үзликсиз түрде өзгертиү мүмкіншилиги пайда етилген әсбаплар да соғылады (бундай жағдайда Фабри ҳәм Перо интерферометрлері деп аталатуғын). Оның ушын пластинкалардың бириң қозғалмайтуғын етіп бекитеди, ал екиншисин винттиң жәрдемінде арнаўты түрде соғылған дүзилисте жылжытады.

Фабри ҳәм Перо эталоны теңдей қыялтықтар иймекликлерин пайда етеди (262-параграф). Көп санлы дәстелер интерференцияланатуғын болғанықтан, монохромат жақтылықта қараңғы аралықтар менен айырылған енсиз жақтылық сақыйналар пайда болады (100-сүйрет). Қаншама көп санлы дәстелер интерференцияланатуғын болса бул сақыйналардың сүйрети кескин болады.

Эталонда пайда болатуғын қоңсылас дастелердин арасындағы жүрислер айырмасы $\Delta = 2t \cos i_2$ ге тең (262-параграфтағы есаплауды қараңыз, бул жағдайда пластинкалардың арасындағы ҳауаның сындырыў коэффициенти 1 ге тең). Бул теңликтегі i_2 арқалы нурлардың эталонның айналық пленкаларына түсіў мүйеши белгиленген. Эталонның пластинкалары тегис-паралелликке жақын болғанлықтан, i_2 мүйешинин мәниси эталонға түсіў мүйешине жақын (99-сүрет). Усы мүйешти биз ф арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда бас максимумлардың пайда болыў шәрти мынадай түрге енеди:

$$2t \cos \varphi = k\lambda. \quad (1)$$

Бул теңликтегі k - пүтин сан.

Максимумлардың тәртиби k ны жууық түрде $\cos \varphi \cong 1$ деп есапладап, (1)-теңликтен анықтаймыз. Бундай жағдайда мынаны аламыз:

$$k = \frac{2t}{\lambda}. \quad (2)$$

Буннан, эталон болған жағдайда да, текшели пәнжере ҳәм Люмер-Герке пластинкасы болған жағдайдағыдан жүдә жоқарғы тәртипли максимумлар менен жумыс алып баратуғынлығымыз келип шығады. Эталонның қалыңлығы $t = 0,5$ см ҳәм $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болғанда мынаған ийе боламыз

$$k = \frac{2 \cdot 0,5}{5 \cdot 10^{-5}} = 20 000.$$

λ_1 толқын ұзынлығы менен k -тәртипли сақыйнаның үстине λ_2 толқын ұзынлығы менен ($k - 1$)-тәртипли сақыйна түседи. 270-параграфтағы (12)-формуланы пайдаланып, сақыйналардың тап усындей бир бириңиң үстине түсійи

$$k\lambda_1 = (k - 1)\lambda_2$$

шәрти орынланғанда жүзеге келетуғынлығын аламыз. Буннан толқын ұзынлықтарының айырмасы $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ ушын

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda_2}{k}$$

теңлигин аламыз. Бул теңликтегі k ның (2)-формула бойынша анықланған мәнисин қойып ҳәм λ шамасының индексин қалдырып, мынаны аламыз:

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2t}. \quad (3)$$

$\Delta\lambda$ шамасы бир толқын ұзынлығының сақыйналар системасын екинши толқын ұзынлығының сақыйналар системасы толық басатуғын толқын ұзынлықтарының айырмасы болып табылады. Бул $\Delta\lambda$ шамасы эталонның "турақтысы" деп аталады. $\Delta\lambda$ "турақтысы" шеклеринде сақыйналар еле бир бириңиң үстине түспейтуғын толқын ұзынлығының интервалын анықтайды. (3)-формуладан көринип түрғанында, "турақты" эталонның қалыңлығы t дан ғәрэзли болады: эталон қаншама қалың болса, оның ушын турғанын мәниси де киши болады. Эталонның қалыңлығы $t = 0,5$ см болғанда $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см толқын ұзынлығы ушын мынаны аламыз:

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2t} = -\frac{(5 \cdot 10^{-5})^2}{2 \cdot 0,5} = -2,5 \cdot 10^{-9} \text{ sm.}$$

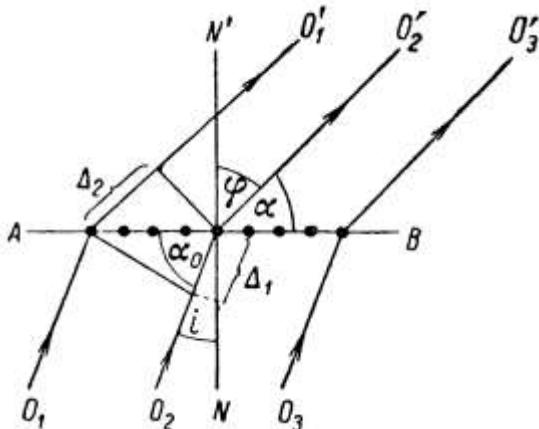
Демек, биз таллаған жағдайда эталонның турғаны $\Delta\lambda = 0,25 \text{ \AA}$ шамасына тең екен. Сонлықтан, ҳәр қыйлы тәртиптеги сақыйналардың бир бириңиң үстине түспейи ушын эталонның жәрдеминде спектрдиң тек усындей тар участкасының изертленийи мүмкін.

Эталон айырым спектраллық сывықлардың структурасын изертлей ушын қолланылады. Спектрдеги сывық қандай да бир спектраллық әсбаптың, мысалы, призмалық спектрографтың, жәрдеминде бөлип алынады. Эталон усы сывықтың жақтысы менен жақтыландырылады. Мейли, мысалы, Фабри ҳәм Перо эталонына толқын ұзынлықтары λ_1 менен λ_2 жүдә жақын болған жақтылық түсетуғын болсын. Усы толқын ұзынлықтарының ҳәр бирине сәйкес келетуғын жақтылық өзиниң сақыйналар системасын береди. Олардың мүйешлік өлшемлери бир бириңен базы бир шамаға өзгеше болады. Нәтийжеде сақыйналардың барлығы қос сақыйналар түrine ийе болады.

§ 273. Көп өлшемли пәнжередеги дифракция. 270-параграфта биз параллель саңлақлардың қатарынан туратуғын дифракциялық пәнжерени қарадық. Саңлақлардың ҳәр қайсысын ҳәр қыйлы ф мүйешлеринде тарқалатуғын тербелислердин дереги хызметин

атқарды. Бирак, саңлақлардың орнына басқа формаға ийе болған тесиклерди, мысалы, бир биринен бирдей қашықтықтарда жайласқан кишине дәңгелек тесиклерди пайдаланып болады. Олардан шыққан жақтылықтың дәстелери бир бири менен интерференцияланып, белгили болған иймекликлердин бойында жататуғын максимумлардың системасын пайдала етеди. Соның менен бирге тесиклерди шашыратышы орайлардың қатары менен, мысалы, киши шарлардың қатары менен алмастырып болады. Усындаған шашыратышы орайлардың жәрдеминде тек тегис еки өлшемли пәнжерени жүзеге келтирип ғана қоймай, шариклерди параллель беттерде жайластырып кеңисликлик пәнжерени де пайдала етиүге болады.

Дәлелеп, бирдей шашыратышы орайлардың қатарынан пайдала етилген әпиүайысызықлы пәнжерени қараймыз. Шашыратышы орайлар AB туўрысының бойында бир биринен b қашықтығында жайласқан (101-сүйрет). Мейли, пәнжереге сүйрет тегислигінде жатқан ҳәм пәнжереге түсирилген NN' нормаль менен i мүйешин жасайтуғын O_1, O_2, O_3, \dots когерентли нурлардың қатары түсетуғын болсын. Түсіүши толқынның тәсиринде шашыратышы орайлар сфералық толқынлардың дереклерине айланады. Орайлар тәрепинен шашыратылған барлық нурлардың ишинен сызылма тегислигінде жататуғын ҳәм NN' нормалы менен φ мүйешин жасайтуғын O'_1, O'_2, O'_3, \dots нурларын айырып аламыз.



101-сүйрет.
Сызықлы пәнжередеги дифракция.

101-сүйретте көринип түрғанында, бул нурлардың ишиндеги қоңылас нурлардың арасындағы жүрислер айырмасы Δ

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = b \sin \varphi - b \sin i$$

шамасына тең. Енди қарап шығыўымыз ушан i ҳәм φ мүйешлериниң орнына шашыратышы орайлар жайласқан AB туўрысы менен нурлардың арасындағы α_0 ҳәм α мүйешлерин киргиземиз. Бундай жағдайда соңғы теңлік мынадай түрге енеди:

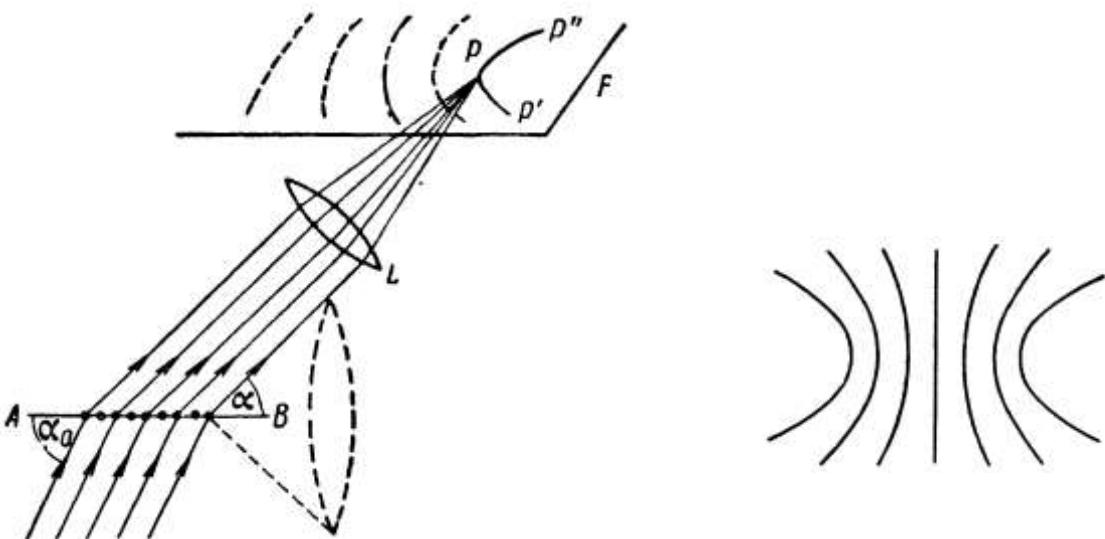
$$\Delta = b(\cos \alpha - \cos \alpha_0). \quad (1)$$

Егер O'_1, O'_2, O'_3, \dots нурларын линзының жәрдеминде жыйнасақ, онда оның фокаллық тегислигінде олар интерференцияланады ҳәм Δ жүрислер айырмасы пүтин сан еселенген толқын узынлығы λ ге тең болған жағдайда бас максимумларды береди:

$$\Delta = b(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = k\lambda. \quad (2)$$

α мүйешиниң турақлы мәнисине көшери AB туўрысының даўамы болған ҳәм тәбесиндеги мүйеш α ге тең болған конустың жасаўшысының бойында жайласқан нурлар сәйкес келеди (102-сүйрет). Конустың жасаўшыларының биреүине параллель (мысалы, сызылма тегислигінде жатырған жасаўшыға) бизиң сызықлы пәнжеремиздин барлық орайларында шашыраған нурларды айырып аламыз. Бул нурлар (2)-теңлік орынланғанда L линзының F фокаллық тегислигінде бир бириң күштейді ҳәм P жақтылы дағын береди. Конустың басқа жасаўшысына параллель болған нурлар фокаллық тегисликтегі өзинин жақтылы дақларын береди. Олар жыйналып $P'PP''$ жақтылы жолағының пайдала болыўына

алып келеди. Бирдей толқын узынлығына (2)-формуладағы k ның ҳәр қыйлы мәнислерине α мүйешиниң ҳәр қыйлы мәнислери ҳәм соған сәйкес төбесиндеги мүйешлердин шамасы ҳәр қыйлы болған конуслар сәйкес келеди. Нәтийжеде, линзаның фокаллық тегислигінде 102-сүйретте пункттир менен сүйретленген жолақлардың системасы пайда болады. Егер линза AB тегислигине параллель тегисликте жататуғын болса, онда $P'PP''$ жолағы гипербола болып табылады. $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$ мүйешинде ҳәм $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлиги орынланған жағдай ушын ноллик тәртіптеги жолақ сәйкес келеди ($k = 0$), ол линзаның фокаллық тегислигінде туұры түрине ийе болады. Оның оң ҳәм шеп тәреплеринде $k = \pm 1, \pm 2, \dots$ мәнислерине сәйкес келетуғын гиперболалар жайласады (103-сүйрет). Орайлардың саны үлкен болғанда интерференциялануғын дәстелердин саны үлкен болады ҳәм жолақлар кескин түрге енеди.



102-сүйрет. Сызықты пәнжередеги дифракциядағы жақтылық $P'PP''$ сызықларының пайда болыуы.

103-сүйрет. Сызықты пәнжередеги дифракцияда пайда болатуғын гиперболалар.

Енди еки өлшемли квадрат пәнжерениң түйинлеринде жайласқан бир қатар шашыратышы орайларды қараймыз. OX ҳәм OY көшерлерин Пәнжерениң жасаушыларына параллель етип жүргиземиз (104-сүйрет). Бундай еки өлшемли пәнжерени OX ҳәм OY көшерлерине параллель болған сызықты пәнжерелердин еки системасының қосылығы деп қарауға болады. Мейли, еки өлшемли пәнжереге OX ҳәм OY көшерлери менен α_0 ҳәм β_0 мүйешлерин жасайтуғын нурлардың параллель дәстеси түсетуғын болсын. Бундай жағдайда орайларда шашыраған толқынлар линзаның фокаллық тегислигінде α ҳәм β мүйешлериниң екеюі де (2)-шәртті қанаатландыратуғын бағыттарда максимумларды береди:

$$\begin{aligned} b(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= k_1 \lambda, \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= k_2 \lambda. \end{aligned} \tag{3}$$

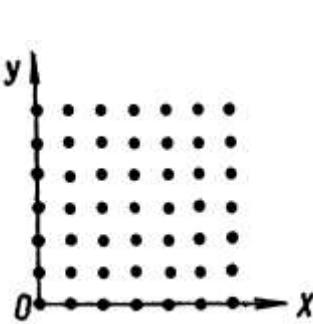
Бұл теңликлерде k_1 менен k_2 лер пүтин санлар. XOY тегислигине параллель болған линзаның фокаллық тегислигінде (3)-теңликлердин ҳәр бирине гиперболалардың өзиниң системасы сәйкес келеди (105-сүйретке қараңыз, бұл сүйретте $\alpha_0 = \beta_0 = \pi/2$ болған жағдай ушын гиперболалар көлтирилген). (3)-шәрттің екеюі де еки системаның гиперболалары кесилисетуғын ноқатларда орынланады. Солай етип, еки өлшемли пәнжере менен монохромат нурланыш болған жағдайда максимумлар айырым жақтылық дақтар түrine ийе болады. Еки өлшемли пәнжерени ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда ҳәр қыйлы λ толқын узынлықтарына (k_1 менен k_2 лердин берилген

мәнислеринде) (3)-теңлик бойынша α ҳәм β мүйешлериниң ҳәр қыйлы мәнислери сәйкес келеди. Нәтийжеде ҳәр бир дақ спектрге жайылады. k_1 менен k_2 пүтін санларының ҳәр қыйлы мәнислери ҳәр қыйлы тәртиптеги спектрлер сәйкес келеди.

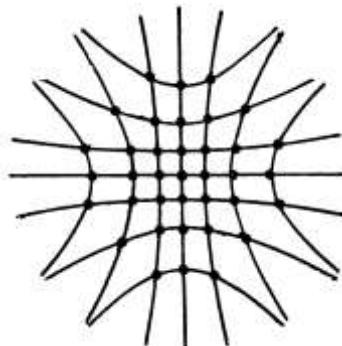
Ең ақырында ең әпиүайы болған жағдайда кублық пәнжерениң түйинлеринде жайласқан шашыратыұшы орайлардың системасы тәрепинен пайда етилген **кеңислигік пәнжерени** қараймыз. Бундай пәнжерени OX , OY ҳәм OZ көшерлерине параллель болған сзығылы пәнжерелердин үш системасына бөлиүге болады. Тербелислердин максимумлары

$$\left. \begin{aligned} b(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= k_1 \lambda, \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= k_2 \lambda, \\ b(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= k_3 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

шәртлерин қанаатлардынатуғын α , β ҳәм γ мүйешлериниң жәрдемінде анықланатуғын бағытларда пайда болады. Бул теңліклерде k_1 , k_2 ҳәм k_3 лер пүтін санлар, α_0 , β_0 ҳәм γ_0 мүйешлери түсиүши толқынның бағытларын тәрийиплейди.



104-сүйрет. Еки өлшемли пәнжере.



105-сүйрет. Еки өлшемли пәнжередеги дифракцияда алынатуғын гиперболалардың системасы.

Қандай да бир бағыт пенен туры мүйешли координаталар системасының көшерлериниң арасындағы мүйешлердин бир бири менен белгили болған қатнаслардың жәрдемінде байланысқан екенлеги белгили. Атап айтқанда, олардың косинусларының квадратларының қосындысы 1 ге тең. Демек, (4)-шәртлерден басқа мынадай геометриялық шәртлердин де орынланыўы керек:

$$\left. \begin{aligned} \cos^2 \alpha_0 + \cos^2 \beta_0 + \cos^2 \gamma_0 &= 1, \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(4)-менен (5)-шәртлерди толқын узынлығы λ ның қәлеген мәниси қанаатландырмайды. Бирақ, λ ның белгили болған мәнислерине (4)- ҳәм (5)-шәртлер бир үақытта қанаатландырады. Буннан кеңислигік пәнжереге когерентли монохромат нурлар түскенде максимумлар қәлеген толқын узынлығы ушын емес, ал белгили болған толқын узынлықтарында пайда болады. Бундай толқын узынлықтарының мәнисин аңсат табыўға болады. (4)-теңлікти мына түрде көширип жазамыз:

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \cos \alpha_0 + k_1 \frac{\lambda}{b}, \\ \cos \beta &= \cos \beta_0 + k_2 \frac{\lambda}{b}, \\ \cos \gamma &= \cos \gamma_0 + k_3 \frac{\lambda}{b}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(6)-теңлікти квадратқа көтерип, оларды ағзама-ағза қосып ҳәм (5)-теңлікти инабатқа алып,

$$1 = 1 + 2 \frac{\lambda}{b} (k_1 \cos \alpha_0 + k_2 \cos \beta_0 + k_3 \cos \gamma_0) + \frac{\lambda^2}{b^2} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2)$$

теңлигин табамыз. Буннан биз излеп атырған толқын узынлығы λ ушын мынадай аңлатпана алаамыз:

$$\lambda = -2b \frac{k_1 \cos \alpha_0 + k_2 \cos \beta_0 + k_3 \cos \gamma_0}{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}. \quad (7)$$

түсіүши толқынның берилген бағытында (α_0, β_0 ҳәм γ_0 шамалары берилген) интерференцияның ҳәр бир берилген тәртиби k_1, k_2 ҳәм k_3 ушын толқын узынлығы λ ниң тек бир мәниси табылады. Оның ушын кеңисликтік пәнжере максимумды береди. Бул максимум пайда болатуғын бағыт (6)-шәртлерден зәрүрли болған α, β, γ мүйешлериниң мәнислері бойынша анықланады.

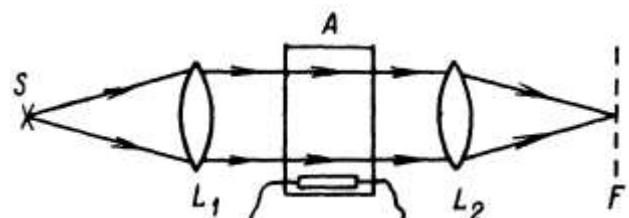
Улыұма айтқанда, берилген α_0, β_0 ҳәм γ_0 мүйешлеринде ҳәр қыйлы болған k_1, k_2 ҳәм k_3 санларына (7)-теңлик бойынша толқын узынлығы λ ниң ҳәр қыйлы мәнислері сәйкес келеди, яғни, берилген толқын узынлығы λ максимумды беретуғын болса, онда усы толқын узынлығы бир белгили болған бағытта тек бир максимумды береди. Бирақ, дара жағдайларда бир λ толқын узынлығына ҳәр қыйлы тәртиплердеги k_1, k_2 ҳәм k_3 максимумлары сәйкес келеди. Шынында да, мейли, параллель нурлардың дәстеси кублық кеңисликтік пәнжерениң қаптал бетине нормаль бағытта келип түсетуғын болсын. Бундай жағдайда α_0, β_0 ҳәм γ_0 мүйешлериниң биреүи нолге, ал қалған екеўи $\pi/2$ ге тең. $\alpha_0 = 0$ ҳәм $\beta_0 = \gamma_0 = \pi/2$ теңликтери орынланады деп болжайық; бундай жағдайда (7)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$\lambda = -2b \frac{k_1}{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}.$$

Егер бул теңлик k_1, k_2 ҳәм k_3 шамаларының белгили болған мәнислеринде орынланатуғын болса, онда $k_1, k_2, -k_3; k_1, -k_2, k_3$ ҳәм $-k_1, k_2, k_3$ мәнислеринде де, яғни k_i шамаларының төрт комбинациясында орынланады. Бундай жағдайда толқын узынлығы λ болған нурлар ҳәр қыйлы болған төрт бағытта максимумларды береди.

106-сүйрет.

Түрғын ультрасес толқынларындағы жақтылықтың дифракциясын бақлау бойынша өткерилетуғын тәжирийбениң схемасы.



(7)-теңликті дәл қанаатландыратуғын толқын узынлығы λ ны сайлап алыў, көринип түрғанындей, дым қыйын. Сонлықтан үш өлшемли пәнжередеги дифракцияны бақлау ушын әдетте ақ жақтылықты пайдаланады. Ақ жақтылықты мүмкін болған барлық толқын узынлықтары қатнасады, ҳәм соған сәйкес олардың ишинде k_1, k_2 ҳәм k_3 шамаларының ҳәр қыйлы мәнислеринде (7)-теңликті қанаатландыратуғын λ_i толқын узынлықтары барлық үақытта табылады. Усындай ҳәр бир λ_i толқын узынлығына (6)-теңлик бойынша өзиниң α_i, β_i ҳәм γ_i мүйешлері, яғни максимум пайда болатуғын бағыт сәйкес келеди. Улыұма айтқанда, линзаның фокаллық тегислигінде симметриялы түрде жайласқан жақтылық ноқатларды көремиз ҳәм олардың ҳәр қайсысы өзиниң толқын узынлығы λ_i ге сәйкес келеди.

Сызықты пәнжерениң максимумларды бере алыўы ушын $\lambda < 2b$ теңсизлигиниң орынланыўы керек. Себеби, бундай болмаған жағдайда α_0 ҳәм α ның ҳеш бир мәнисинде (2)-теңлемениң қанаатландырылышы мүмкін емес. Тап усындай шәрттин еки өлшемли ҳәм кеңисликтік пәнжере ушын да орынланыўы керек. Екинши тәрептен, егер пәнжерениң

турақлысы b толқын узынлығынан көп үлкен болса, онда жұдә жоқары тәртипли k_i максимумлар ғана пайда болады, ал бул жағдай оларды бақлауды қыйынластырады. Буннан, кеңислиник пәнжерениң турақлысы b ның мәниси бир неше толқын узынлығына тең болса, онда ұсындан кеңислиник пәнжередеги дифракцияны бақлау әмелій жақтан мүмкін болмай қалатуғынлығы келип шығады. Көзге көринетуғын жақтылық ұшын ұсындан пәнжерени бир бириңен ажыратылған қандай да бир шашырататуғын бөлекшелерди жайластырыў жолы менен жасалма түрде соғыў оғада қыйын. Дұрыс кеңислиник пәнжередеги жағдайға базы бир дәрежеде усаған шарайтлар думанда жүзеге келеди. Думан айырым майда тамшылардан турады. Бул тамшылар тәртипсиз жайласқан болса да, олардың араларындағы қашықлықтардың шамасы бир бириңен күшли айырмаға ийе емес. Ұсының салдарынан Қуяштың ямаса Айдың жақтылығы жұдә қалың думан арқалы өткенде жақтыртқыштың әтирапында дифракциялық дөңгелеклер пайда болады. Дөңгелектің сыртқы шети қызыл реңге, ал ишкі шети фиолет реңге ийе. Фиолет реңге ийе болған шет қысқарақ толқынлар ұшын дифракцияның киши мүйешине сәйкес келеди.

Дұрыс кеңислиник пәнжереге сәйкес келетуғын шарайтты жасалма түрде қандай да бир мөлдир сүйіқ ямаса қатты денеде түрғын ультрасес толқынларын пайда етиў жолы менен жүзеге келтириүге болады. Турғын бойлық толқынның түйинлеринде заттың тығызлығының максимумы пайда болады (I томдағы 110-параграфты қараңыз) ҳәм олар жақтылықты шашыратады. Ультрасес толқынның түйинлеринң арасындағы қашықлық 10^{-4} см шамасында болады, яғни жақтылықтың толқын узынлығының шамасы менен барабар. Егер, мысалы, ишинде сүйіктың бар ыдыста бир бириңе перпендикуляр бағытта тарқалатуғын үш бағытта ультрасес толқынларын қоздырса, онда олар ыдыстың дийўалларында шағылысып түрғын толқынлардың системасын береди. Бул толқынлар системасының түйинлери дұрыс кеңислиник пәнжере түринде жайласады. Жақтылықтың ұсындан пәнжередеги шашырауында жоқарыда тәрийипленген дифракциялық сүйрет пайда болады. Турғын ультрасес толқынларындағы дифракцияны бақлау схемасы 106-сүйретте келтирилген. Бул сүйретте S - жақтылықтың дереги, L_1 - жақтылықтың параллель дәстесин беретуғын линза, A - ыдыс. Бул ыдыстың ишинде пъезокварц пластинкасының жәрдемінде (I томдағы 118-параграф) ультрасес тербелислері қоздырылады. Дифракцияға ұшыраған нурлар L_2 линзаның жәрдемінде жыйналады ҳәм оның бас фокаллық тегислигинде максимумларды береди. Турғын толқынлардағы дифракцияны ҳәр қыйлы затлардағы ультрасес толқынларының тезлигин анықлау ұшын пайдаланады. Жақтылық толқынның узынлығын билип, дифракциялық максимумлардың орынлары бойынша пәнжерениң турақлысы b ны, яғни берилген заттағы ультрасес тербелислеринң толқын узынлығын табыуға болады. Буннан тербелислер жийилигинин белгili мәниси бойынша олардың тарқалыў тезлигин табады.

Кеңислиник пәнжередеги дифракцияның басқа әхмийетли түри 274-параграфта қаралатуғын рентген нурларының кристаллардағы дифракциясы болып табылады.

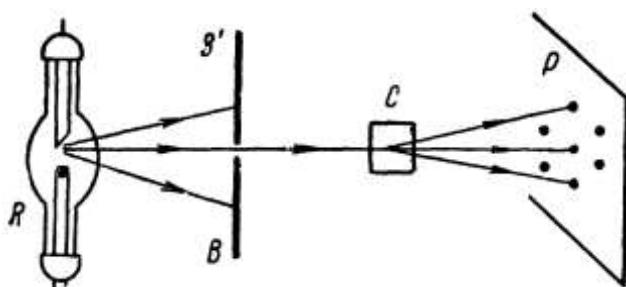
§ 274. Рентген нурларының спектроскопиясы ҳәм рентгенструктуралық анализ. Рентген нурлары көзге көринетуғын нурлардай толқынлық тәбиятқа ийе ҳәм тутас ҳәм сзызықты спектрлерди береди (352-параграф). Рентген нурларының толқынлық тәбиятты бириңши рет 1912-жылы тиккелей тастыйықланды. Усы үақытта Лаэ дифракциялық пәнжере сипатында кристаллардың тәбийий кеңислиник пәнжересин пайдаланып рентген нурларының дифракциясын бақлау мүмкін деген идеяны ұсынды (I том, 87-параграф). Рентгенен нурлары ұшын дифракциялық құбылысларды кристалларды пайдаланбай бақлау тек 1930-жылы совет физиги В.П.Линник тәрепинен әмелге асырылды. Өзиниң жұмысларының бириңде В.П.Линник көзге көринетуғын нурлар ұшын орынланған Ллойдтың тәжирийбесіндегі тәжирийбени әмелге асырды (261-параграф). Рентген нурлары ұшын қатты денелердин сыйндырыў коэффициенти бирден бираз киши ҳәм түсіў

мүйешиниң шамасы жұдә киши болғанда олар ҳауа-қатты денениң шегарасында толық ишки шағылысыұға ушырайды. Рентген нурларының жұдә жицишке дәстеси шийше пластинка арқалы туұры өткен ҳәм оның бир бөлеги толық ишки шағылысыұға ушыраған

Дәстелер (туұры өткен ҳәм шағылысқан) бир бириңиң үстине түсип, бир қатар интерференциялық жолақларды пайда еткен ҳәм олардың фотосүрети түсирилген. Интерференциялық жолақлардың арасындағы қашықтық шама менен $1,5 \text{ \AA}$ ге сәйкес келген (рентген нурларының дереги хызметин мыс антикатоды атқарған).

Кристаллардағы рентген нурларының дифракциясын бақлаудың мүмкіншилигі рентген нурларының толқын узынлығы менен кристаллық пәнжерениң турақтысының шамаларының бирдей тәртиpte екенлигине тиіктірілген ($\sim 10^{-8} \text{ см}$). Солай етеп, рентген нурлары кристаллар арқалы өткенде биз 273-параграфта таллаған көп өлшемли пәнжередели дифракция жүзеге келеди. Рентген нурларының дифракциясы бойынша Лауэ тәжирийбесиниң схемасы 107-сүретте көрсетілген. Бул сүретте R — рентген трубксы, B' — рентген нурларының дәстесин өткеретуғын тесиги бар қалың қорғасын экран. Бул экран арқалы өткен рентген нурлары C кристаллына келип түседи. Рентген нурлары ушын линзаларды соғыұдың мүмкіншилигі жоқ, себеби оның қатты денелердеги сыныў коэффициентиниң шамасы 1 ге жұдә жақын. Дифракциялық максимумлар дәстелердин жицишке болыуының салдарынан линзаларсыз бақланады. Бул жицишке дәстелер P фотопластинкасы менен кесилисип, онда айырым максимумларды береди.

Кейинирек биз қатты денелерди тез қозғалатуғын электронлар менен бомбаланағанда шығатуғын рентген нурларының (332-параграф) спектраллық құрамы бойынша бир текли емес екенлигин көремиз: олар қарастырылған толқынларға ие. Усыған сәйкес, P фотопластинкасында 273-параграфтағы (4)- ҳәм (5)-шәртлерди қанаатландыратуғын бағыттарда қарастырылған толқын узынлықтары ушын бир қатар қараңғы (негативте) дақтар пайда болады. Бақланатуғын дифракциялық сүретті еки мақсет ушын пайдаланыуға болады: 1) егер рентген нурларының толқын узынлығы белгili болса кристаллық пәнжерениң типи менен турақтысын анықлау анықлау; 2) егер кристаллық пәнжерениң типи менен b турақтысы белгili болса рентген нурларының толқын узынлығын анықлау ушын.



107-сүрет.
Рентген нурларының дифракциясы
бойынша тәжирийбесиниң схемасы.

Бул мүмкіншиликлердин бириңиси қатты денелердин тәбияты ҳақындағы бициң көз-қарасларымыздың рауажланыуында үлкен орынды ийеледи. Кристаллардағы рентген нурларының дифракциясының тиіктерінде бириңи рет кристаллардағы бөлекшелердин кеңисликлик пәнжерениң түйинлери бойынша жайласыу ҳақындағы гипотезаның дұрыс екенлиги исенимли түрде дәлилленди.

Екинши мүмкіншилик рентген нурларының толқын узынлығын дәл анықлау ушын пайдаланылды. I томның 87-параграфында көріп өткенимиздей, тас дұзы ($NaCl$) әпиүайы кублық пәнжереге ие. Бул пәнжерениң турақтысы b (яғни қоңсылас ионлардың арасындағы қашықтық) тас дұзының молекулалық салмағы M , оның тығызлығы ρ ҳәм Авагадро саны N арқалы

$$b = \sqrt[3]{\frac{M}{2N\rho}} \quad (1)$$

формуласының жәрдемінде анықланады. M нин, N нин ҳәм ρ ның белгилі болған мәнислери бойынша $NaCl$ кристаллары ушын

$$b = 2,804 \text{ \AA}$$

шамасы алынады.

Тас дұзы рентген нурлары ушын дифракциялық максимумларды беретуғын мүйешлерди өлшеп ҳәм b ның жоқарыда келтирилген мәнисин пайдаланып, толқын узынлығы λ ни табыуға болады. Мысалы, мыстың K_α нуры ушын $\lambda = 1,537 \text{ \AA}$ шамасы алынады. Ең қысқа толқынлы рентген нурлары ушын толқын узынлығы шама менен $0,1 \text{ \AA}$ ди қурайды. Кристаллардағы дифракцияның жәрдемінде өлшенийи мүмкін болған ең узын толқын узынлығы жууық түрде 20 \AA ге тең. Усындаі толқын узынлықтарын өлшеу ушын үлкен b турақтысына ийе болған қурамалы органикалық затлардың кристалларын пайдаланыуға туýры келеди.

(1)-формуладан пәнжерениң турақтысы b ны есаплау ушын Авогадро саны N ди билиў керек екенлиги көринип түр. Солай етип, рентген нурларының толқын узынлығын өлшеу ушын Авагадро санының мәнисин билиў керек. Әлбетте, кери бағытта да жүриүге ҳәм рентген нурларының толқын узынлығы бойынша Авагадро санының мәнисин өлшеүге болады. Оның ушын толқын узынлығының мәнисин кристаллардағы дифракция менен байланыслы болмаған усылдың жәрдемінде анықлауға туýры келеди. Бундай өлшеуді рентген нурларының интерференциясы бойынша өткөрілген тәжирийбелерде, мысалы В.П.Линниктиң тәжирийбесіндегі әмелге асырыуға болады. Ҳәзирги ўақытлары әдеттегидей шағылыстырыуышы дифракциялық пәнжереде рентген нурларының спектрин ала алады. Рентген нурларының жиңишке дәстеси шағылыстыратуғын дифракциялық пәнжереге оның беті менен жұдә киши мүйеш жасайтуғындағы етип түсириледи. Бундай жағдайда рентген нурлары ҳаýа-металл шегарасында толық ишкі шағылысыуға ушырайды. Дифракциялық максимумлар мүйешлик минуттың оннан бир үлесинде мүйешлерде бақланады. Дифракция мүйеши менен пәнжере турақтысының мәнислери бойынша рентген толқынларының узынлығын табады. Бундай өлшеўлердин дәллігинин жұдә жоқары болыўы мүмкін: салыстырмалы қәтелікти 0,002 проценке шекем төмөнлетиүге болады. Буннан кейин кристалдағы рентген нурларының дифракциясын бақлап, дәлліктиң сәйкес дәрежесіндегі кристалдың турақтысы b ны анықлау мүмкін. Мысалы, кальцит пәнжереси ушын ($CaCO_3$) $b = 3,03560 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ шамасы алынған. Буннан, кальциттің тығызлығы ҳәм молекулалық салмағы бойынша Авагадро санының мәниси өлшенген: $N = (6,0228 \pm 0,0011) \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$. Бул мәниси басқа да усыллар менен алынған мәнислерге толық сәйкес келеди.

Рентген нурларының спектрин үйрений ушын рентген спектрографлары пайдаланылады. Олардағы дифракциялық пәнжерениң хызметин кристаллардың кеңисликтік пәнжереси атқарады.

Берилген толқын узынлығындағы кристаллық пәнжередеги дифракцияда бағытта есаплауды тек (4)- ҳәм (5)-шәртлердин тийкарында ғана емес, ал әдеýир әпиүйайы болған усыл менен есаплауға болады. Бул усыл бир бириңен ғәрзесиз русс физик-кристаллографы Ю.В.Вульф ҳәм англиялы әкели-балалы У.Г. ҳәм У.Л.Брэгглер тәрепинен бир ўақытта табылды ҳәм Вульф-Брэгглер усылы деп аталады⁹. Бул усылдың мәнисин түсіндіриў ушын кублық системадағы кристалда ойымызда элементар кублық құтЫның қаптал бетине

⁹ Бул усылдың тийкарында жататуғын $2d \sin \theta = n\lambda$ түріндегі теңлеме 1913-жылы У.Г.Брэгг, У.Л.Брэгг ҳәм Г.В.Вульф тәрепинен келтирип шығарылды. Кристалдағы атомлар сыйқылы үш өлшемли дәүирлік структурадағы дифракцияны Брэгг дифракциясы деп атау қабыл етилген (Аýдарыўшылар).

параллель ҳәм бир бириңен қашықлығы b ға тең бетлерди өткөремиз. Бул тегисликтерде атомлар бирдей тығызылға жайласқан. 108-сүйретте бундай тегисликтердин сыйылманың тегислигі менен кесилисіү сыйықлары $1, 1'$; $2, 2'$; $3, 3'$ ҳ.т.б. сыйықлары, ал атомлар болса қара дөңгелеклер менен көрсетилген. Мейли, кристалға толқын узынлығы λ болған бир бириңе параллель ҳәм когерентли O_1, O_2, O_3, \dots нурлары түсетеуғын болсын. Бул нурлардың бағытын α_0 арқалы белгилеймиз, бул мүйеш үсү нурлар менен $1, 1'$ тегислигинин арасындағы мүйеш болып табылады. Бул нурларға тегис AB фронты сәйкес келеди. $1, 1'$ тегислигинде жайласқан атомлардағы шашыраудың нәтийжесинде шағылысқан $A'B'$ фронты пайда болады. Бул фронтқа нормаль болған O'_1, O'_2, O'_3, \dots нурлары $1, 1'$ тегислигі менен $\alpha = \alpha_0$ мүйешин жасайды. $A'B'$ фронтына параллель болған тап үсындай $A''B''$ фронты $2, 2'$ тегислигинде жатырған атомлардағы шашыраудың салдарынан пайда болады. $A''B''$ фронтына нормаль болған $O''_1, O''_2, O''_3, \dots$ нурлары O'_1, O'_2, O'_3, \dots нурларына қатнасы бойынша

$$\Delta = af - ac - cd = ad \cos \alpha_0 - \frac{ad}{\cos \alpha_0}$$

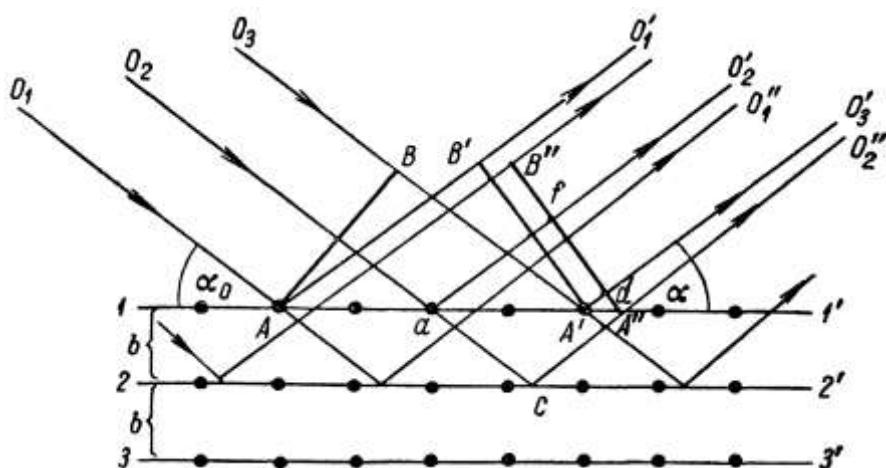
жүрислер айырмасына ийе болады. Буннан

$$\Delta = ad \frac{\sin^2 \alpha_0}{\cos \alpha_0}$$

теңлигин аламыз. $ad = 2b \operatorname{ctg} \alpha_0$ теңлигинин орынлы екенлегин есапқа алсақ, онда

$$\Delta = 2b \sin \alpha_0$$

теңлигине ийе боламыз.



108-сүйрет. Вульф-Брэгглер теңлемесин келтирип шығарыўға.

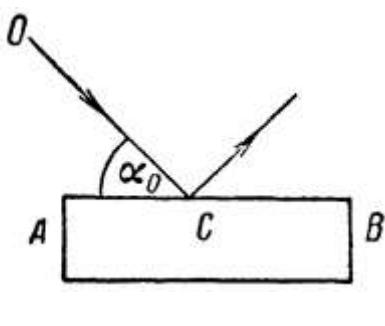
Тап сол сыйқлы дәстелер $3, 3'; 4, 4'$ ҳәм басқа да тегисликтерде жатырған атомлардағы рентген нурларының шашырауының салдарынан да пайда болады ҳәм бул дәстелердин нурларының арасындағы жүрислер айырмасы Δ бирдей. Солай етип, айналық шағылысың бағытында бир бириңиң үстине түсетеуғын турақты жүрислер айырмасы Δ ға ийе дәстелер пайда болады. Құбылыс 270-параграфта талланған көп дәстелер интерференциясына сәйкес келеди Егер дәстелердин арасындағы жүрислер айырмасы пүтин сан еселенген толқын узынлығына тең болса, яғни

$$2b \sin \alpha_0 = k\lambda \quad (2)$$

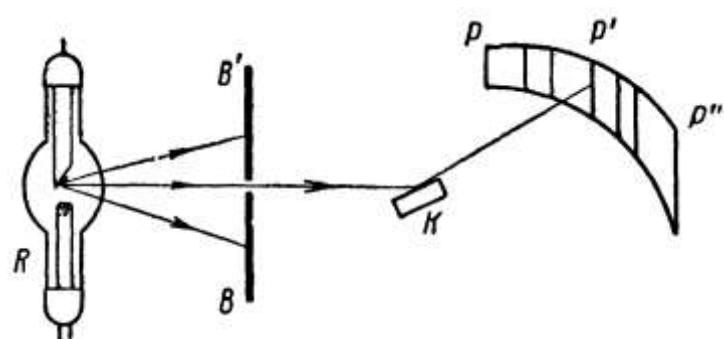
шәрти орынланатуғын болса (k арқалы пүтин сан белгиленген), онда айналық шағылысың бағытында максимум пайда болады. Интерференцияланатуғын дәстелердин саны көп болғанда барлық басқа бағыттардағы тербелислердин қосынды амплитудасы жүдә киши

болады, яғнай ис жүзинде шағылысқан нур болмайды. (2)-шәрт Вульф-Брэгглер шәрти деп аталады.

Вульф-Брэгглер шәртин келтирип шығарғанда биз кристалдың тәбийи қаптал бетине параллель болған тегисликлер системасындағы нурлардың шашырауын қарадық. Әлбетте, атомлардың жыйнағы арқалы өткериленген (мысалы, элементар кубтың диагоналлары бойынша) ҳәм бир бириңен тендей қашықлықтарда жайласқан тегисликлердеги шашырауды да қараўға болады. Бул тегисликлердеги шашыраулар жаңа максимумларды береди. Усындағы ұсыллар менен табылған максимумлардың бағытларының 273-параграфтағы (4)- ҳәм (5)-формулалардың жәрдемінде анықланған бағытларға сәйкес келетуғынлығы көрсетиүге болады. Бирақ Вульф-Брэгглер ұсылы мынадай артықмашлықта ийе: бул ұсыл ҳәр бир λ толқын узынлығына (егер $\lambda > 2b$ шәрти орынланатуғын болса) айналық шағылысқан толқын максимумды пайда ететуғын түсіү мүйеші α_0 ди табыўға мүмкиншилик береди. Мейли, кристалдың тегис AB бети тәбийи қаптал бет болсын (109-сүйрет). AB қапталына α_0 мүйеші менен монохромат рентген нурларының OC дәстеси келип түсетеуғын болсын. Кристалды сүйреттиң тегислигине перпендикуляр болған С көшерининде дөгерегинде айландырып α_0 мүйешин өзгертемиз. Усы α_0 мүйеші (2)-шәртті қанаатландыратуғын мәниске ийе болғанда айналық шағылысың бағытында максимум пайда болады. α_0 мүйешиниң барлық басқа мәнислеринде шағылысқан нур пүткіллей болмайды.



109-сүйрет. Кристалдан рентген нурларының шағылысы.



110-сүйрет. Айланышы кристаллы бар рентген спектрографының схемасы.

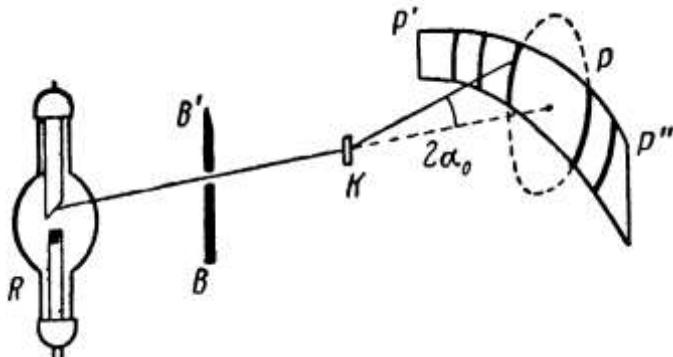
Айланышы кристаллы бар рентген спектрографының дүзилиси биз таллаған принципе тиіктірілген. Бул спектрографтың схемасы 110-сүйретте көрсетилген. Бул сүйретте R - рентген трубкасы, BB' - рентген нурларының жицишке дәстесин бөлип беретуғын енсиз саңлағы бар қорғасын диафрагма. Нурлар саңлаққа параллель болған көшердинде дөгерегинде айлана алатуғын K кристаллына келип түседи. Орайы кристалдың айланышы көшеринде жатқан $PP'P''$ дөңгелегиниң доғасында фотографиялық пленка жайласады. Изертленетуғын рентген нурлары толқын узынлықтары $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ болған толқынларға ийе деп болжаймыз. Бундай жағдайда түсіү мүйешиниң α_{0i} шамасында λ_i толқын узынлығы ушын (2)-шәрт оранланатуғын жағдайда кристалдың қапталынан нурлардың шағылысың жүзеге келеди ҳәм фотопластинкадағы сәйкес орында қарауытың алынады. Кристалды айландырышың жолы менен барлық $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ толқын узынлықтары ушын шағылысың алыўға болады. Егер диафрагмадағы саңлақ тар ҳәм кристалдың шағылыстырышы қапталына параллель болса, онда фотопластинкадағы қаруытың алдыңған оптикалық спектрдин сүйретине усайтуғын болады.

Гейпара жағдайларда рентген нурларын регистрациялау ушын олардың ҳаўданы ямаса басқа да газлерди ионластырыу қабилетлиги қолланылады. Оның ушын фотопленка кристал айланатуғын көшердиндөгерегинде айлана алатуғын ионизациялық камера менен алмастырылады. Егер камераның айланың мүйеши кристалдың айланың мүйешинен еки есе үлкен болса, онда камераға шашыраған нур келип түсетеуғын шәрт автомат түрде орынланады. Усындай нур камераға келип түскен жағдайда ионизацияны жүзеге келтиреди; ионизацияның дәрежеси электрометрдин жәрдеминде өлшенеди.

Кристаллардағы дифракцияның тек ғана рентген нурларының толқын узынлығын өлшеу ушын ғана емес, ал кери болған мәселени шешиү ушын да пайдаланылады: толқын узынлығы белгили болған нурлардың жәрдеминде кристаллардың структурасын анықлау. Анау ямаса мынау кристалдан алынған дифракциялық сүүретте терең үйрениү оларға сәйкес келетуғын пәнжерелердин геометриялық типин табыуға мүмкіншилик береди. Ҳәзирги ўақытлары усындай түрдеги изертлеўлер рентгенструктуралық анализ деп аталатуғын физиканың өз алдына бөлимине айланды. Рентгеноструктуралық анализ кристаллографияда да, техникада да кең түрде пайдаланылмақта ҳәм ол материаллардың (полаттың, реңли металлардың құймаларын ҳ.т.б.) қәсийетлерин изертлеудің әхмийетли усылы болып табылады.

111-сүүрет.

Унталған кристалға ииे болған рентген спектрографының схемасы.



Рентгенструктуралық анализдин мақсетлери ушын тек айырым монокристаллардағы рентген нурларының дифракциясы усылы ғана қолланылып қоймай, порошок усылы деп аталатуғын усыл да кеңнен қолланылады¹⁰. Бул усылда монокристалдың орнына цилиндр тәрезли бағанаға прессленген майда етип унталған монокристалл қолланылады. Егер усындай жиңишке бағана арқалы рентген нурларының монохромат дәстесин өткеретуғын болсақ, онда тәртипсиз түрде бағытланған айырым майда кристаллардың ишинде берилген λ толқын узынлығы ушын (2)-шәртті қанаатландыратуғын түсиүши нурға α_0 мүйеши менен бағытланған кристаллар да табылады. Олар келип түсиүши нур менен $2\alpha_0$ мүйешин жасайтуғын шағылысқан нурларды береди. Түсиүши нур бети менен α_0 мүйешин жасайтуғын майда кристаллардың мүмкін болған барлық бағытларына тәбесиндеги мүйештиң шамасы $2\alpha_0$ ге тең болған нурлардың конусы сәйкес келеди. Ҳәр қыйлы λ_i толқын узынлықтарына ҳәм ҳәр қыйлы k_i тәртиплерине тәбесиндеги мүйештиң мәниси ҳәр қыйлы болған конуслар жуўап береди. Порошок тәризли кристаллардан дифракциялық сүүретті алғыудың схемасы 111-сүүретте келтирилген. Бул сүүретте R - рентген трубкасы; BB' - нурлардың жиңишке дәстесин берип беретуғын диафрагма; K - прессленген кристалл порошоктың беғанасы. PP'P'' - шеңбери бойынша жайласқан фотопленкада нурлар

¹⁰ "Порошок усылы" атамасы менен бир қатарда "поликристаллар усылы" ямаса "унталған кристаллар усылы" атамалары да қолланылады. Бундай жағдайда поликристаллардағы кристаллық дәнешелердин өлшемлери унталған кристалдағы майдан кристалларының өлшемлери менен барабар болыуы керек (Аўдарыўшылар).

конусларының фотопленка менен кесилисүине сәйкес келетүүн доға тәризли максимумлар пайда болады. Кристаллық порошок ұсылының артықмашлығы алышыўы қыйын монокристалларды пайдаланыўды талап етпейтуғынлығынан ибарат.

XXIV БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ ИЗОТРОП ЗАТЛАР ҲӘМ ОЛАРДЫҢ ШЕГАРАЛАРЫ АРҚАЛЫ ӨТИЙИ

§ 275. Жақтылықтың затлар менен өз-ара тәсирлесиүи. Биз 259-параграфта жақтылықтың киши толқын узынлығына ийе электромагнит толқын екенлигин көрдик. Демек, жақтылық құбылыслары электромагнит толқынлардың пайда болыуы менен тарқалыуын усы толқынлардың затлар менен тәсир етисиүин есапқа алатуғын Максвелл теңлемелери менен тәрийипленеди екен.

Максвеллдин ең дәслепки теориясында затлардың электромагнитлик процесслерге тәсирин есапқа алыў ушын заттың мынадай үш характеристикасын есапқа алыў зәрүр еди: ϵ диэлектрик тұрақтыны, μ магнитлик сиңиргишликти ҳәм σ өткізгишликти. Диэлектрик тұрақты ϵ менен магнит сиңиргишлик μ берилген орталықтағы электромагнитлик толқынлардың тарқалыу тезлигі v ны береди; Максвелл бойынша:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (1)$$

Өткізгишлик σ толқынлардың жұтылыуын анықлады.

Заттағы жақтылықтың тарқалыу тезлигі v оның сындырыў көрсеткиши менен

$$v = \frac{c}{n}$$

қатнасының жәрдемінде байланысқан. Бул формууланы (1)-теңлик пенен салыстырып, мынаны аламыз:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (2)$$

Солай етип, сындырыў коэффициенти n ниң мәниси заттың диэлектрик тұрақтылысы ϵ менен магнит сиңиргишлигі μ бойынша анықланады екен. Егер ϵ менен μ дин әлектростатикалық ҳәм магнитлик өлшеўлерде алынған мәнислерин пайдалансақ, онда бул қатнас узын электромагнит толқынлар ушын жақсы орынланады. Бирақ, жақтылық ушын ϵ менен μ дин сол мәнислері сындырыў көрсеткиши n ушын дұрыс емес нәтийжелерди береди.

Мысалы, суў ушын $\epsilon = 81$ ҳәм μ дин мәниси ис жүзинде бирге тең. Буннан (2)-теңликтен

$$n = \sqrt{81} = 9$$

шамасын аламыз. Ал ҳақыйқатында, суўдың сындырыў коэффициенти 1,3 ке тең. Тап сол сыйқы орталықтың өткізгишлигі менен жақтылықтың жұтылыуы арасындағы қатнас та орынланбайды. Мысалы, сәйкес рең берилгенде шийшениң өткізгишлигинин сезилерлікте өзгерисиниң орын алмауы мүмкін, Бирақ ол жақтылықты күшли жұтыў қабиlettesligine ийе бола алады.

Бул көринип түрған қарама-қарсылықтың себеби мынадан ибарат: сыртқы электромагнит майданының, биз қарап атырған жағдайда жақтылық толқынның майданының үлкен жийиликлеринде ϵ , μ ҳәм σ шамалары жийиликтен күшли ғәрезли болады ҳәм сонлықтан усы ϵ , μ ҳәм σ шамаларының электростатикалық ҳәм магнитостатикалық өлшеўлерде алынған мәнислерине тең емес.

Егер ϵ менен μ шамаларының сыртқы майдан менен үлкен сандары атомлар менен молекулалардың орташаланған өз-ара тәсирин тәрийиплейтуғының есапқа алған жағдайда бундай ғәрезликти түснійгө болады (II томдағы 146- ҳәм 208-параграфларды қараңыз). Дәүири атомлардың ишиндеги ҳәм молекулалардың ишиндеги дәүир менен барабар болған қысқа жақтылық толқынлары ушын электромагнит майданының атомлар

хәм молекулалар менен өз-ара тәсирлесиүи әстелик пенен өтетуғын процесслердегидей болмайды ҳәм бундай жағдайда орташалаудың нәтийжеси пүткиллей басқаша болады. Затлардың оптикалық қәсийетлери болса жақтылық электромагнит майданының жүдә қурамалы электрлик система болып табылатуғын ҳәр бир атом ҳәм молекула менен тәсирлесиүиниң өзгешелигин есапқа алғыудың нәтийжесинде ғана толық талланады. II томда көрип өткенимиздей, атомлар менен молекулалардың қурамына электронлар да кирди ҳәм, солай етип, затлардың оптикалық қәсийетлерин таллауды тек электронлық теорияның тийкарында ғана өткериў мүмкін болады. Лоренц көп санлы қубылыштарды санлық жақтан түсній үшін атомлар менен молекулалардың ишинде олар менен квазисерпимли байланысқан электронлардың, яғни өзиниң тәң салмақтық орынларының әтирапында аүысыўға пропорционал болған құштың тәсиринде теребелеп алатуғын электронлардың бар екенлиги ҳақындағы гипотеза менен шеклениүдин жеткилики екенлигин көрсетти.

Кейинирек бул гипотезаның жеткиликли емес екенлигин ҳәм атомлардың қурылышының әдеўир қурамалы характерге ийе екенлигин дыққат орайына алғыудың керек болатуғынлығын көремиз.

§ 276. Жақтылықтың жұтылығы. Қәлелеген зат арқалы өтиўдин барысында жақтылық қандай да бир дәрежеде жұтылады. Әдетте жұтылыў селективлик характерге ийе, яғни ҳәр қыйлы толқын үзынлығына ийе жақтылықтың жұтылыўы ҳәр қыйлы. Толқын үзынлығы реңди анықлайтуғын болғанлықтан, ұсыған сәйкес, ҳәр қыйлы реңге ийе болған нурлар берилген затта ҳәр қыйлы болып жұтылады.

Көзге көринетуғын нурлардың интервалына киретуғын барлық үзынлықтардағы толқынлардың бирдей аз жұтылыўын беретуғын денелер реңге ийе болмайды. Мысалы, қалыңлығы 1 см болған шийше өзи арқалы өткен жақтылықтың шама менен тек 1 процентин ғана жутады. Ал ұсы шийше ультрафиолет ҳәм ұзақтағы инфрақызыл нурларды құшлы жутады.

Көзге көринетуғын нурлардың шеклеринде жұтылы́дың селективлигине ийе болған денелер реңли мәлдир денелер болып табылады. Мысалы, жасыл, көк ҳәм фиолет нурларды құшлы жутатуғын ҳәм қызыл ҳәм қызылғылт нурларды әззи жутатуғын денелер "қызыл" реңге ийе болады. Егер ұсындаш шийшеге ҳәр қыйлы үзынлықтарға ийе толқынлардың араласпасынан туратуғын ақ жақтылық келип түсетеуғын болса, онда ол арқалы тек қызыл рең сезимин беретуғын үзынырақ толқынлар ғана өтеди, ал қысқа толқынлар жұтылады. Тап сол шийшени жасыл ямаса көк реңли жақтылық пенен жақтыландырса, онда ол "қара" болып көринеди, себеби қызыл реңли шийше бундай нурларды жутады.

Серпимли түрде байланысқан электронлар теориясының көз-қарасы бойынша жақтылықтың жұтылыўы өткен толқынның мәжбүрий тербелислерин қоздырыўы менен байланыслы. Электронлардың тұрақты түрдеги тербелислерин жүзеге келтирип тұрыў үшін энергия жумсалады ҳәм бұл бүннан кейин бұл энергия энергияның басқа түрлерине айланады. Егер атомлардың бир бири менен соқлығысының салдарынан электронлардың тербелислериниң энергиясы тәртіпсіз түрдеги молекулалық қозғалыстың энергиясына өтетуғын болса, онда дene қызады.

Жақтылықтың жұтылыўын жақтылық толқынларының жұтышы денелердин атомлар менен молекулалары менен тәсирлесиүиниң механизминиң деталларына кирмей-ақ улыўма түрде энергиялық көз-қарасларда тәрийиплеўге болады.

Мейли, бир текли зат арқалы параллель нурлардың дәстеси тарқалатуғын болсын (112-сүрет). Бул затта жақтылықтың тарқалыў бағытына перпендикуляр болған қалыңлығы dl болған бир бирине параллель тегисликтер менен шекленген шексиз жуқа қатламды айырып аламыз. Энергияның ағысының тығыздығы u ұсы қатлам арқалы өткенде $-du$

шамасына өзгереди. Усы кемейиүдин $-du$ шамасын энергияның ағысының өзине ҳәм жутышы қатламның қалыңлығы dl ге пропорционал деп есаплау тәбийий:

$$-du = k u dl. \quad (1)$$

k коэффициенти жутышы заттың қәсийетлерине байланыслы ҳәм оны жутышы коэффициенти деп атайды. k коэффициентинин тұрақты болыуы жутатуғын ҳәр бир қатламда усы қатламға жетип келген ағыстың бирдей болған белиминин жутылатуғының аңғартады.

Қалыңлығы шекли l болған қатламдағы энергияның ағысының тығызлығының кемейиү нызамын алыу ушын (1)-аңлатпанды

$$\frac{du}{u} = -kdl$$

түринде көширип жазамыз ҳәм буннан кейин оны 0 ден l ге шекемги интервалда интеграллаймыз:

$$\int_0^l \frac{du}{u} = -k \int_0^l dl.$$

Мейли, қатламның басында ($l = 0$) ағыстың тығызлығы u_0 шамасына тең болсын. Ағыс заттың l тереңлигин өткендеги шамасын u арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда интеграллаудың нәтийжесинде мынаны аламыз:

$$\ln u - \ln u_0 = -kl$$

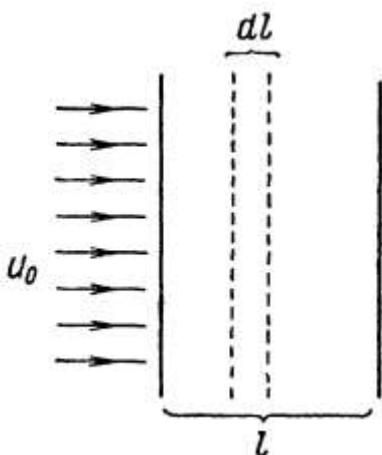
яmasa

$$\ln \frac{u}{u_0} = -kl.$$

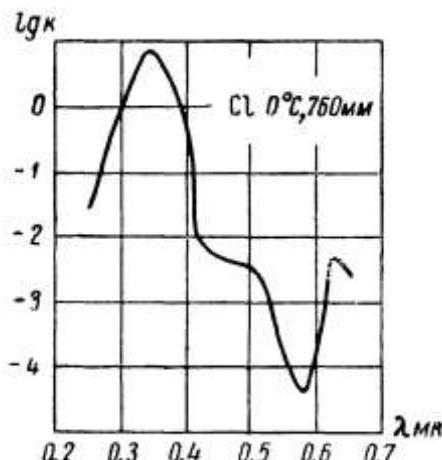
Буннан

$$u = u_0 e^{-kl} \quad (2)$$

формуласына иие боламыз. Бул теңликте e арқалы натурал логарифмдердин тийкары белгиленген.



112-сүйрет. Жақтылықтың жутылышы нызамын көлтирип шығарыўға.



113-сүйрет. Хлор ушын жутыш коэффициенти k ның логарифминин толқын үзынлығы λ ден тәрзелиги.

Жутыш коэффициенти k ның мәниси қаншама үлкен болса, жақтылық құшлирек жутылады. (2)-аңлатпа бойынша $l = 1/k$ теңлиги орынланғанда

$$u = \frac{u_0}{e} \cong \frac{u_0}{2,72}$$

шамасын аламыз. Демек, қалыңлығы $1/k$ шамасына тең болған қатlam энергияның ағысының тығыздығын 2,72 есе кемейтеди екен. Хәр қандай затлар ушын жұтыў коэффициенти k ның сан мәниси кең шеклерде өзгереди. Атмосфералық басымдағы ҳауа ушын көзге көринетуғын область ушын k ның мәниси шама менен 10^{-5} см^{-1} ге, шийше ушын $k \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ге, ал металлар ушын k ның мәниси онлаған мынға жетеди. Барлық затлар ушын k жұтыў коэффициентинин мәниси қандай да бир дәрежеде толқын узынлығынан ғәрезли болады. 113-сүйретте атмосфералық басымдағы ҳәм 0°C температурадағы газ тәризли хлор ушын $\lg k$ шамасының λ толқын узынлығынан ғәрезлиги көрсетилген.

Көринип турғанындей, фиолет областта коэффициенттиң шамасы үлкен, буннан кейин оның мәниси сары-көк областта кескин киширейеди ҳәм қызыл областта қайтадан үлкейеди.

Тәжирийбелер жақтылық мәлдир ериткиште еритилген затларда жұтылғанда жұтылыудың жақтылықтың еритпедеги жолының бир бирлигинде жұтышы молекулалардың санына пропорционал екенligин көрсетеди. Узынлықтың бир бирлигine сәйкес келетуғын молекулалардың саны еритпениң концентрациясы C ға пропорционал болғанлықтан, жұтыў коэффициенти k ның мәниси C ға пропорционал болады ҳәм буннан $k = \alpha C$ теңлиги орынланады деп болжауға болады. Бул теңликте α арқалы еритпениң концентрациясынан ғәрезсиз ҳәм тек жутатуғын заттың молекулаларының қәсийетлеринен бойынша анықланатуғын пропорционаллық коэффициент белгиленген. k ның бул мәнисин (2)-формулаға қойып, мынаған ийе боламыз:

$$u = u_0 e^{-\alpha Cl}. \quad (3)$$

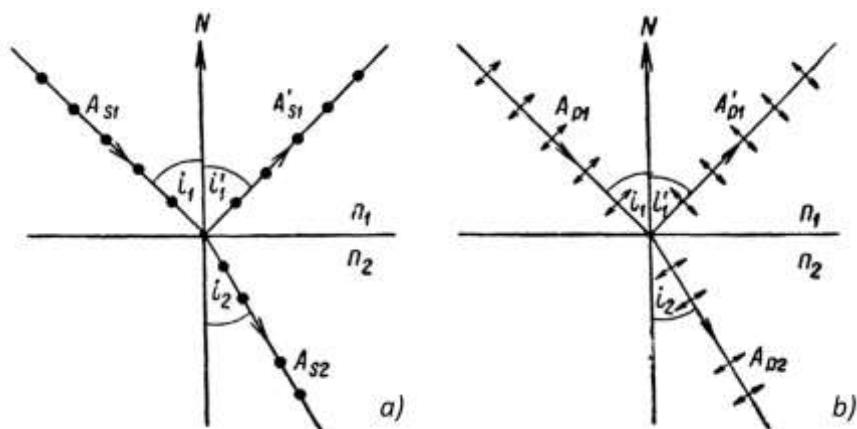
α коэффициентинин шамасы еритпениң концентрациясынан ғәрезли емес деген тастыйықлау Беер нызамы деп аталады. Бун нызам ҳәр бир молекуланың қәсийетин қоңсы молекула өзгертуіди деген шәрт қойылған жағдайда орынланады. Еритпениң концентрациясы әдеүир үлкен болғанда молекулалардың бир бирине тәсири билине баслайды ҳәм бундай жағдайда Beer нызамы орынланбай қалады. Бул нызам орынланатуғын шараптларда (3)-қатнас еритпедеги жақтылықтың жұтылыуының дәрежеси бойынша еритпениң концентрациясын анықлауға болады.

Жақтылықтың энергиясы басқа түрдеги энергияға айланатуғын "жақыйқый" жұтылардан басқа дәстедеги нурлардың энергиясының ағысының энергияның ҳәр тәрепке қарай шашырауының салдарынан кемейтін де орын алады. Жақтылықтың затлардағы ұсындаш шашырауын биз төменде қараймыз.

§ 277. Жақтылықтың еки мәлдир заттың арасындағы шегара арқалы өтиўи. Жоқарыда көрип өткенимиздей (251-параграф), жақтылық дәстеси еки мәлдир орталықтың арасындағы шегарадан өткенде шағылысқан дәсте болып ҳәм сынған екиге бөлинеди. Бул нурлардың бағыты шағылысың ҳәм сынның нызамлары бойынша анықланады. Бирақ еки мәлдир заттың арасындағы шегара арқалы жақтылықтың өтиўи менен байланыслы болған құбылысларды толық тәрийиплеу ушын шағылысқан ҳәм сынған нурлардың интенсивликлеринин ҳәм поляризация ҳалларының қандай екенligин көрсетиү керек болады. Бул мәселелер Френель тәрепинен XIX әсирдин басында келтирип шығарылған формулалардың жәрдемінде шешиледи. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, Френель өзинин формулаларын жақтылықты эфирдеги серпимли деформациялардың сыпатында қараў жолы менен келтирип шығарды. Бундай жағдайда Френель эфирге бир бирине қайшы келетуғын қәсийетлерди бериүге туұры келди. Қарама-қарсылықтарға ийе болмаған Френель формулаларын жақтылықтың электромагнитлик теориясының жәрдемінде алыуға болады. Френель, жақтылық тербелислерин қарағанда бөлекшедлердин тең салмақтың орнына аүйсүйіна сәйкес келетуғын тек бир вектордан пайдаланды. Ал, биз электромагнит толқынларының E ҳәм H векторлары менен тәрийипленетуғынлығын көрсеттік. Егер жақтылық тербелислерин электр векторының тербелислері менен сәйкес келеди деп есапласақ, онда жақтылықтың электромагнит

теориясы бойынша алынған формулалар Френель формулаларына сәйкес келеди. Жақтылық тербелислерин электр векторының тербелислери менен сәйкес келеди деп есаплауға болады, себеби жақтылық толқынларының көриниүиниң басым көпшилиги (физиологиялық ҳәм фотохимиялық тәсіри, фотоэффект ҳәм люминесценция құбылышы) электр кернеўлигі **E** векторы бойынша анықланады. Магнит векторы **H** тың тербелислери электр векторы **E** ның тербелислери менен тығыз байланысқан. Бирақ, электромагнит толқынында бул тербелислер әдетте көринбейді. Сонлықтан, буннан былай жақтылық толқынындағы тербелислер ҳақында гәп еткенимизде биз электр векторы **E** ның тербелислерин инабатқа аламыз.

Френель формулаларына өтиўде үш жағдайды қараймыз: 1) жақтылық түсиў тегислигинде поляризацияланған; 2) жақтылық түсиў тегислигине перпендикуляр тегисликте поляризацияланған. 259-параграфта айтылып өтилгениндей, биринши жағдайда жақтылық толқынындағы тербелислер түсиў тегислигине перпендикуляр тегисликте, ал екинши жағдайда түсиў тегислигинде жүзеге келеди. 114-сүйретте сүйрет тегислигинде жатқан тербелислер стрелкалар менен көрсетилген.



114-сүйрет. Жақтылық толқынның сыныўы ҳәм шағылышы: a) жақтылық түсиў тегислигинде поляризацияланған, тербелислер түсиў тегислигине перпендикуляр тегисликте жүзеге келеди; b) жақтылық түсиў тегислигине перпендикуляр поляризацияланған, тербелислер түсиў тегислигинде жүзеге келеди.

Мейли, түсиў ҳәм сыныў мүйешлери i_1 ҳәм i_2 , ҳәм шағылышы ү мүйешин $i'_1 = i_1$ болсын. Буннан былай мынадай белгилеўлерди киргиземиз: түсиўши нурдағы түсиў тегислигидегине перпендикуляр болған тербелислердин амплитудаларын A_{s1} , ал шағылышқан нурдағы түсиў тегислигидегине перпендикуляр болған тербелислердин амплитудаларын A'_{s1} , сынған нурдағы амплитуданы A_{s2} арқалы белгилеймиз. Түсиў тегислигинде жүзеге келетүғын тербелислердин амплитудалары түсиўши, шағылышқан ҳәм сынған нурлар үшін сәйкес A_{p1} , A'_{p1} ҳәм A_{p2} арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда Френель формулары бойынша

$$\frac{A'_{s1}}{A_{s1}} = \frac{-\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)}, \quad (1)$$

$$\frac{A_{s2}}{A_{s1}} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)}, \quad (2)$$

$$\frac{A'_{p1}}{A_{p1}} = \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)}, \quad (3)$$

$$\frac{A_{p2}}{A_{p1}} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}. \quad (4)$$

Түсій мүйеші менен сының мүйеші арасындағы қатнас сының нызамы бойынша бериледи:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}.$$

Бул теңлікте n_{21} арқалы екинши заттың биринши затқа салыстырғанда сындырыў коэффициенті белгіленген.

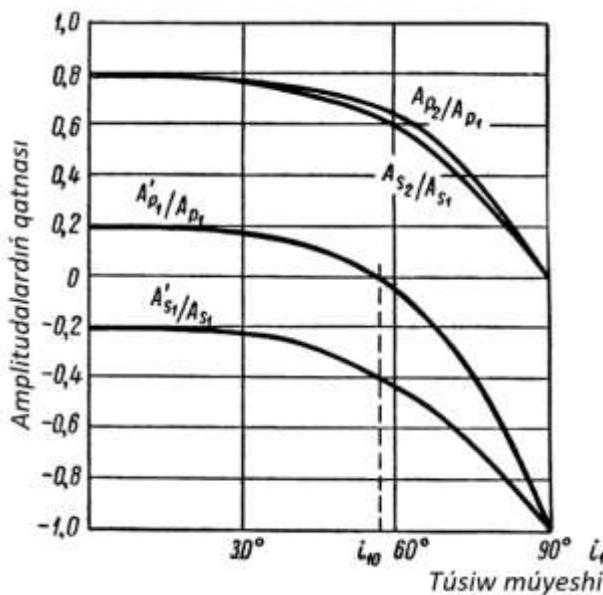
$n_{21} = 1,52$ теңлиги орын алатуғын дара жағдай болған ҳауа-шийше үшін $\frac{A'_{s1}}{A_{s1}}, \frac{A'_{s2}}{A_{s1}}, \frac{A'_{p1}}{A_{p1}}$ ұқыттың шамаларының түсій мүйеші i_1 дең ғәрекеттегі 115-сүйретте көлтирилген. Бул сүйреттегі түсій мүйешиниң базы бир i_{01} мәнисіндегі $\frac{A'_{p1}}{A_{p1}} = 0$ теңлигиниң орын алатуғынлығы көринип түр. (3)-формуладан көринип турғанында, түсій мүйеші болған i_{01} шамасының мәнисиниң

$$\operatorname{tg}(i_1 + i_2) = \infty,$$

яғни

$$i_1 + i_2 = \frac{\pi}{2}$$

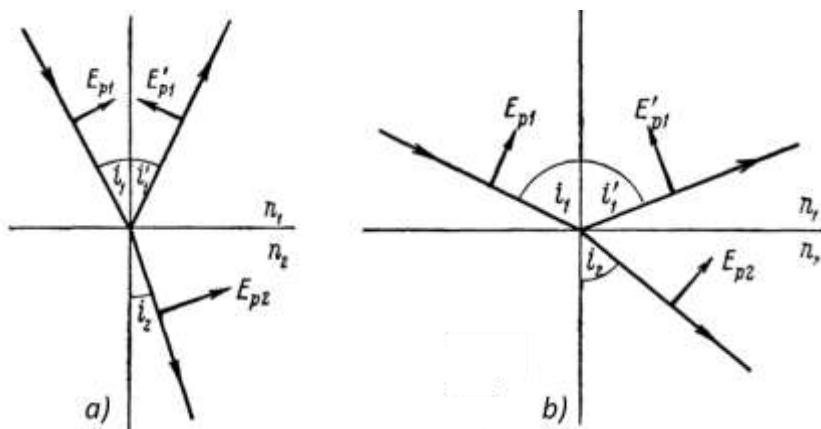
шәрти бойынша анықланады. Бул шәрт Брюстер нызамына сәйкес келеди (258-сүйретке қараңыз). Егер шағылысқан ұқыттың түсінік нурлар бир бирине перпендикуляр болса, онда шағылысқан нур түсій тегислигінде толық поляризацияланған (яғни онда түсій тегислигіне параллель болған тербелислер болмайды, $A'_{p1} = 0$).



115-сүйрет.
Шағылысқан ұқыттың түсінік нурлардағы
амплитудалардың түсініши толқындағы
амплитудаға қатнасы.

Ең ақырында (1)-(4) формулалардағы белгилердин түрқан орнын айқынластырыў керек. Вектордың қураўшыларының белгилери координаталарды сайлап алғыдан ғәрекли: (1)-(4) формулалар координаталар системасын былайынша сайлап алғыға сәйкес келеди: олардағы E векторының түсій тегислигіне параллель болған қураўшылары түсініши, шағылысқан ұқыттың түсінік нурларда 116-сүйретте көрсетілгендей болып бағытланған. Бул сүйреттеги a) киши түсій мүйешине, ал b) үлкен түсій мүйешине тийисли. Түсій тегислигіне перпендикуляр болған қураўшылардың он бағыты барлық үш толқын үшін сыйылманың арғы тәрепине қарай бағытланған.

Бундай жағдайда (2)- ҳәм (4)-формулалардан қәлеген жағдайда сынған нурдың фазасын өзгертпей пайдада болатуғынлығы келип шығады. Шағылышқан толқында $n_{21} > 1$ теңсизлиги орынланатуғын жағдайларда түсиў тегислигине перпендикуляр болған тербелислердин қәлеген түсиў мүйешинде (E_s) фазаның π шамасына өзгериси орын алады [(1)-формуладағы минус белгиси]. Түсиў тегислигине параллель болған тегисликтер ушын (E_p) шағылышқан толқында, $n_{21} > 1$, Брюстер мүйешинен киши болған түсиў мүйешлеринде, яғни $i_1 + i_2 < \pi/2$ теңсизлиги орынланғанда (3)-формудадағы $\tan(i_1 + i_2)$ ниң мәниси оң ҳәм, усыған сәйкес E_{pq} ҳәм E'_{p1} қураўшылары қарама-қарсы бағытланған. Брюстер мүйешинен үлкен болған $i_1 + i_2 > \pi/2$ мүйешлерде $\tan(i_1 + i_2)$ ниң мәниси терис ҳәм (3)-формула бойынша E_{pq} ҳәм E'_{p1} шамаларының белгилери ҳәр қылыш. 116-б сүйретте көринип турғанында, ҳәр қылыш белгинин енди E_{pq} ҳәм E'_{p1} лардың бир бирине қарама-қарсы бағытланғанлығын аңғартады. Брюстер мүйешине тең мүйешлерде E'_{p1} тербелислериниң амплитудасы нолге тең.



116-сүйрет. Түсиўши, шағылышқан ҳәм сынған толқынлардағы \mathbf{E} векторының қураўшыларының бағытлары.

Жүймақтамыз: Брюстер мүйешинен киши мүйешлерде де, Брюстер мүйешинен үлкен мүйешлерде де оптикалық тығызырақ болған орталықтағы жақтылық шағылышқанда фазаның π шамасын өзгериси, яғни ярым толқын узынлығының жоғалығы орын алады. Бул Ньютоң сақыйналарының орайындағы қараңғы дақтың (киши мүйеш пенен түсиў) ҳәм Ллойд тәжирийбесинде (үлкен мүйеште түсиў) қараңғы ноллик жолақтың пайдада болыуына алып келеди.

Шағылышқан ҳәм сынған толқынлардағы энергиялардың ағысын анықлау ушын энергия ағысы W (оның мәниси Умов векторының ағысытың кесиминиң майданына еөбеймеси менен анықланады) амплитуданың квадраты A^2 қа, толқынның тарқалыў тезлигі v ға ҳәм энергия алып өтилетуғын майдан S ке пропорционал (І иомдағы 112-параграф):

$$W = uS \sim A^2 v S.$$

Шағылышқан толқын ушын тарқалыў тезлиги менен кесе-кесимниң майданы S түскен толқынның тарқалыў тезлигі менен кесе-кесимниң майданына тең. Соныңтан, шағылышқан ҳәм түскен нурлардың энергияларының ағыслары W'_1 менен W_1 шамаларының қатнаслары олардың квадратларының қатнасындай болады. Буннан, (1)-формула бойынша түсиў тегислигине перпендикуляр болған тегисликтер тербелислер ушын (жақтылық түсиў тегистигинде поляризацияланған, бул жағдай || белгиси менен аңғартылған) мыныдай қатнасларға ийе боламыз:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\parallel} = \left(\frac{A'_{s1}}{A_{s1}}\right)^2 = \frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)}. \quad (5)$$

Түсіү тегислигіне параллель болған тербелислер үшін (жақтылық түсіү тегислигіне перпендикуляр тегисликте поляризацияланған) (3)-формула бойынша мынадай аңлатпанды аламыз:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\perp} = \left(\frac{A'_{p1}}{A_{p1}}\right)^2 = \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_2)}. \quad (6)$$

Жақтылық нормаль бағытта түсетуғын болса ($i_1 = i_2 = 0$) (5)- ҳәм (6)-аңлатпалар анық емес болған түрге ийе болады. Бул анықсызлықты жасырыў үшін киши мүйешлерде олардың синуслары менен тангенсин мүйештиң мәниси менен алмастырыўға болатуғынлығын пайдаланамыз. Бундай жағдайда

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_2)} = \frac{(i_1 - i_2)^2}{(i_1 + i_2)^2} = \frac{\left(\frac{i_1}{i_2} - 1\right)^2}{\left(\frac{i_1}{i_2} + 1\right)^2}.$$

Бирақ, киши i_1 ҳәм i_2 мүйешлеринде сыныў нызамын былайынша жазыўға болады:

$$\frac{i_1}{i_2} = n_{21}.$$

Буннан киши мүйешлерде

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_2)} = \frac{(n_{21} - 1)^2}{(n_{21} + 1)^2}$$

теңліктеринің орын алатуғынлығын көремиз.

Буннан нормаль түсіү үшін (5)- ҳәм (6)-формулалардан түсіү тегислигіне параллель болған жақтылық үшін да, перпендикуляр болған жақтылық үшін да бирдей болған

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\perp} = \frac{(n_{21} - 1)^2}{(n_{21} + 1)^2} \quad (6a)$$

қатнасын аламыз.

Сынған толқындағы энергияның ағысын анықлаў үшін (2)- ҳәм (4)-формулалардан пайдаланыўға болады. Бирақ, энергияның сақланыў нызамынан пайдаланған әпиүайырақ. Бул нызам бойынша жұптайтуғын заттар үшін шағытысқан ҳәм сынған нурлардағы энергиялар тығызылғының суммасы $W'_1 + W_2$ түсіүши нурдағы энергияның ағысы W_1 ге тең, яғни:

$$W'_1 + W_2 = W_1.$$

Буннан

$$\frac{W_2}{W_1} = 1 - \frac{W'_1}{W_1} \quad (7)$$

теңлігин аламыз.

(5)- ҳәм (6)- ҳәм формулалар бойынша түсіү тегислигіне параллель ҳәм перпендикуляр тегисликтерде поляризацияланған жақтылық үшін W'_1/W_1 қатнасын билип, тап сол жағдай үшін W_2/W_1 қатнасының мәнисин де табамыз.

Поляризацияның излери болмайтуғын тәбийий жақтылық үшін энергияның жартысы түсіү тегислигіне прараллель болған тербелислерге, ал қалған ярымы түсіү тегислигіне перпендикуляр болған тербелислерге тиийисли деп есаплаўға болады. Буннан (5)- ҳәм (6)-аңлатпалар бойынша тәбийий жақтылық үшін шағылысқан жақтылықтағы энергияның ағысы

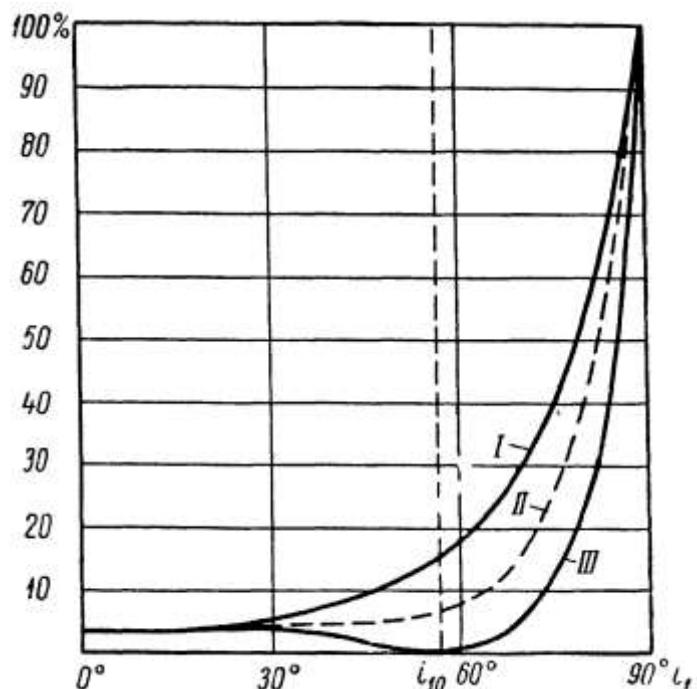
$$\frac{W'_1}{W_1} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_2)} \right] \quad (8)$$

қатнасының жәрдемінде анықланады.

Тәбийи жақтылықтың нормаль түсійи ушын (8)-формула (6-а) формулаға өтеди.

117-сүйретте түсиў тегислигинде поляризацияланған (I сызық), түсиў тегислигіне перпендикуляр тегисликте поляризацияланған жақтылық (III сызық) ҳәм тәб ийи жақтылық ушын W'_1/W_1 қатнасының түсиў мүйеши i_1 нен ғәрәзлиги графикалық түрде сүйретленген. Иймекликлер салыстырмалы сындырыў коэффициенти $n_{21} = 1,52$ шамасына тең болған ҳауа-шийше шегарасында шагылышқан жақтылық ушын есапланған. $i_1 = i_{01} = 56^{\circ}41'$ теңлиги орынланғанда III иймеклик абсцисса көшери менен тийиседи, бул шагытысқан нурдың түсиў тегислигидеги толық поляризациясына сәйкес келеди (Брюстер нызамы). $i_1 = 0$ мүйешинде, яғни жақтылық айырып тұрыў шегарасына номал бағытта түскенде, жақтылықтың ең киши муғлары шағылышсады; урынба бағытта түскенде ($i_1 = \pi/2$) жақтылық толығы менен шағылышсады.

117-сүйрет.
Шағылышқан ҳәм түскен
толқынлардағы энергияның
ағысларының қатнасы.
I - жақтылық түсиў тегислигинде
поляризацияланған;
II - тәбийи жақтылық;
III - жақтылық түсиў тегислигіне
перпендикуляр тегисликте
поляризацияланған.



Френель формулаларын бир неше пайдаланыўды қараймыз.

1-Мысал. Базы бир оптикалық әсбапта жақтылық сындырыў коэффициенти 1,6 ға тең избе-из ший sheden соғылған алты линза арқалы өтеди. Линзаларға түсиў мүйешинин шамасы киши деп есапладап, әсбап арқалы жақтылықтың қандай бөлөгинин өтетуғынлығын анықлаңыз.

Шешими. (6-а) формула бойынша бир шағылышқанда шийшениң бетинен түсиўши жақтылықтың мынадай бөлими шағылышсады:

$$\frac{W'_1}{W_1} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \frac{0,60^2}{2,6^2} = 0,053.$$

Демек, бет арқалы түсиўши жақтылықтың 0,947 бөлеги өтеди екен. Алты линза 12 бетке ийе болғанлықтан, барлық система арқалы мынадай ағыс өтеди:

$$W = 0,947^{12} W_0 = 0,52 W_0.$$

Бул теңликтегі W_0 арқалы дәслепки ағыс белгиленген. Солай етип, шағылышыўдың салдарынан жоғалтыдың салдарынан әсбапқа түсетүғын жақтылықтың 48 процента жоғалады екен.

2-мысал . Қурамалы объектив еки линзадан туралы. Оның биреўи сынныў коэффициенти $n_1 = 1,2$ ге тең болған шийshedен, ал екиншиси сындырыў коэффициенти $n_2 = 1,6$ ге тең болған шийshedен исленген. Линзалар бир бири менен сындырыў көрсеткиши $n_3 = 1,54$ болған канада бальзамы менен желимленген. Линзалардың бетине жақтылық киши мүйеш пенен келип түседи деп есапладап, объективтеги шағылышыўлардың салдарынан жақтылықтың жоғалыуын анықлаңыз.

Бул жоғалтыўларды линзалар бир бири менен желимленбеген, ал олардың арасында ҳаўа катламы бар болған жағдай менен салыстырыңыз.

Шешими. Биринши бетте түсиўши жақтылықтың мынадай бөлими шағылысады:

$$\frac{W'_1}{W_1} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \frac{0,52^2}{2,52^2} = 0,043.$$

Биринши бет арқалы түсиўши жақтылықтың 0,957 бөлими өтеди.

Шийше-канада бальзамы шегарасында шагылысқан жақтылықтың муғдарын есаплаў ушын салыстырмалы сындырыў коэффициенти n_{31} ди анықлаў керек:

$$n_{31} = \frac{n_3}{n_1} = \frac{1,54}{1,52} = 1,013.$$

Буннан шийше-канада бальзамы шегарасында жақтылықтың мынадай бөлиминин шағылысатуғынлығын табамыз:

$$\left(\frac{n_{31}-1}{n_{31}+1} \right)^2 = \left(\frac{0,013}{2,013} \right)^2 = 0,00004.$$

Демек, бул жағдайда шағылысыў дерлик болмайды екен. Солай етип, тек объективтиң соңғы бетинен шағылысқандағы жақтылықтың жоғалыўын ғана есаплаў алыў керек болады екен. Бул жоғалтыў мынаған тең:

$$\left(\frac{n_2-1}{n_2+1} \right)^2 = \left(\frac{0,60}{2,60} \right)^2 = 0,053,$$

яғнай соңғы бет арқалы түсиўши жақтылықтың 0,947 бөлими өтеди. Демек, объективтин барлығы арқалы түскен жақтылықтың

$$W = 0,957 \cdot 0,947 W_0 = 0,906 W_0$$

бөлими өтеди. Объективтиң барлығында шағылысыўдың салдарынан жақтылықтың жоғалыўы 9,4 процентти қурайды. Линзалардың арасында ҳаўа қатламы болғанда жоғалтыўдың шамасы 18 процентке тең.

Жоқарыда келтирилген еки мысалдан улыўмалық жүймақ шығарыўға болады. Шағылыстырышы бетлерге иие болған оптикалық системаларда (әсиресе жақтылық қия бағытта түскенде) шағылысыўдың нәтийжесиндеги жақтылықтың жоғалыўы әдеўир сезилерліктей шамаларға жетеди. Бул жоғалтыўларды системаның айырым бөлимелерин сындырыў коэффициентинин мәниси шийшениң сындырыў коэффициентине жақын болған мөлдир заттар менен желимлеў арқалы кемейтиўге болады.

Усының менен бир қатарда, орынланған есаплаўлар және бир жүймақты шығарыўға мүмкіншилик береди. Сындырыў коэффициентлеринин мәнислери жақын болған еки заттың шегарасындағы шағылысыў жүдә киши. Сонықтан, егер мөлдир сүйықлыққа тап сондай сындырыў коэффициентине иие мөлдир қатты денени салсақ, онда бул дene көринбейтуғын болады. Бул жағдайда балқытылған кварцты ($n = 1,458$) төрт хлорлы углеродқа ($n = 1,465$) салғанда аңсат демонстрациялаўға болады. И.В.Обреимов тәрепинен ислеп шығылған сүйықлықлардың белгили болған сындырыў коэффициентлері бойынша шийшелердин сындырыў коэффициентин анықлаў усылы усы құбылысқа тийкарланған.

З-мысал. Түсиў тегислиги менен $\psi = 45^\circ$ мүйеш жасап бағытланған тегисликтे поляризацияланған жақтылық шийшениң бетине $i_1 = 30^\circ$ мүйеш пенен түседи. Шағылысқан нурдағы жақтылықтың қайсы тегисликте поляризацияланғанлығын анықлаңыз. Шийшениң сындырыў көрсеткиши $n = 1,46$.

Шешими. Мейли (118-сүрет) OX түсиў тегислигин, ал O_1O_2 поляризация тегислигин анғартатуғын болсын. Түсиўши жақтылықтағы A_1 тербелислери поляризация тегислигине перпендикуляр тегисликтеке жүреди. A_1 ди еки қураушыға жиклеймиз: түсиў тегислигине паралель бағыттағы A_{p1} ҳәм түсиў тегислигине перпендикуляр бағыттағы A_{s1} .

Қойылған шәрт бойынша A_1 тегислиги менен OX тегислигинин арасындағы мүйеш 45° шамасына тең болғанлықтан

$$A_{p1} = A_{s1} = \frac{A_1}{\sqrt{2}}$$

теңлигине иие боламыз.

Сыныў мүйеши i_2 ни анықлаймыз:

$$\sin i_2 = \frac{\sin i_1}{n} = \frac{\sin 30^\circ}{1,46} = 0,342.$$

Буннан i_2 ниң 60° қа тең екенлигин көрөмиз.

(1)- хәм (3)-Френель формулалары бойынша A'_{s1} ҳәм A'_{s2} қураўшылары ушын шағылысқан жақтылықтың амплитудаларын аламыз:

$$A'_{s1} = -A_{s1} \frac{\sin(30^\circ - 20^\circ)}{\sin(30^\circ + 20^\circ)} = -A_{s1} \frac{\sin(10^\circ)}{\sin(50^\circ)} = -0,227 A_{s1};$$

$$A'_{p1} = A_{p1} \frac{\operatorname{tg}(30^\circ - 20^\circ)}{\operatorname{tg}(30^\circ + 20^\circ)} = A_{p1} \frac{\operatorname{tg}(10^\circ)}{\operatorname{tg}(50^\circ)} = 0,148 A_{p1}.$$

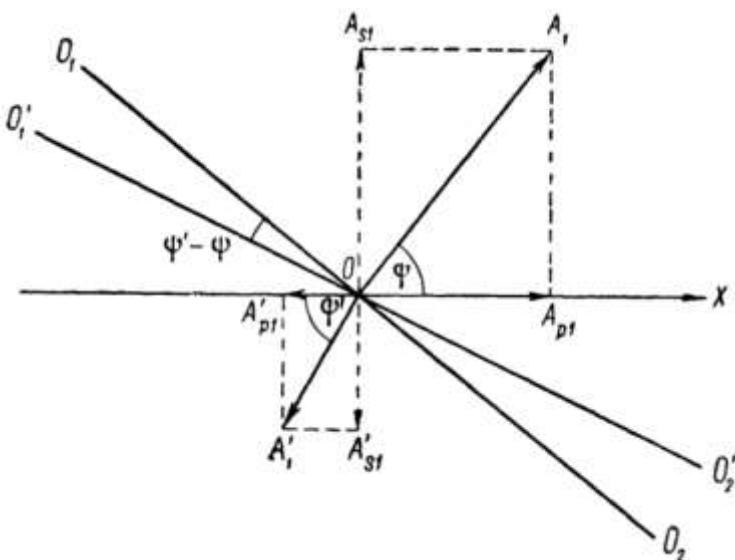
Жоқарыда айтылғанлар бойынша түсій мүйешиниң шамасы Брюстер мүйешиниң шамасынан киши болғанда еки қураўшы да фазасын π ге өзгертерди. Сонықтан, 118-сүйретте A'_{s1} ҳәм A'_{p1} шамаларының бағытлары A_{s1} ҳәм A_{p1} ге қарама-қарсы етип алынған.

118-сүйреттен шағылысқан нұрдағы A'_1 тербелислериниң OX көшери менен

$$\operatorname{tg} \psi' = \frac{0,227}{0,148} = 1,53,$$

яғни $\psi' = 57^\circ$ мүйеш жасайтуын тегисликте жүзеге келетуынлығы көринип тур. Шағылысқан нұрдың поляризация тегислиги $O'_1 O'_2$ түсіүши нұрдың поляризация тегислигине салыстырғанда $\psi' - \psi = 57^\circ - 45^\circ = 12^\circ$ қа бурылған.

Френель формулаларынан поляризация тегислиги түсій тегислигине сәйкес келмесе ямаса оған перпендикуляр болмаса, онда еки мөлдир заттың арасындағы шегара дағы шағылысың менен сыныўда поляризация тегислигиниң бурылыуының орын алатуынлығын аңсат көриүге болады.



118-сүйрет.
Жақтылықтың
шағылысындағы поляризация
тегислигиниң бурылыуын
есаплауға.

252-параграфта көрсетип өтилгениндей, жақтылық оптикалық жақтан тығызырақ орталықтан оптикалық жақтан кемирек тығызлықта ийе орталыққа (салыстырмалы сындырыў коэффициенти $n_{21} < 1$) шеклик мүйештен үлкен болған мүйешлерде түскенде сынған нур болмайды. Бундай жағдайда жақтылық толығы менен шағылысады. Бул құбылысты толық ишкі шағылысың деп атайды. Шеклик мүйеш болған i_{1sh} шамасының мәниси

$$\sin i_{1sh} = n_{21}$$

теңлиги бойынша анықланады.

Толық ишкі шағылысың құбылысының орын алатуынлығы Френель формулаларынан келип шығады. $\sin i_1 = \sin i_{1sh} = n_{21}$ теңлиги орынланған жағдайда сыныў нызамы бойынша $i_1 = \pi/2$, буннан (5)- ҳәм (6)-Френель формулалары бойынша мынадай теңликлер орын алғанда толық шағылысың жүзеге келеди:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\parallel = \frac{\sin^2\left(i_{1sh} - \frac{\pi}{2}\right)}{\sin^2\left(i_{1sh} + \frac{\pi}{2}\right)} = 1,$$

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\perp = \frac{\operatorname{tg}^2\left(i_{1sh} - \frac{\pi}{2}\right)}{\operatorname{tg}^2\left(i_{1sh} + \frac{\pi}{2}\right)} = 1.$$

Барлық $i_1 > i_{1sh}$ мүйешлери ушын сыныў мүйеши i_2 нинь сыныў нызамын қанаатландыратуғын заттық мәнислери болмайды. Соныктан $i_1 > i_{1sh}$ тенсизлиги орынлы болғанда сынған нурдағы энергияның ағысы нолге тең болып қалады ҳәм W'_1/W_1 қатнасы бурынғыдай 1 ге тең бола береди.

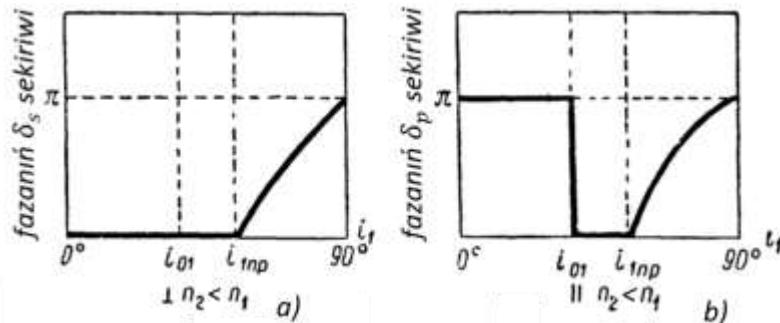
Толық ишки шағылышында түскен нурдың фазасына салыстырғанда шағылышқан нурдың фазасының секириүи орын алады. Егер электр векторы \mathbf{E} түсиў тегислигиге перпендикуляр тегисликтеге тербелетуғын болса, онда фазаның секириүи δ_s төмендегидей қатнастың жәрдеминде анықланады:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{\cos i_1}, \quad (9)$$

Егер электр векторы түсиў тегислигінде тербелетуғын болса, онда фазаның секириүи мынадай қатнастың жәрдеминде анықланады:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{n_{21} \cdot \cos i_1}. \quad (10)$$

δ_s ҳәм δ_p фазаларының i_1 мүйешинен ғәрэзлигі $n_{21} = \frac{1}{n_{21}} = \frac{1}{1,52}$ болған жағдай ушын 119-а ҳәм 119-б сүйретлерде келтирилген.



119-сүйрет. Оптикалық тығызлығы киши болған затта шағылышқандағы фазалардың секириүи: а) түсиў тегислигіне перпендикуляр болған тербелислер ушын; б) түсиў тегислигіне параллель болған тербелислер ушын.

(9)- ҳәм (10)-аңлатпалар бойынша поляризация параллель ҳәм перпендикуляр тербелислер арасындағы фазалар айырмасы $\delta_p - \delta_s$ тиң шамасы мынадай қатнаслардың жәрдеминде анықланады:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p - \delta_s}{2} = \frac{\cos i_2 \sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{\cos^2 i_1}. \quad (11)$$

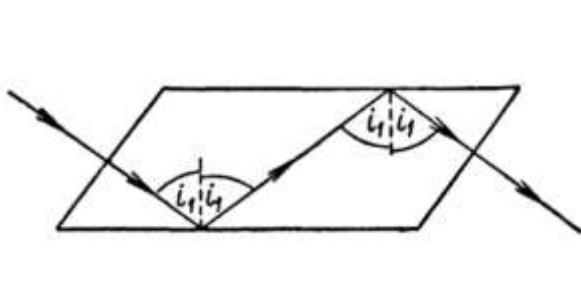
(11)-формуладан $i_1 = i_{1sh}$ ($\sin i_{1sh} = n_{21}$) теңлиги орынланған жағдайда

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p - \delta_s}{2} = 0$$

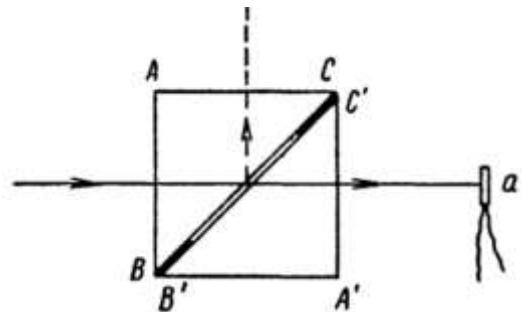
теңлигинин орынланатуғынлығы келип шығады, яғни нур дәл шекли мүйеште шеғылышатуғын болса, онда түсиў тегислиги E'_{1p} ҳәм E'_{1s} не параллель ҳәм перпендикуляр болған тербелислердин арасында ҳеш қандай айырма болмайды; тегис поляризацияланған жақтылық тегис поляризацияланған болып қала береди. Ал улыұма

айтқанда толық ишки шағылышында пайда болған нурда электр векторының E'_{1p} ҳәм E'_{1s} қураушыларының арасында базы бир фазалар айырмасы бар болады.

Айырып түрған шегараға шеклик мүйештен үлкен болған мүйеш пенен тегис поляризацияланған нур түседи деп болжайық. Бул нурдың поляризация тегислигі менен түсіү тегислигинин арасындағы мүйештиң шамасы 0 менен $\pi/2$ ден өзгеше болсын. Бундай жағдайда шағылышқан нурдағы еки E'_{1p} ҳәм E'_{1s} тербелислері де бир тербелестен пайда болады, яғни олар когерентли болады. I томдағы 101-параграфта бир бирине перпендикуляр болған тербелислерди қосқанда улыұма айтқанда, эллипс бойынша қозғалыс пайда болады. Демек, толық ишки шағылышқан нурда электр векторының ушы эллипсті сызытуғындағы болып өзгереди. Усынданай түрдеги тербелислерге сәйкес келетуғын жақтылықты эллипс тәризли болып поляризацияланған деп атайды. E'_{1p} ҳәм E'_{1s} қураушылары бирдей амплитудаға ийе болатуғын дара жағдайда олардың арасындағы фазалар айырмасы $\pi/2$ ямаса $3\pi/2$ шамасына тең болады, эллипс дөңгелекке айланады ҳәм биз дөңгелек тәризли поляризацияланған жақтылыққа ийе боламыз. Шийше-хаја шегарасында ($n_{21} = 1,5$) $i_1 = 54^{\circ}37'$ болған жағдайда фазалар айырмасы $\delta_p - \delta_s = 45^{\circ}$; тап усынданай мүйеш пенен еки қайтара шағылышы $\pi/2$ шамасына тең фазалар айырмасын береди, яғни дөңгелек тербелислердин пайда болыўына алып келеди. Френель избе-из еки рет $54^{\circ}37'$ мүйеш пенен призмалардың арасындағы хаја қатламында толық еки шағылышы жүзеге келетуғын ромбны соқты (120-сүйрет). Егер дәслеп жақтылық тегис поляризацияланған болса, онда ромбдан нур дөңгелек бойынша поляризацияланған болып шығады. Эллипс ямаса дөңгелек тәризли поляризацияланған жақтылықты изертлеудің усылларын төменде қараймыз.



120-сүйрет. Еки рет толық ишки шағылышқанда эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықты алыў.



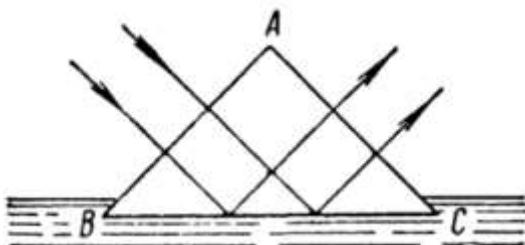
121-сүйрет. Призмалардың арасындағы жуқа хаја қатламы арқалы инфрақызыл нурлардың өтийі.

Толық ишки шағылышынды электромагниттик тербелислердин екинши орталыққа өтетуғынлығынан ибарат өзине тән құбылыс бақланады. Бирақ, бушл тербелислер энергияның айырып түрған шегара бойынша алып өтилийин ғана болдырады; сынған нурлар пайда болмайды.

Тербелислердин екинши орталыққа өтий құбылысын экспериментте табыуға болады. Егер оптикалық тығызлығы кем болған заттың қалыңлығы толқын узынлығының шамасы менен барабар болса, ал оннан кейин оптикалық жақтан тығыз болған зат жайласса, онда тербелислер оған өтеди ҳәм буннан кейин толқын әдеттегидей болып тарқалыўын даўам ете береди. Бундай экспериментте басқа жағдайларда толық ишки шағылышы орын алатуғын бет арқалы энергияның бир бөлими өтеди. 121-сүйретте оптикалық жақтан тығызлығы киши болған қатлам арқалы тербелислердин өтетуғынлығын анықлауға мүмкіншилик беретуғын тәжирийбениң схемасы келтирілген. Тас дүзынан соғылған толық ишки шағылышы орын алатуғын еки призма (инфрақызыл областта мөлдир болғанлығы ушын тас дүзы алынады, төмендеги текстти қараңыз) бир бири менен қосылған. Бирақ жүдә жуқа болған металл фольгалардан соғылған прокладкалардың жәрдемінде олардың BC ҳәм $B'C'$ беттеринің арасында жуқа хаја қатламы қалдырылған. Егер фольганың қалыңлығы шама менен 5 мкм болса, онда хаја қатламының қалыңлығы көзге көринетуғын жақтылықтың толқын узынлығынан үлкен болады ҳәм көзге көринетуғын нурлар BC бетинде пункттир сызықтың бағытында толық ишки шағылышында ушырайды. Хаја қатламының тап усынданай болған қалыңлығында жеткилики дәрежеде үлкен толқын узынлығына ийе инфрақызыл нурлар

хәүа қатламы арқалы $A'B'C'$ призмасына өтеди ҳәм оны a термопарасының жәрдеминде анықлауға болады. Егер ҳәүа қатламының арасындағы қалыңлықты микронның киши үлеслерине шекем киширейтсек, онда көзге көринетуғын нурлар $A'B'C'$ призмасына өтеди.

Тәжирийбениң басқа варианты Л.И.Мандельштам ҳәм Зелени тәрепинен орынланды. ABC толық ишкі шағылысың призмасы (122-сүйрет) BC қапталы менен флуоресценцияланышы сыйықтықта тийип турады. Бундай жағдайда тербелестиң бир бөлими сыйықтықта өтеди ҳәм жуқа қатламда оның флуоресценциясын жүзеге келтиріди.



122-сүйрет.

Толық ишкі шағылысыңдағы жақтылықтың екинши затқа өтийин демонстрациялау.

§ 278. Жақтылықтың металларда шағылысы. Металлар жақтылықты күшли жутатуғынлығын менен айрылып турады. Жақтылықтың қалыңлығы жақтылық толқынының узынлығынан азмаз ғана үлкен болған металл пленка арқалы сезилерлікей өтийин аңғарыуға болады. Бундай жағдайда, улыўма айтқанда, әдеўир үлкен селективлик бақланады. Мысалы, өткен нурда алтынның жуқа пленкасы жасыл, ал гүмистиң жуқа пленкасы фиолет болып көринеди. Егер металдағы жұтылыбы 276-параграфтағы

$$u = u_0 e^{-kl} \quad (1)$$

түринде жазылатуғын (2)-формуланың жәрдеминде тәрийипленетуғын болса, онда k коэффициенти ушын онлаған, жүзлеген мың cm^{-1} шамасындағы мәнис алынады. Сонықтан металлардағы жұтылыұды тәрийиплеу үшын k менен

$$\chi = \frac{k\lambda}{4\pi}$$

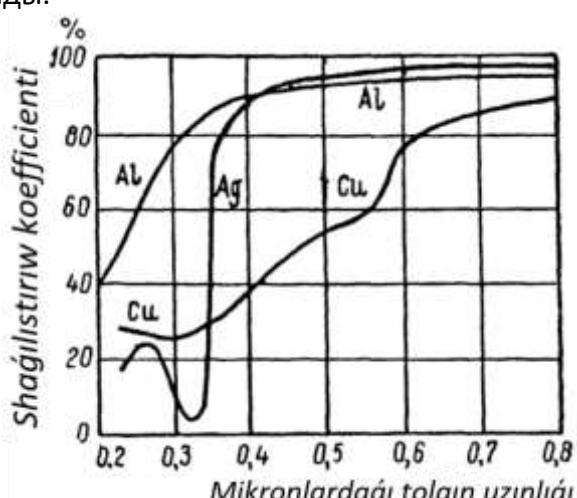
аңлатпасы менен байланысқан басқа χ коэффициенти киргизиледи. Бул аңлатпада λ арқалы биз қарап атырған жақтылықтың толқын узынлығы белгиленген. Бундай жағдайда (1)-формула мынадай түрге енеди:

$$u = u_0 e^{-\frac{4\pi}{\lambda} \chi l}.$$

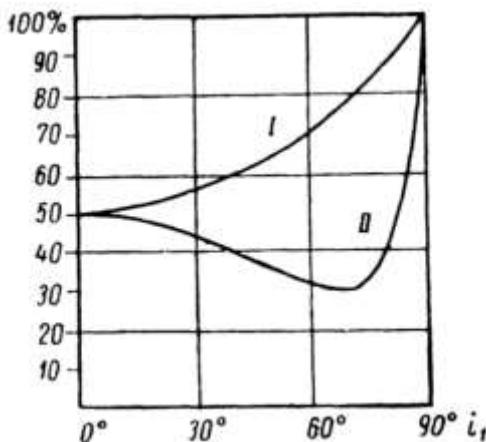
Жақтылық қалыңлығы усы жақтылықтың толқын узынлығына тең металл қатламы арқалы өткенде энергияның ағысы $e^{4\pi\chi}$ шамасына кемейеди. Көпшиликтік металлар ушын χ мыңың мәниси 1,5 пенен 5 тиң арасында жайласады.

123-сүйрет.

Алюминий, гүмис ҳәм мыстың шағылыстырыу коэффициентлеринин толқын узынлығынан тәрзелиги.



Металлар жақтылықты үлкен жұтың менен бирге үлкен шағылыстырыў қәбилетлиги менен де айрылады. Ис жүзінде жақтылықты шағылыстырыў коэффициенти металдың бетинің ҳалынан ғәрэзли болады: коррозияның (тот басыұдың) жүдә киши болған излери шағылыстырыў қәбилетлигін әдеүір киширейте алады. Соныңтан металлардың шағылыстырыў характеристикасы ушын таза полировкаланған бетлер менен ис алып барыўға туұры келеди. Металлардағы шағылысың да селиктивликке ийе. 123-сүйретте алюминийдин, гүмистиң ҳәм мыстың шағылыстырыў коэффициентинің толқын узынлығынан ғәрэзлигі көрсетилген. Көринип турғаныңда, көзге көринетуғын областта алюминий менен гүмистиң шағылыстырыў коэффициенти 90 проценттен жоқары. Гүмис ушын шағылыстырыў коэффициенти фиолет областта ($\lambda \cong 0,4$ мкм) сезилерлікей киширейе баслайды ҳәм ультрафиолет областта кескин киширейеди ҳәм $\lambda = 0,32$ мкм шамасындағы толқын узынлығында минимумға жетеди. Алюминийдин шығылыстырыў қәбилетлигі толқын узынлығының өзгеріүине байланыслы әстелік пенен бир текли өзгереди ҳәм спектрдин үльтрафиолет областында да салыстырмалы жоқары болып қалады. Алюминийдин усындағы қәбилетлигі оның коррозияға қатнасы бойынша үлкен тұрақтылығы оны ҳәр қыйлы оптикалық әсбаплар ушын айналарды соғыў ушын пайдаланыўда айрықша жараммы етеди. Мыстың шағылыстырыў коэффициенти көзге көринетуғын областтың өзинде күшли киширейеди ҳәм бул жағдай таза мыстың бетинің өзине тән қызығыш ренге ийе болатуғынлығын тәмийинлейди.



124-сүйрет.

Мыстағы шағылысқан ҳәм түскен толқынлардың энергия ағысларының қатнасы: I - жақтылық түсиў тегислигинде поляризацияланған, II - жақтылық түсиў тегислигине перпендикуляр тегисликтен поляризацияланған ($\lambda = 0,45$ мкм).

Полировкаланған металл бетлердин шағылыстырыў коэффициентинің шамасы түсиў мүйешинен ғәрэзли. Бундай жағдайда түсиў тегислигине параллель ҳәм перпендикуляр болған тербелислер ушын шағылыстырыў коэффициентинің мәнислери ҳәр қыйлы болады. 124-сүйретте мыс ушын ($\lambda = 0,45$ мкм толқын узынлығындағы) шағылысқан ҳәм түскен нурлардағы энергиялардың ағысларының қатнасының түсиў мүйеши i_1 ден ғәрэзлигі көрсетилген. I иймеклик түсиў тегислигине перпендикуляр, ал II иймеклик түсиў тегислигине параллель тербелислер ушын сыйылған. Көринип турғаныңда, иймекликлер шийшениң бетинде шағылысқан жақтылық ушын сыйылған иймекликтеги үсайды (117-сүйреттеги I ҳәм III иймекликлер). 124-сүйреттеги I ҳәм II иймекликлери $i_1 = 0$ түсиў мүйешинде қосылады ҳәм түсиў мүйешинин $i_1 = \pi/2$ шамасында 1 ге умтылады. Түсиў тегислигине параллель болған тербелислерге тийисли II иймеклик түсиў мүйешинин белгили болған $i_1 = i_{10}$ мәнисинде минимумға жетеди. Мыс ушын бул i_{10} мүйештиң шамасы $69^{\circ}41'$ қа тең. Бирақ, Френель формуласынан сәйкес келетуғын иймекликлер менен (117-сүйрет) металлық шағылыстырыў иймекликлери арасында әдеүір үлкен айырма бар. Бириншиден, металлық шағылысың нормаль түсиўде де үлкен, екіншиден, II иймеклик минимумында нолге жетпейди. Металлар ҳеш бир мүйеште шағылысқан

нурлардың толық поляризациясын бермейди, ал, еки мөлдир заттың шегарасындағы Брюстер мүйеши менен шағылысың орын алған жағдайда шағылысқан нур түсіү тегислигинге толығы менен поляризацияланған. Металл бетте шағылысқанда түсіү тегислигине параллель ҳәм перпендикуляр тербелислердин арасында қандай да бир мәнистеги фазалар айырмасы жүзеге келеди. Сонықтан сзықты поляризацияланған жақтылық металдың бетинде шағылысқанда эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықта айланады.

Металлардың оптикалық қәсийетлериниң теориясы оларда еркін электронлар бар деген болжайға тийкарланған. Бундай жағдайда Френель формулаларының орнына мынадай формулалар алынады:

1) түсіү тегислигине перпендикуляр болған тербелислер ушын шағылысқан ҳәм түсиші нурлардың энергияларының ағысларының қатнасы (жақтылық түсіү тегислигинге поляризацияланған) ушын 277-параграфтағы (5)-формуланың орнына:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\parallel = \left(\frac{A'_{s1}}{A_1}\right) = \frac{(1 - \cos i_1)^2 + \kappa^2}{(1 + \cos i_1)^2 + \kappa^2} \quad (2)$$

түриндеги формула алынады.

2) түсіү тегислигине параллель болған тербелислер ушын шағылысқан ҳәм түсиші нурлардың энергияларының ағысларының қатнасы (жақтылық түсіү тегислигинге поляризацияланған) ушын 277-параграфтағы (6)-формуланың орнына:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\perp = \left(\frac{A'_{p1}}{A_p}\right) = \frac{\left(n - \frac{1}{\cos i_1}\right)^2 + \kappa^2}{\left(n + \frac{1}{\cos i_1}\right)^2 + \kappa^2} \quad (3)$$

түриндеги формула алынады.

(2)- ҳәм (3)-формулаларда n металдың сындырыў коэффициентин, ал κ шамасы болса (1a) формула менен анықланатуғын жүтүй коэффициентин аңғартады.

Нормаль түсіү ушын ($i_1 = 0$) (2)- ҳәм (3)-формулалардың екеүі де

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\parallel = \left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\perp = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2} \quad ()$$

түрине енеди [277-параграфтағы (6a) формуланың орнына].

XIX әсирдин ақырында жақтылықтың базы бир муғдарын өткериюи ушын металлардың жұқа пленкаларын пайдаланыў жолы менен олардағы n менен κ шамаларының мәнислерин экспериментлерде тиккелей анықлауға бағдарланған жумыслар исленди. n менен κ шамаларын табыўдың екинши усылы усы n менен κ константаларын металларда шағылысқан жақтылықтың поляризациясы тәрийиплейтуғын шамаларды байланыстыратуғын теориялық формулаларды пайдаланыўға тийкарланған. n менен κ шамаларының усындей жоллар менен табылған мәнислери III кестеде берилген.

Көринип турғанындай, бир қатар металлар ушын сындырыў коэффициентиниң мәниси 1 ден киши. Абсолют сындырыў коэффициенти n ниң 1 ден киши мәниске ийе болыўының мүмкіншилиги 282-параграфта көрсетиледи.

Теориялық жақтан металлардың оптикалық n менен κ константалары электр өткизгишлик σ менен байланынша байланысқан:

$$n\kappa = \frac{\sigma}{v}$$

Бул формулада v арқалы жақтылықтың жийилигі белгиленген. Бул қатнас алыс инфрақызыл областлар ушын жақсы орынланады. Көзге көринетуғын область ушын әдеүир үлкен алшақлықтың бар екенлигі көринеди. Бул жағдай металға көзге көринетуғын жақтылық келип түскенде тек еркін электронлардың ғана емес, ал байланысқан электронлардың да орынының үлкен екенлигин аңғартады.

III кесте. Металлар ушын $\lambda = 0,589$ мкм толқын узынлығына ийе жақтылық ушын сындырыў n , жутыў χ ҳәм шағылыстырыў r коэффициентлериниң мәнислери

Металл	χ	n	r , процентлерде
Темир	1,63	1,51	32,6
Никель	3,32	1,79	62,0
Мыс	4,26	2,06	70,1
Алтын	2,82	0,37	85,1
Гүмис	3,61	0,18	95,0
Натрий	2,64	0,05	99,7

§ 279. Жақтылықтың дисперсиясы. Жақтылықтың дисперсиясы ҳақында гәп еткенде заттың сындырыў коэффициентиниң жақтылықтың толқын узынлығынан ғәрэзлиги түснүүледи. Ҳәр қыйлы толқын узынлығына ийе жақтылық, яғни ҳәр қыйлы реңге ийе жақтылық еки мөлдир денениң арасындағы шегара да бирдей болып сыйнайды. Анықтылған ушын биз бослық-берилген заттың арасындағы шегара да сыйнуды қараймыз, яғни толқын узынлығы λ ниң сындырыў коэффициентиниң абсолют мәнисинен ғәрэзлиги ҳақында гәп етемиз. Бундай жағдайда берилген ҳәр бир зат ушын сыйнүү коэффициенти n ниң толқын узынлығы λ ның белгилі болған функциясы екенligин жазамыз:

$$n = f(\lambda). \quad (1)$$

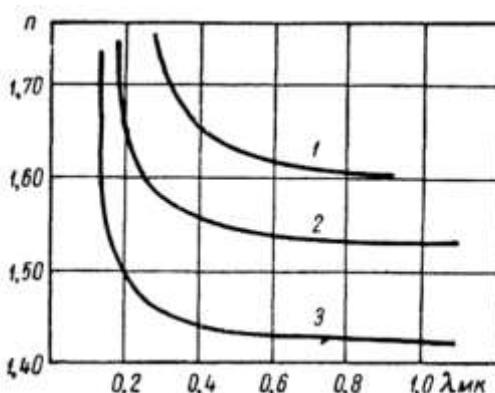
Заттың дисперсиясы деп сыйнүү коэффициенти n ниң толқын узынлығы λ ниң өзгерүү менен қалайынша тез өзгеретүүнүү сыйндырыў коэффициентлериниң n_1 ҳәм n_2 мәнислери сәйкес келетүүн болса, онда толқын узынлығы λ_1 ден λ_2 ге шекемги участка ушын заттың орташа дисперсиясы мынадай қатнастың жәрдеминде бериледи:

$$\bar{n} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (2)$$

Бул қатнаста $\Delta n = n_2 - n_1$ ҳәм $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Берилген λ толқын узынлығының қасындағы заттың дисперсиясының мәниси \bar{n} ди толқын узынлықтарының шексиз киши интервалына өтий жолы менен аламыз. Бундай жағдайда (2)-қатнас

$$\nu = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda) \quad (2a)$$

түрине ийе болады.



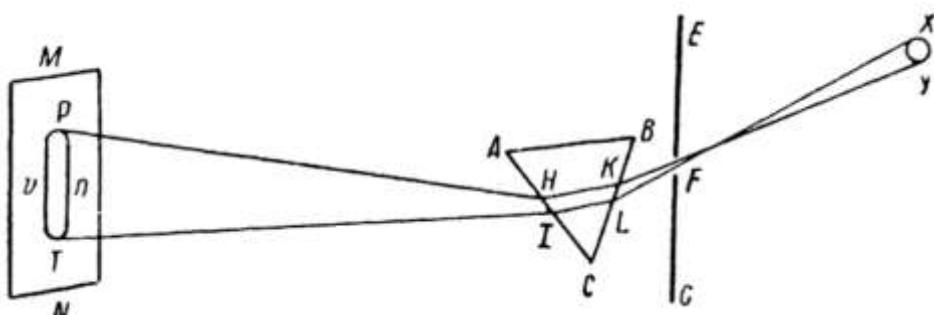
125-сүүрет.

1 - шийше (жөңил флинт), 2 - кварц, 3 - флюорит ушын сыйнүү көрсеткиши n ниң толқын узынлығы λ ден ғәрэзлиги.

Барлық мөлдир заттар ушын сындырыў коэффициенти n ниң мәниси толқын узынлығы λ ниң киширейиүү менен монотонлы түрде үлкейеди. Бул белгилі болған мөлдир денелердеги фиолет нурлардың жасыл нурларға, ал жасыл нурлардың қызыл нурларға салыстырғанда күшлирек сыйнатуғынлығы фактына сәйкес келеди. 125-сүүрете шийше (жөңил флинт), кварц ҳәм флюорит ушын n ниң λ ден ғәрэзлиги көрсетилген. Көринип

турғанында, қысқа толқын ұзынлықтарында n сындырыў көрсеткиши толқын ұзынлығының киширейиүи менен күшли үлкейеди. Буннан, (2a) теңликтен барлық затлардың дисперсиясының сан мәниси бойынша толқын ұзынлығының киширейиүи менен үлкейетуғынлығы келип шығады.

Хәр қайлы реңлерге иие нурлар ушын сыныўдың ҳәр қайлы болатуғынлығы қурамалы жақтылықты оның монохромат қураушыларына жайыўға мүмкіншилик береди. Бундай тәжирийбе 1672-жылы Ньютон тәрепинен өткерилди. Ньютоннның тәжирийбесинин схемасы оның "Оптика" китабынан алынған 126-сүйретте келтирілген. Қояштың нұры киши өжирениң EG айнасында соғылған дәңгелек F тесик арқалы өтеди. Буннан кейин, нур ABC призмасында сынып, MN ақ қағазына түседи. Бундай жағдайда F тесигинин дәңгелек сүйрети боялған TP жолағына созылады. Жолақтың қызыл ушы призмада ең кем сынған $FLIT$ нұрына, ал фиолет ушын ең көбірек сынған $FKHP$ нұрына сәйкес келеди. TP реңли жолағын Ньютон спектр деп атады. Қояштың жақтылығы бир рең екінши реңге үзлиksiz өтетуғын тутас спектрди береди. Ҳәзирги үақытлардағы көз-қараслар бойынша бул Қояштың жақтылығында мүмкін болған барлық толқын ұзынлықтарына сәйкес келетуғын тербелислердин бар екенligин аңғартады¹¹. Жақтылықтың базы бир жасалма дереклерин пайдаланғанда (металлардың дузлары менен боялған жалынлар, электр разрядында жақтылық шығаратуғын газлер х.т.б.) сыйықлы спектр алынады. Ол қараңғы аралықтар менен ажыратылған айырым жақтылық жолақлардан ("сыйықлардан") турады. Бул бундай дереклердин жақтылықтарының белгili болған толқын ұзынлықтарына сәйкес келетуғын тербелислерден туратуғынлығын көрсетеди.



126-сүйрет. Призманың жәрдемінде спектрди алыў бойынша Ньютон өткерген тәжирийбесінің схемасы.

Сыныў коэффициенти n нин толқын ұзынлығы λ ден ғәрзелигин анықтайтуғын (1)-функцияның аналитикалық түрін жууық түрде байлайынша жаза аламыз:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}. \quad (3)$$

Бундай жағдайда заттың дисперсиясы мынадай аңлатпа менен бериледи:

$$\nu = \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3}.$$

Заттың жақтылықтың тарқалыуына тәсіри жақтылықтың усы зат туратуғын атомлар ҳәм молекулалар менен өз-ара тәсирлесиүи менен байланыслы. Бул тәсирлесиү жақтылықтың тарқалыу тезлиги ν ның өзгерисине, усыған сәйкес сындырыў коэффициенти $n = \nu/c$ нин өзгериүине алып келеди. Бул теңликтегі c арқалы бослықтағы жақтылықтың тарқалыу тезлиги белгиленген.

¹¹ Ҳақыйқатында, Қояштың спектринде оның атмосферасындағы жақтылықтың жұтылыуының салдарынан пайда болатуғын енсиз қараңғы сыйықтар да бар болады (Фраунгофер сыйықтары). Бирақ, Ньютон өткерген тәжирийбелерде бул жолақлар көрингебеген.

Дисперсия теориясының тийкарларын жақтылық толқынларының атомлар менен молекулалардың қурамына киретуғын зарядланған бөлекшелер (электронлар ҳәм он ядролар) менен тәсирлесіүн қараудың тийкарында алыў мүмкін. Бундай жағдайда атомлар менен молекулалардағы зарядланған бөлекшелер өзлеринің тең салмақтың орынларының әтирапында квазисерпимли құшлердин тәсиринде үслап турылады деп есапланады. Солай етип, ҳәм бир атом ямаса молекула өзиниң белгили болған меншикли тербеліс жийилиги ω_0 менен тәрийипленеди. Түсіүши жақтылық толқынның тәсиринде атомлар менен молекулалардағы зарядланған бөлекшелер түсіүши толқынның жийилигине сәйкес келетуғын ω жийилиги менен мәжбүрий түрде тербеледи.

Келип түсетуғын электромагнит (жақтылық) толқыны зат арқалы с тезлиги менен тарқалып, бөлекшелердин мәжбүрий тербеліслерин жүзеге келтиріди. Усының салдарынан ҳәр бир бөлекшениң әтирапында екинши толқынлар пайда болады. Бул екинши толқынлардың амплитудасы менен фазасы бөлекшелердин мәжбүрий тербеліслеринің амплитудасы ҳәм фазасы бойынша анықланады; бөлекшелердин мәжбүрий тербеліслеринің амплитудасы ҳәм фазасы болса түсіүши толқынның жийилиги менен меншикли тербеліслердин жийилиги ω_0 дің арасындағы қатнастан ғәрезли.

I томның 103-параграфында жийилиги ω болған мәжбүрлеўши құштың амплитудасы

$$A = \frac{h}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (4)$$

шамасына тең болған мәжбүрий тербелісти қоздыратуғынлығы көрсетилді. Бундай тербелістиң фазасы α ны мынадай формуланың жәрдемінде анықлады:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Бул аңлатпаларда h - константа ҳәм β - системаның сөниүин тәрийиплейтуғын коэффициенти. β коэффициентинің киши мәнисінде сөниүдин тутқан орны меншикли тербелістиң жийилиги ω_0 ге жақын болған мәжбүрлеўши құштың жийилиги ω үшін ғана сезилерліктей болады. Сонықтан әззи сөниүде ω_0 ге жүдә жақын болмаған барлық жийиликлер үшін жуғық түрде мынадай аңлатпаны жазыўға болады:

$$A = \frac{h}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (4a)$$

Мәжбүрий тербеліслердин амплитуда менен фазасы ω_0 ҳәм ω жийиликлеринің қатнасынан ғәрезли болады. Резонанстың қасында A ның мәниси үлкен. $\omega \ll \omega_0$ болған жағдайда A ның мәниси әдеўир киши ҳәм ω ның киширейиўи менен нолге тең болмаған тұрақлы шекке үмтүлады. Егер $\omega \gg \omega_0$ теңсизлиги орынланатуғын болса мәжбүрий тербеліслердин амплитудасы A мәжбүрлеўши құштың жийилиги ω ның үлкейиўи менен нолге шекем кемейеди. Жийилик ω ның мәниси нолден ω_0 ден көп үлкен мәниске шекем үлкейгенде мәжбүрий тербеліслердин фазасы нолген $-\pi/2$ ге жақын. Тап усындај жуғымақтар екинши толқынлардың амплитудасы менен фазасына да тийисли.

Екинши толқынлар бириңи толқын менен қосылып амплитудасы ҳәм фазасы бириңи толқынның амплитудасы менен фазасынан өзгеше болған қосынды толқынды пайда етеди. Бул толқынның зат арқалы тарқалғанда фазалық тезлигинин бослық арқалы тарқалғандағы фазалық тезлигинен өзгеше болатуғынлығына алып келеди. Бөлекшелердин мәжбүрий тербеліслери қаншама күшли болса, тезликлердин арасындағы айырма да соншама үлкен болады.

Буннан, жийилиги атомлар менен молекулалардың тербеліслеринің меншикли жийиликлеринен киши болған жақтылықтың (электромагнит толқынның) зат арқалы ис

жүзинде жийиликтен ғәрэсиз, Бирақ жақтылықтың бослықтағы тезлигинен басқа болған тезлик пенен тарқалатуғының келип шығады (себеби $A \approx \text{const} \neq 0$)¹².

Жийилиги атомлардың меншикли тербелис жийиликлеринен сезилерлікте үлкен болған жоқары жийиликли жақтылық ушын, екинши толқынлардың амплитудалары нолге жақын ҳәм ол зат арқалы жақтылықтың бослықтағы тарқалың тезлигине жақын тезлик пенен өтеди. Оның ушын сындырыў коэффициентиниң мәниси 1 ге жақын. Теориядан қарап өтилген еки жағдайда да жақтылықтың жұтылыуының киши болатуғының келип шығады. ω_0 ге жақын болған ω жийиликлерде заттағы жақтылықтың тезлиги жақтылықтың бослықтағы тезлигинен үлкен шамаға өзгеше болады. Усының салдарынан усындағы жийиликлерде сыныў коэффициенти де 1 ден күшли айырмаға ийе: $\omega < \omega_0$ теңлиги орынланған жағдайда оның мәниси "аномаллық" үлкен мәниске, ал $\omega > \omega_0$ теңлиги орынланған жағдайда "аномаллық" киши мәниске ийе болады. Соның менен бирге ω_0 ге жақын болған ω жийиликлерде мәжбүрий тербелислердин үлкен мәнислериниң салдарынан жұтыў да үлкен мәниске ийе болады.

Егер зат меншикли тербелис жийиликлериниң мәнислері ω_{0i} дінг жыйнағынан туратуғын атомлар менен молекулалардан туратуғын болса, онда бундай зат өзи арқалы енсиз областларға ("сызықтарға") ийе болған спектрге ийе жақтылықты өткереди. Жұтыў сызықтарынан ұзақта жайласқан областларда сындырыў коэффициентиниң мәниси турақлы болады ҳәм жийиликтин өзгериүи менен тез өзгереди, жақтылықтың зат пенен тәсирлесиў күшли болған ҳәр бир жұтылыў сызығының қасында 1 ден үлкен шамаға өзгеше айрылады.

Дисперсия теориясын сындырыў коэффициенти n менен диэлектрик турақлы ϵ арасындағы байланыс тийкарында да дүзиўге болады.

Жақтылықтың электромагниттик теориясы бойынша, сындырыў коэффициентиниң мәниси 275-параграфтағы (2)-теңдиктин жәрдемінде анықланады:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}.$$

Барлық мәлдир диэлектриктер ушын магнит сициргишилиги μ дың мәниси 1 ге тең. Сонлықтан

$$n^2 = \epsilon$$

теңлигине ийе боламыз.

275-параграфта атап өтилгендей, диэлектрик турақлы ϵ мәниси дегенде оның статикалық ямаса әстелік пенен өзгеретуғын электрлік процесслердеги мәниси түсніледи. II томда биз затлардың диэлектрик қәсийетлериниң олардың поляризациясы менен, ал поляризацияның өзиниң затлардағы атомлар менен молекулалардың ишиндеги зарядланған бөлекшелердин тең салмақлық орынан аұысыуының салдарынан пайда болатуғының көрдик. Жақтылық толқынның орын алатуғын тез өзгеретуғын электр майданлары ушын бұл аұысыўлар (4)- ямаса (4a) типидеги ағзалар менен аңлатылады. Сонлықтан, майда-шүйдесине шекем есапқа алып өткериленген есаплаўлар сындырыў коэффициентиниң квадратының

$$n^2 = 1 + \frac{a_1}{\omega_{01}^2 - \omega^2} + \frac{a_2}{\omega_{02}^2 - \omega^2} + \dots \quad (5)$$

түриндеги аңлатпаның жәрдемінде анықланатуғының көрсетеди. Бул аңлатпада ω_{01} , ω_{02}, \dots арқалы атомлар менен молекулалардың меншикли тербелислериниң жийиликлери, a_1, a_2, \dots арқалы белгили болған коэффициентлер белгиленген. Толқын узынлығы λ ниң мәниси цикллық жийилик пенен

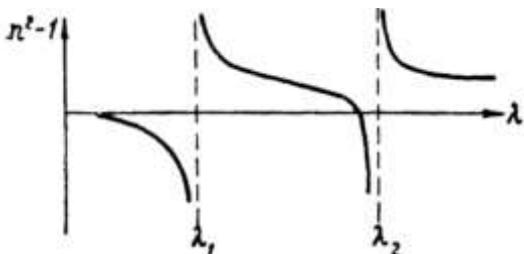
¹² Бул тезлик 275-параграфтағы (1)-формуланың жәрдемінде анықланады. Бундай жағдайда диэлектрик турақлы ϵ ның мәниси ушын электростатикалық тәжирийбелерде алынған мәнисти алыўға, ал $\mu = 1$ шамасына тең болады.

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$$

түриндеги аңлатпа арқалы байланысқан болғанлықтан (с арқалы бослықтағы жақтылықтың тезлиги белгиленген), (5)-формулаға мынадай түрди беріүге болады

$$n^2 = 1 + \frac{b_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots \quad (5a)$$

Бул теңліктегі b_1, b_2, \dots лер арқалы жаңа константалар белгиленген, ал $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ лер арқалы дәл резонансқа сәйкес келетуғын толқын узынлықтары белгиленген. (5a) формула жұтыў сзызықтарының арасындағы сындырыў коэффициентинің жүрисин береди. Егер (5a) формулада еки ағза менен шекленсек (еки меншикли тербеліс жийиликлерине ийе болған зат), онда $n^2 - 1$ шамасының λ ден 127-сүйретте көрсетилген ғәрзелиги алынады. Пунктир сзызықтар заттың λ_1 ҳәм λ_2 сзызықтарының орынларын анықтайтының. Жұтыў иймеклигине жақын орынларда дисперсия иймеклиги кескин түрде майысады. Ҳәр бир жұтыў сзызығының қасында киши толқын узынлықтары тәрепинде ($\lambda < \lambda_i$) сындырыў коэффициенті n киши мәнислерге, ал узын толқынлар тәрепинде ($\lambda > \lambda_i$) жұдә үлкен мәнислерге ийе болады. (5a) формула бойынша λ_i толқын узынлығынан киши ҳәм оған дым жақын толқын узынлығы ушын n^2 шамасының терис мәниси алынады, ал ол n ушын жормал мәнисти береди. Бул сөниў коэффициенті β ны есапқа алмағаның ақыбети болып табылады. Сонлықтан (5a) формуланы β жұдә киши болған жағдайларда ғана пайдаланыўға болады. Жұтыў сзызығынан алыста n сыныў коэффициентинің мәниси тұрақты шамаға жақынласады.

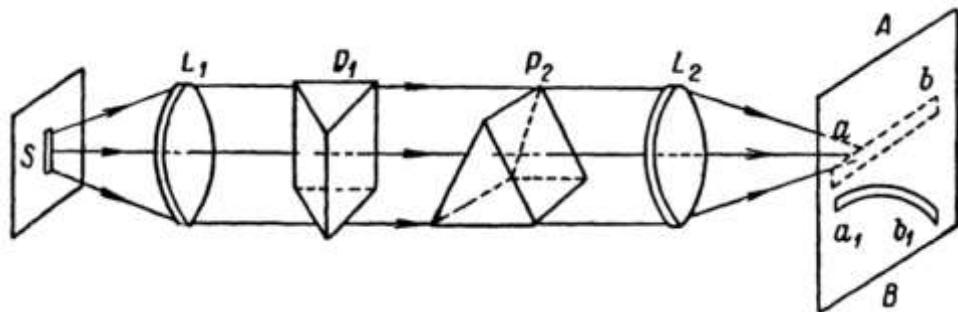


127-сүйрет.
λ₁ ҳәм λ₂ жұтыў сзызықтарының қасындағы
сындырыў коэффициенті n ниң толқын
узынлығы λ ден ғәрзелиги.

127-сүйретте көрсетилген жұтыў сзызығының қасында өзине тән иймекликлерге ийе болған дисперсияның улыўмалық жүрисин "аномаллық" дисперсия деп атайды. Ҳақыйкатында бул жағдайда ҳеш қандай "аномаллық" жоқ, керисинше, ол құбылыстың физикалық мәнисине жүйап беретуғын өзине тән жүристи көрсетеди. Еки жұтыў сзызығының арасындағы сыныў коэффициентинің монотонлық өзгеріүиниң областы мөлдир затлардың дисперсиясының характеристерин береди (125-сүйрет) ҳәм нормаль дисперсия атамасына ийе.

§ 280. Дисперсияны бақлау. Өткен параграфта баянланған Ньютонның призмадағы жақтылықтың сыныўы бойынша өткерген тәжирийбелері дисперсияны бақлау бойынша өткерилиген ең бириňши тәжирийбелерден болып табылады. Ньютон призмалардың жәрдемінде дисперсияны бақлаудың бир қатар ұсылларын ислеп шықты. Олардың ишинде дисперсияның жүрисин көргизбели түрде табатуғын атанақ түринде призмалар ұсылы болып табылады. Кесе қойылған призмалар ұсылының схемасы 128-сүйретте көлтирилген. Ақ жақтылық вертикаль бағыттағы S саңлағы ҳәм сындырыўшы қабырғалары өз-ара перпендикуляр болған еки P_1 және P_2 призмалары арқалы өтеди. Сындырыўшы қабырғасы вертикаль бағытта жайласқан тек бир P_1 призмасы бар болған жағдайда AB экарыныңда ab пунктір сзызығы менен сүйретленген горизонт бағытындағы тутас спектр алынған болар еди. Екинши призма болған жағдайда P_2 призмасының сындырыў коэффициенті қаншама үлкен болса нур төменге қарай соншама көбірек аўыстырылады.

Усының салдарынан барлық ab спектри төменге қарай аүйсқан ҳәм $a_1 b_1$ аүхалын ийелеген болар еди. Оның қызыл ушы төменге қарай ең кем, ал фиолет ушы ҳәммесинен көп аүйсады. Тап сол сияқты спектрдин ҳәр бир басқа орны спектрдин усы орнына сәйкес келетуғын толқын ұзындығы ушын сындырыу коэффициенти қанша үлкен болса, соған сәйкес көбірек аүйсады. Барлық жолақ иймейген болады ҳәм P_2 призмадағы дисперсияның жүрисин көргизбели түрде көрсетеди.



128-сүйрет. Атанақ түрде қойылған призмалар үсылы.

Шийшелердин, кварцтың, флюориттың ҳәм басқа да көп санлы затлардың спектрдин көзге көринетуғын областындағы дисперсиясы тийкарынан ультрафиолет областта күшли жутылдың жолағының бар екенлиги менен анықланады. Бул затлардағы жутылдың жағдайы екинши областы алысырақ инфрақызыл областта жатады ҳәм кемирек көринеди. Спектрдин көзге көринетуғын областы ушын n^2 шамасының λ ден ғәрзелигин жүйе түрде 279-параграфтағы (5а) формуланың жәрдемінде мынадай бир ағза менен беріўге болады:

$$n^2 \cong 1 + \frac{b}{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}}.$$

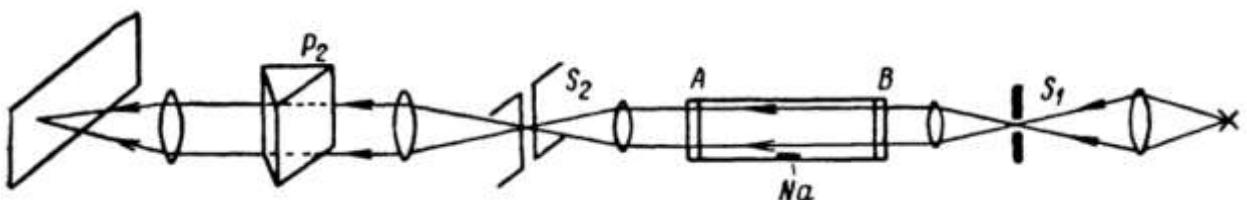
Бул формуланың он тәрепин қатарға жайсақ, мынаны аламыз:

$$n^2 \cong 1 + b \left[1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^4 + \dots \right].$$

$\frac{\lambda_1}{\lambda} \ll 1$ шәрти орынланғанда соңғы аңлатпа n ушын жүйе түрдеги

$$n^2 \cong A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (1)$$

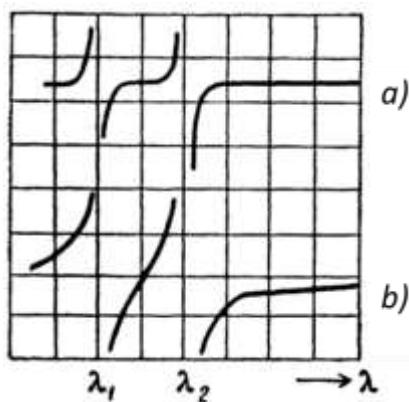
аңлатпасын береди. Бул аңлатпада A, B арқалы базы бир константалар белгиленген. (1)-формула буннан бурынғы параграфтың (3)-формуласына сәйкес келеди. Солай етип, мөлдир затлар ушын жүйе формуланың қолланыўға болатуғындығы теориялық жақтан дәлилленеди.



129-сүйрет. Натрийдин пүүларындағы аномаллық дисперсияны бақлау үсылы.

Аномаллық дисперсия спектрдин көзге көринетуғын областында кескин түрдеги жутылдың сызықтарын беретуғын металлардың пүүларында барлығынан аңсат бақланады. Мысалы, сары областта натрийдин пүүлары толқын ұзындықтары $\lambda_1 = 0,5890$ мкм ҳәм $\lambda_2 = 0,5896$ мкм болған жудә интенсивли болған бир бирине жайласқан еки

жұтылышының салықтарын береди. Натрийдин пүўларындағы "аномаллық" дисперсияны бақлау үшін Вуд атанақ түрде қойылған призмалар үсынын пайдаланды. Оның тәжирийбесинин схемасы 129-сүйретте көрсетилген. Тутас спектрге иие деректен шыққан жақтылық горизонт бағытындағы саңлық арқалы ҳәм буннан кейин параллель дәсте түринде ишинде металл натрий бар хаусы сорып алынған AB ыдысы арқалы өтеди. Үдыс арқалы өткен нур S_2 саңлақ арқалы өтип P_2 призмада спектрге жайылады. Призманың сындырышы қабырғасы S_2 саңлағына параллель ҳәм спектр горизонт бағытындағы жолақ түринде алынады. Горизонт бағытындағы саңлақтың болғанлығы себепли бул жолық тар. Егер металл натрийди AB ыдысында қыздырсақ ҳәм үсының менен бир үақытта үсы ыдыстың жоқарғы бөлімін салқынлатсақ, онда оның ишинде натрийдин пүўларының бир текли болмаған бағанасы алынады. Төменде пүүдің тығызлығы үлкен, ал жоқарыда киши болады. Пүўлардың үсындай бир текли болмаған бағанасы сындырышы қабырғасы жоқарыда ҳәм ыдыстың үзынлығына перпендикуляр болған призма сипатында хызмет етеди. Нәтийжеде P_2 призмаға атанақ түрде жайластырылған натрийдин пүўларынан алынған "призма" алынады. Жоқарыда айтылғандай, бул призма спектрдин барлық областтың жылыстырады. Бирак, енди натрийдин пүўларының дисперсиясының аномаллық характеристине байланыслы аүйстырылған спектр монотонлы түрде иймейген болмайды, ал λ_1 ҳәм λ_2 толқын үзынлықтарының қасында майысқан болып шығады. λ_1 ҳәм λ_2 толқын үзынлықтарына жүйелеп беретүфін орынларда қараңғы жұтылышы жолақтары пайда болады. 130а сүйретте алынатуғын спектрдин майысышы қаралған. Жұтылышының үлкен толқын үзынлықтары тәрепинде спектр төменге қарай күшли аүйсқан. Бул жағдай бул областтағы натрийдин сындырышы коэффициентинин үлкен мәнислерине сәйкес келеди. Жұтылышының қысқа толқын үзынлықтары тәрепинде спектр жоқары қарай майысқан. Бул сындырышы коэффициентинин $n < 1$ болған мәнисине сәйкес келеди. Жұтылышының үлкейиү тәрепине қарай кескин киширейеди. Пүүдің үлкен тығызлықтарында спектрдин майысышы үлкейеди ҳәм 130b сүйреттеги түрге иие болады.

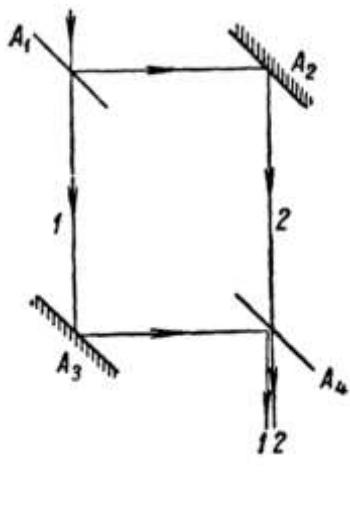


130-сүйрет.
Натрийдин пүўларындағы жұтылышының салықтарының қасындағы аномаллық дисперсия: a) натрий пүўларының киши ҳәм b) натрий пүўларының үлкен концентрацияларындағы.

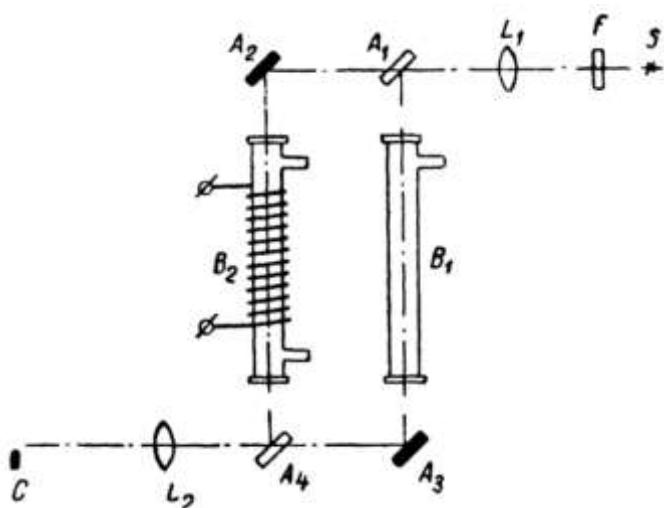
Аномаллық дисперсияны үйрениүдің басқа үсылы Д.С.Рождественский тәрепинен үсынылды. Бул үсылда Жаменниң өзгертилген интерферометри қолланылады (264-параграф). 1 ҳәм 2 дәстелері бир бириңен көп сантиметрге ажыралатуғындағы етип өзгертилген. Рождественскийдин интерферометри 131-сүйретте көлтирилген. Бул сүйретте A_1 , A_2 , A_3 ҳәм A_4 лер төрт тегис айна, олардың ишинде A_2 менен A_3 айналары тутас, ал қалған екеүі ярым мөлдир. A_1 менен A_2 айналарындағы шағылышыларда күшли ажыратылған 1 ҳәм 2 жақтылық дәстелері алынады. Буннан кейин олар A_3 ҳәм A_4 айналарының жәрдемінде қайтадан жыналады ҳәм интерференцияланады.

Д.С.Рождественский өзинин интерферометрин аномаллық дисперсияны үйрениү үшін пайдаланды. Рождественскийдин үсылының мәниси мынадан ибарат: интерферометрдин еки

шақасына бирдей болған еки B_1 ҳәм B_2 кюветалары жайластырылады (132-сүйрет). Кюветаларының бирине, мысалы B_2 ге изертленетуғын металл киргизиледи; бул кюветаны зәрүрли болған басымда оның ишиндеи металдың пүўлары пайда болғанша электр қыздырығышының жәрдеминде қыздырылады. Екинши кюветаның ишиндеи ҳауа сорып алынады. Интерферометр арқалы тутас спектрге ииे болған S дерегинен шыққан жақтылық өтеди. Пайда болған интерференциялық сүйрет L_2 линзасының жәрдеминде спектрографының C саңлағынан проекцияланады. B_2 кюветасы қыздырылмаған ҳәм онда пүўлар жоқ деп болжайық. Бундай жағдайда интерферометр спектрографтың саңлағында саңлақтың узынлығына перпендикуляр болған жолақтар түріндеги бир қатар интерференциялық максимумлар менен минимумларды береди. Ноллик жүрислер айырмасына сәйкес келетуғын максимумның орны толқын узынлығынан ғәрэзли емес. Буннан спектрограф тәрепинен берилетуғын тутас спектрдеги бул максимумға спектр бойынша жайылған горизонт бағытындағы жақтылы жолақтың жуўап беретуғынлығы келип шығады. Жүрислер айырмасы бир, еки, үш ҳ.т.б. толқын узынлықтарына сәйкес келетуғын максимумлар болса түсіүши толқынның ҳәр қыйлы узынлықтары ушын саңлақтың ҳәр қыйлы бийикликтеринде жайласады. Оларға ноллик жолақтың үстинде ҳәм астында жайласқан және спектрдин көк областынан қызыл областына желпиүиштей (веердей) болып ашылған жақтылы жолақтар жуўап береди. Жақтылы жолақтардың арасында саңлаққа қарай жиберилген интерференциялық сүйреттеги минимумларға сәйкес келетуғын қараңғы жолақтар жайласады. Нәтийжеде тутас спектр барлық узынлығы бойынша избе-из жақтылы ҳәм қараңғы жолақтар менен сызылған болып алынады.



131-сүйрет. Д.С.Рождественский интерферометринин схемасы.



132-сүйрет. Аномаллық дисперсияны бақлаудың Д.С.Рождественский үсылы.

Егер енди B_2 кюветасын оның ишинде изертленип атырған металдың пүўлары пайда боламан дегенше қыздырсақ, онда бул пүўлардың бағаналары қосымша жүрислер айырмасын береди ҳәм интерференциялық жолақтар усы қосымша жүрислер айырмасына пропорционал болған шамаға жылысады. Пүўлардың берилген бағанасындағы жүрислер айырмасы $n - 1$ шамасына пропорционал (n арқалы пүўлардың сындырыў коэффициенти белгиленген). Усының салдарынан спектрографтағы интерференциялық жолақтардың аұысыўы барлық бақланатуғын областтың дисперсиясының жүрисин тиклейди. Егер бул областқа изертленетуғын пүйдің қандай да бир жұтыў сызығы киретуғын болса, онда интерференциялық жолақтар оның әтирапында 133а сүйретте көрсетилгендей болып иймейеди. Олардың иймейиүи жұтылғы сызығының қасындағы сындырыў көрсеткишинин жүрисин көргизбели етип сүйретлейди.

Кейинирек Рождественский жоқарыда көрсетилген үсылды дәл санлы өлшеўлерди жүргизиўге болатуғында дәрежеде жетилистирди. Ол егер интерферометрдин екинши шақасына шийшеден соғылған тегис паралель пластинканы орналастырса, онда спектрографтағы интерференциялық жолақтардың ийилетуғынлығын ҳәм жұтылғы

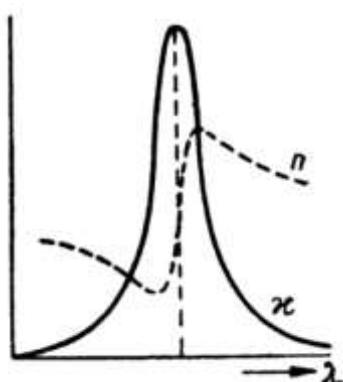
сызығының қасында өзине тән "илмеклердин" пайда ететуғынлығын көрсетti (133б сүйрет). Шийше пластинканың берилген қалыңлығында "илмеклердин" орны пүүлардың қарап атырылған жутылышының қасындағы дисперсияның шамасы менен анықланады. Сызықтың қасындағы пүүлардың дисперсиясы қаншама күшли болса, "илмеклер" сызықтан алсырақта пайда болады. Солай етип, "илмеклердин" түрған орны бойынша жутылышының қасындағы пүүлардың дисперсиясының шамасын тикелей өлшеүге болады екен.



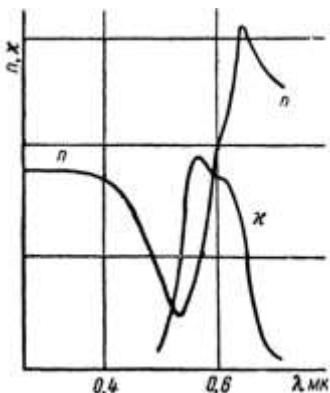
133-сүйрет.

Жутылышының қасындағы интерференциялық иймекликлердин ийилийи.

279-параграфтағы (5)-дисперсия формуласы электронлардың тербелислеринин сөниүи киши деп есапланған жағдайлар ушын алынған.



134-сүйрет. Жутылышының қасындағы жутылышының коэффициенти κ менен сындырылышының коэффициенти n ниң толқын ұзынлығы λ дегендегі резонанс.



135-сүйрет. Цианин үшын жутылышының коэффициенти κ менен сындырылышының коэффициенти n ниң толқын ұзынлығы λ дегендегі резонанс.

Сөниүди есапқа алышының коэффициенти n ниң жийилик ω дан резонансинин 279-параграфтағы (5)-формула беретуғын резонанстен әдеүир қурамалы болған резонанс береди. Егер κ арқалы 278-параграфтағы (1a) формула менен анықланатуғын жутылышының коэффициенти белгиленген болса, онда n менен κ шамаларының арасындағы байланыс мынадай түрге ийе болады:

$$\left. \begin{aligned} 2n^2\kappa &= \sum_i \frac{a_i g_i \omega}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + g_i^2 \omega^2}; \\ n^2(1 - \kappa^2) &= 1 + \sum_i \frac{a_i (\omega_{0i}^2 - \omega^2)}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + g_i^2 \omega^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Бул формулалардағы a_i, g_i ҳәм ω_{0i} лер белгилі болған константалар. $g_i = 0$ теңлиги орынланғанда бул формулалардың бириňшиسى $\kappa = 0$ теңлигин береди, ал екиншиسى болса 279-параграфтағы (5)-формулаға өтеди. Бир неше жутылышының жолақтары бар болған

жағдайда (2)-формулаларға i индексиниң ҳәр қыйлы мәнислерине сәйкес келетуғын ағзалардың қосындысы киреди.

(2)-формулалар кең жұтың жолағының ишиндең сындырыў коэффициентиниң қалайынша жүретуғынлығын анықлауға мүмкіншілік береди. 134-сүүретте пунктір сзық n ниң λ дең, ал тутас сзық λ ның λ дең ғәрзелигин сүүретлейди. Көринип түрғанында, бул жағдайда сындырыў коэффициенти узын толқынлар тәрепте үлкен мәнислерге, ал қысқа толқынлар тәрепте киши мәнислерге ийе болады. Жұтылың жолағының ишинде болса сындырыў коэффициентиниң үлкен мәнисинен киши мәнисине бир тегис өтиң орын алады. Жолақтың ишинде сындырыў коэффициенти толқын узынлығының киширейиүи менен киширейеди, яғни мәлдир денелердеги жүриске қатнасы бойынша кери ("аномаллық") жүристи береди.

Егер сындырыў коэффициентиниң жүрисине тәсир етиў ушын заттың жұтыўы әдеүир үлкен болыўы керек. Мысалы, боялған шийшелерде әдетте дисперсияның "аномаллық" жүриси бақланбайды. Себеби ультрафиолет ҳәм инфрақызыл областларындағы күшли жұтылыш тийкарғы орынды ийелейди. Жұтыўдың дисперсияның жүрисине тәсирі эксперименталлық усыллар менен XIX әсирдин ақырында күшли бояушы затларда (фуксин, цианин) үйренилди. Өлшеўлерди жұтылыш жолағының ишинде жүргизиў ушын бояушы затларды жұқа қатламлар түрінде алыш керек.

135-сүүретте цианин ушын (2)-формула менен жақсы сәйкес келетуғын жұтыў коэффициенти λ менен сындырыў коэффициенти n ди эксперименталлық өлшеўдин нәтийжелери көлтирилген. Өлшеўлер шийшеге желимленген қатты цианиннин жұдә жұқа еткір призмаларында өткерилилди.

Дисперсиялық формуланы көлтирип шығарғанда түсіүши толқынның тәсиринде мәжбүрий тербелетуғын зарядқа қоңылас атомлар менен молекулалардағы зарядлар тәсир етпейди деп болжанады. Жеткиликли дәрежеде үлкен басымларда түрған газлер ушын, бундай жағдайда сүйкә ҳәм қатты денелер ушын бундай болжаў дұрыс емес. Бундай жағдайда ҳәр бир берилген зарядқа қоңылас зарядлардың тәсирин есапқа алыш зәрүр. Бундай есапқа алыш жақтылықтың сыныў коэффициентиниң көлем бирлигіндеги бөлекшелердин санынан, яғни заттың тығызлығынан ғәрзеликке алыш келеди. Теория бундай жағдайда заттың сындырыў коэффициенти n менен оның тығызлығы δ арасында салыстырмалы әпиүайы қатнастың орын алатуғынлығын көрсетеди:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\delta} = \text{const.} \quad (3)$$

(3)-қатнас 1880-жылдың 1880-жылдың үақытта ҳәм бир бириңен ғәрзесиз Г.А.Лоренц ҳәм Л.Лорентц тәрепинен көлтирип шығарылды ҳәм Лоренц-Лорентц формуласы атамасына ийе болды. $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\delta}$ шамасын заттың рефракциясы R деп аталады. Тәжирийбелер ҳақыйқатында да, көп жағдайларда басымның астында, температура өзгергенде ҳәм ҳәтте агрегат ҳал өзгергенде мәлдир заттың тығызлығы өзгергенде R рефракцияның турақты болып қалатуғынлығын көрсетеди.

IV кесте.

δ , тығызлық	Рефракция, $R \cdot 10^7$	$(n - 1) \cdot 10^4$
1	1953	2,8
42,1	1959	12,4
96,2	1961	28,4
149,5	1956	44,2

IV кестеде көзге көринетуғын спектрдин орта бөлими ушын ҳәр қыйлы басымдағы ҳаұаның рефракциясы R дин мәнислері көлтирилген.

Көринип түрғанында, ҳаұаның тығызлығы 150 есе үлкейгенде рефракция R бақлаўлардың дәллиги шеклерінде өзгериссиз қалады, ал соның менен бир үақытта $n - 1$ шамасы (n арқалы

сындырыў коэффициенти белгиленген) күшли өзгереди. Аラласпалар пайда болғанда R рефракция аддитивли түрде қосылады. Егер R_i арқалы аラаспаның бир қураушысының рефракциясын ҳәм m_i арқалы усы қураушының массасын белгилесек, онда аラаспаның рефракциясы R мынаған тең болады:

$$mR = \sum_i m_i R_i. \quad (4)$$

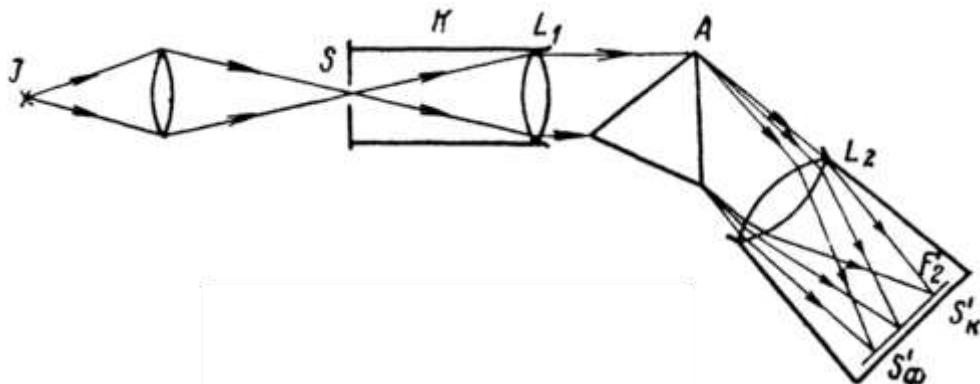
Бул теңлікте m арқалы аラаспаның көлем бирлигинин массасы белгиленген.

Физикалық химияда көп жағдайларда қурамалы заттың рефракциясын оны қураушы элементлердин қосындысы түринде табыў мүмкін болады. Атомлық рефракция дегенде берилген химиялық элементтің R_i рафракциясы менен оның атомлық салмағы A_i ның көбеймесине айтады. Тап сол сияқты, молекулалық рефракция ҳаққында гәп еткенде қурамалы заттың R рефракциясының молекулалық салмақ M менен көбеймесин нәзерде тутады. Молекулалық рефракция берилген бирикпени пайда ететуғын элементлердин атомлық рефракцияларының қосындысынан ибарат. Егер молекулада берилген атомның саны k_i болса, онда молекулалық рефракция ушын мынаған ииे боламыз:

$$MR = \sum_i k_i A_i R_i. \quad (5)$$

(4)- ҳәм (5)-қатнасларының орынланатуғынлығы тек берилген сорттағы бөлекшелердин арасында өз-ара тәсирлесіүдің орын алатуғынлығын көрсетеди. Ҳәр қылыш сорттағы бөлекшелер бир бири менен тәсирлесетуғын болса, онда рефракциялардың аддитивли түрде қосылыў қағыйдасы орынланбайды.

§ 281. Призмалық спектраллық әсбаплар. 279-параграфта Ньютоның спектрди приzmanың жәрдемінде алыў бойынша тәжирийбелери тәрийипленди. Ҳәзири үақытлары спектрлерди үйрений ушын визуаллық бақлаұлар өткериү ямаса спектрлердин фотосүйретлерин түсирий ушын пайдаланылатуғын спектроскоплар ямаса спектрографлар деп аталатуғын призмалық әсбаплар жийи қолланылады.



136-сүйрет. Призмалық спектрографтың схемасы.

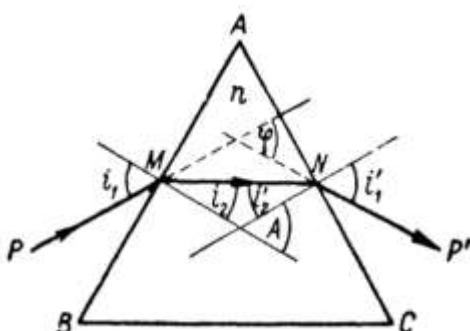
Призмалық спектрографтың схемасы 136-сүйретте көлтирилген. Бул сүйретте S - саңлақ, K арқалы L_1 объективи бар коллиматорлық труба белгиленген, A - призма, L_2 - фокаллық тегислигінде спектр пайда болатуғын екинши объектив. S саңлағы линзаның жәрдемінде үйренилетуғын I дерегинен келип түсетуғын жақтылық пенен жақтыландырылады. Коллиматордың мақсети нурлардың параллель дәстесин алыўдан ибарат болып, бул дәсте буннан кейин призмаға келип түседи. Мейли, саңлақ қандай да бир монохромат жақтылық, мысалы қызыл жақтылық пенен жақтыландыратуғын болсын; бундай жағдайда призма нурларды тек бурады ҳәм L_2 объективи өзиниң бас фокаллық тегислигінде саңлақтың сүйрети S'_q ты пайда етеди. Егер саңлақты толқын узынлығы басқа болған монохромат нур менен жақтыландырсақ (мысалы, фиолет жақтылық пенен), онда призма нурларды

күшлирек бурады ҳәм саңлақтың сүүрети S'_f басқа орында алынады. Егер дерек толқын узынлығы ҳәр қыйлы болған $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ монокромат нурларының жайнағынан туратуғын болса, онда спектр айырым жақтылысы сыйықтардан турады, олардың ҳәр қайсысы сәйкес толқын узынлығына ийе жақтылықтағы саңлақтың сүүрети болып табылады (сыйықлы спектр). Саңлақ ақ жақтылық пенен жақтыландыратуғын болса, оның ҳәр қыйлы реңлердеги сүүретлери бир бириңү үстине түсип, үзлиksiz боялған жолақты береди (тутас спектр).

Көзге көринетуғын ҳәм жақын инфрақызыл областтағы спектрлерди үйрениү ушын спектрографтың призмалары шийшеден соғылады. Ультрафиолет областтағы спектрлерди үйрениү ушын линзалар менен призмалар соғылатуғын заттар ультрафиолет областта мөлдир болыўы керек; усындағы заттар сыйпатында әдетте кварц пайдаланылады.

Спектрографтың жұмыс ислеўиниң санлық характеристикасының бериү ушын симметриялы үш қапталлы призмадағы жақтылықтың сыныўын қараймыз (137-сүүрет). PM монокромат нұры призмада сыйып, оннан түскен нурдың бағыты менен φ мүйешин жасайтуғын NP' бағытта шығады. Берилген призма ушын аўысыў мүйеши φ дин шамасы PM нұрының призмадағы түсиў мүйеши i_1 ден ғәрэзли. Бул i_1 мүйешиниң базы бир белгіли болған мәнисинде аўысыў мүйеши φ дин шамасы минимум болған φ_0 шамасына жетеди. φ_0 дин бул мәнисин ең киши аўысыў мүйеши деп атайды.

Сәйкес есаплау нурдың призма арқалы симметриялы өткенде, яғни MN нұры призманың тийкары BC ға параллель болғанда $\varphi = \varphi_0$ теңлиги орынланады. Енди усы жағдайға итибар беремиз ҳәм ең киши аўысыў мүйеши φ_0 дин шамасын призманың сындырышы мүйеши A менен призма соғылған заттың сындырышы коэффициенти менен байланыстырамыз.



137-сүүрет.
Жақтылықтың призмадағы сыйыўы.

Призманың бириңи AB қапталындағы нурдың сыйыў мүйешин i_1 арқалы белгилеймиз. Мейли, MN нұры AC қапталына түсиў мүйешин i_2' арқалы белгилейик. 137-сүүреттен мынадай жағдайға ийе боламыз:

$$i_1 + i_2' = A.$$

MN нұры призма арқалы симметриялы түрде өткенде $i_2' = i_2$ теңлиги орынланады ҳәм соңғы теңликten мынаны табамыз:

$$i_2 = \frac{A}{2}. \quad (1)$$

Буннан кейин, сүүреттен мынадай теңликти аламыз:

$$\varphi_0 = (i_1 - i_2) + (i_1' - i_2').$$

Ең киши бурылыш мүйешинде $i_2' = i_2$ ҳәм $i_1' = i_1$ теңликтери орынланатуғын болғанлықтан

$$\varphi = 2i_1 - 2i_2$$

теңлигине ийе боламыз.

Бул теңликке i_2 ниң орнына оның (1)-теңлик бойынша алынған мәнисин қойып

$$\varphi_0 = 2i_1 - A$$

яmasa

$$i_1 = \frac{A + \varphi_0}{2} \quad (2)$$

формулаларын аламыз.

Сыныў нызамы бойынша

$$n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2}$$

аңлатпасына иие боламыз. Бул аңлатпада n арқалы призманың материалының сындырыў коэффициенти белгиленген.

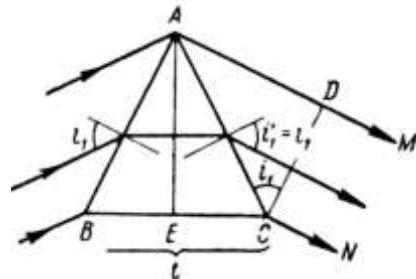
Сыныў нызамына (1)- ҳәм (2)-аңлатпалар бойынша i_1 менен i_2 шамаларының мәнислерин қойып мынаны аламыз:

$$n = \frac{\sin \frac{A + \varphi_0}{2}}{\sin \frac{A}{2}}. \quad (3)$$

(3)-теңлик ең киши бурылыў мүйеши φ_0 ди призманың сындырыўшы мүйеши A , ҳәм призма соғылған материалдың сындырыў коэффициенти n менен байланыстырады.

Әдette спектрографларда призманы ең киши бурыў мүйешине сәйкес жайластырады. Бундай жағдайда ҳәр қайсысына ҳәр қыйлы сындырыў коэффициенти n сәйкес келетүүн ҳәр қыйлы толқын узынлықтарына иие нурлар (3)-теңликтеги сәйкес ҳәр қыйлы φ_0 мүйешлерине бурылады.

138-сүрөт.
Призманың ажыратса алай юки ушын
аңлатпаны келтирип шығарыўға.



Бурыў мүйешиниң шамасынан толқын узынлығы бойынша алынған туýындыға тең D шамасын мүйешлик дисперсия деп атайды:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (4)$$

Бурылыў мүйеши φ (берилген i_1 түсүй мүйешиндеги) n нен тәрэзли, ал n болса λ ден тәрэзли. Соңынан мынадай аңлатпаны жазыўға болады:

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta n} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (4a)$$

(3)-формуланың он ҳәм шеп тәрепинен φ_0 бойынша туýынды алсақ, онда

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\varphi_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\cos \frac{A + \varphi_0}{2}}{\sin \frac{A}{2}}$$

аңлатпасына иие боламыз, буннан D дисперсиясы ушын (4a) бойынша мынаны табамыз:

$$D = \frac{d\varphi_0}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\cos \frac{A + \varphi_0}{2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (5)$$

Бул аңлатпаны түрлендириўгө болады. Оның ушын дәслеп (2)-аңлатпа бойынша мынадай теңликтин орын алатуғынлығын аңғарамыз:

$$\cos \frac{A + \varphi_0}{2} = \cos i_1 = \sqrt{1 - \sin^2 i_1}.$$

Буннан кейин (1)-теңлиkti пайдаланып сыныў нызамы бойынша

$$\sin i_1 = n \sin i_2 = n \sin \frac{A}{2}$$

аңлатпаларын аламыз, буннан кейин $\cos \frac{A + \varphi_0}{2}$ ушын мынаған иие боламыз:

$$\cos \frac{A + \varphi_0}{2} = \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}.$$

$\cos \frac{A+\varphi_0}{2}$ ушын жазылған бул аңлатпаны (5) ке қойып призманың мүйешлик дисперсиясы ушын мынадай формуланы аламыз:

$$D = \frac{d\varphi_0}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (6)$$

$dn/d\lambda$ шамасы заттың дисперсиясы деп аталады ҳәм оның шамасы призма соғылған заттың қәсийетлеринен тәрелгесли. (6)-формула сындырыў мүйеши A берилген призманың мүйешлик дисперсиясының усы призма соғылған заттың сындырыў коэффициенти n менен дисперсиясы $\frac{dn}{d\lambda}$ қаншама үлкен болса, соншама үлкен болатуғынлығын көрсетеди. Соныңтан спектрографлардың призмаларын сындырыў коэффициенти менен дисперсиясы мүмкін болғанынша үлкен болған шийшелдерден соғады (аұыр флинтлер деп аталатуғын шийшелдерден). Призманың берилген материалында призманың сындырыў мүйеши A үлкейген сайын мүйешлик дисперсиясы үлкейеди. Әмелде сындырыўшы мүйешти әдетте 60° қа тең етіп алады. Себеби үлкен мүйешлерде призмаға жүдә қыя түсетуғын жақтылық дәстеси менен ис алып барыўға туўры келеди.

271-параграфта айттылғандай, спектрографтың характеристикасы ушын оның ажыраты алыў күши де қаралады. Бул параграфтың басында биз ҳәр бир сыйықтың жақтылығында спектрде саңлақтың сүретинин пайда болатуғынлығын көрдик. Шексиз тар S саңлағы ушын ҳәм спектрографтың оптикалық системасы аберрацияға толық коррекцияланғанда ажыраты алыў күшинин шегине дифракциялық құбылыслардың болыуы тәсир етеди. Призмалы спектрографтың объективи L_2 ге (толқын узынлығы берилген λ ге сәйкес келетуғын жақтылықта) нурлардың AM, CN параллель дәстелери түсетуғын болсын (136- ҳәм 138-сүреттер). Бул дәсте призманың габаритлери менен шекленген, нәтийжеде ол кеңлиги CD болған саңлақ арқалы өткен дәсте менен бирдей күшке ие. L_2 объективинин F'_2 фокаллық тегислигинде ол биз 269-параграфта таллаған бир саңлақтың беретуғын дифракциялық сүретине сәйкес келеди.

Бул дифракциялық сүреттеги бас максимум менен бириңиши минимумның арасындағы мүйешлик қашықтылық $\delta\varphi$ мынаған тең:

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{d}. \quad (7)$$

Бул теңликтеги d арқалы CD дәстесинин кесе-кесими белгиленген.

Егер усының менен бир үақытта призмаға басқа толқын узынлығына ииे болған жақтылық түсетуғын болса (мысалы, толқын узынлығы $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$ шамасына тең), онда бул жақтылық та өзинин дифракциялық сүретин береди. Бул дифракциялық сүрет бириңисине салыстырғанда бир қанша жылысқан болады. Релей критерийи бойынша (271-параграф) егер, олардың максимумларының арасындағы мүйешлик қашықтылық $\delta\varphi$ ге тең болса, онда бул дифракциялық сүретлерди бир бириңен ажыратыўға болады.

Екинши тәрептен, толқын узынлықтарының арасындағы айырма Δ шамасына тең болса, онда сыйықтардың арасындағы мүйешлик қашықтылық $\delta\varphi$ ге тең болады. Оның шамасын (6)-формула бойынша таба аламыз:

$$\delta\varphi = \frac{A \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda.$$

Дифракциялық сүреттеги $\delta\varphi$ ушын жазылған (7)-теңлемеге теңлестирип бир бириңен азмаз ажыралатуғын спектраллық сыйықтардың (Релейдин критерийи мәнисинде) толқын узынлықтарының айырмасы Δ қанаатландырыўы керек болған шәрттин,

$$\frac{A \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{\lambda}{d}$$

шартынан табамыз.

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{2d \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{1}{\frac{dn}{d\lambda}} \quad (8)$$

түрине ийе болатуғынлығын көремиз.

Бул аңлатпаны түрлендиремиз. 138-сүйреттен мынаған ийе боламыз:

$$d = AC \cos i_1 = AC \sqrt{1 - \sin^2 i_1}.$$

Аұысыўдың минимумы үшын $\sin i_1 = n \sin i_2 = n \sin \frac{A}{2}$. Үсінің нәтижесинде d үшын жазылған аңлатпаны былайынша көширип жазыўға болады:

$$d = AC \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}$$

Буннан кейин t арқалы приzmanың ултанын BC белгилесек, онда

$$AC = \frac{CE}{\sin \frac{A}{2}} = \frac{t}{2 \sin \frac{A}{2}}$$

теңлигин аламыз. Буннан d үшын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$d = \frac{t \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}}.$$

d ның бул мәнисин (8) ге қойып δ үшын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{t \cdot \frac{dn}{d\lambda}} \quad (9)$$

(9)-формуладан приzmanың ултаны t қанша үлкен болса ҳәм призма соғылған заттың дисперсиясы $\frac{dn}{d\lambda}$ қаншама үлкен болса, онда призма бир бирине жақын болған спектраллық сыйықтарды бир биринен ажыратта алатуғынлығы келип шығады.

(9)-формуладан приzmanың ажыратта алыў күши үшын (9)-аңлатпа бойынша

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = t \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (9a)$$

аңлатпасын аламыз.

Солай етип, приzmanың ажыратта алыў күши тек оның ултаны t ның шамасы менен заттың дисперсиясы бойынша анықланады екен. Ултанының үзынлығы бирдей болған, Бирақ сындырыў мүйеши A ҳәр қайлы болған призмалар бирдей ажыратта алыў күшине ийе болады. (9a) формуланың призма жақтылық дәстеси менен толық толған деген болжауда келтирип шығарылғанлығын нәзерде тұтыў керек.

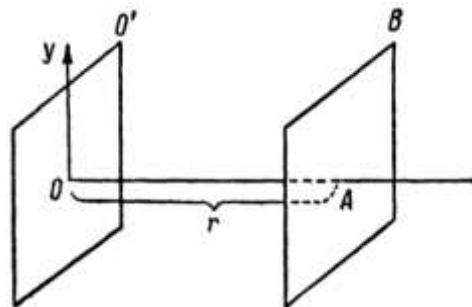
§ 282. Жақтылықтың группалық тезлиги. I томдағы 108-параграфтағы

$$y = a \cos \left(t - \frac{r}{v} \right)$$

теңлеме менен тәрийипленетуғын монохромат толқын барлық кеңисликти толтырып туратуғын ҳәм шексиз узақ даўам ететуғын кеңисликлик-үақытлық дәүирили процесс болып табылады. r кесинди базы бир басланғыш $O O'$ тегислигине салыстырғандағы AB бирдей фазалар бетинин орнын анықлады (139-сүйрет). Бирдей фазалар бетлерине нормаль болған ҳәр бир туýры бойлап айысыў у шексиз косинусоидада менен бериледи. v шамасы қалиплескен толқынлық процессте ҳәр бир бирдей фазаға ийе болған AB тегислиги қозғалатуғын тезлик болып табылады; жоқарыда айтылып өтилгениндей, бул шама фазалық тезлик деп аталады. Гюйгенс принципи бойынша сыйниў нызамын келтирип шығарғанда (255-сүйрет) толқынлардың фазалық тезликтери қаралды. Соныңтан сындырыў коэффициенти $n_{21} = v_1/v_2$ үшын аңлатпадағы v_1 ҳәм v_2 тезликтери фазалық тезликтер болып табылады.

Сындырышы затта монохромат болмаған жақтылық тарқалғанда оның монохромат болмаған айырым косинусоидалық қураұшылары ҳәр қайлы тезликлер менен тарқалады ҳәм бул жағдайда да, фазалық тезлик пенен бир қатарда группалық тезликті де қарау керек (I том, 114-параграф). Группалық тезлик ҳақында айтқанда айырым монохромат толқынларды қосылдың нәтийесинде алынатуғын қурамалы тербелмелі процесстин тербелислериниң максимумы тарқалатуғын тезлик нәзerde тутылады (майда шрифт пенен жазылған текстте бул анықламаның дәллігі жоқарылышады). Егер айырым толқынлар ҳәр қайлы тезликлер менен тарқалатуғын болса, онда бул максимум фазалық тезликлерге тең болмаған тезлик пенен тарқалады. Қәлеген толқын узынлығына ийе толқынлардың тезликлери бирдей болатуғын затта группалық ҳәм фазалық тезликлер бир бирине сәйкес келеди. Солай етип, қәлеген дисперсиялайтуғын заттағы монохромат болмаған жақтылық ушын группалық ҳәм фазалық тезликлерди айырыу керек.

139-сүйрет.
Бирдей фазалар бети.



I томның 114-параграфында группалық тезлик ν дың мынаған тең екенлиги көрсетилген еди:

$$\nu = \nu - \lambda \frac{d\nu}{d\lambda}. \quad (1)$$

Бул аңлатпада ν - фазалық тезлик, λ - толқын узынлығы. (1)-формуладан $\frac{d\nu}{d\lambda} > 0$ теңсизлиги орынланатуғын, яғни ν тезлигинин шамасы λ ниң өсиүи менен үлкейетуғын жағдайда ν группалық тезлигинин ν фазалық тезликтен киши болатуғындық көринип тур. Бул жағдайға толқын узынлығының үлкейиүи менен сындырышың коэффициенти n ниң кемейиүи сәйкес келеди. Бул жағдай мәлдир заттарда орын алады (нормаль дисперсия).

Солай етип, нормаль дисперсия областында группалық тезлик фазалық тезликтен киши болады. Толқын узынлығы үлкейген жағдайда сындырышың коэффициенти үлкейетуғын областта (күшли жутылыудағы "аномалық" дисперсия) группалық тезлик фазалық тезликтен үлкен болады.

Ис жүзинде жақтылық тербелислері барлық үақытта (белгили болған реңдеги жақтылық ажыратып алынған жағдайда) қурамалы тербелис болып, оны Фурье теоремасы бойынша косинусоидалардың шексиз көп санлы көплигине жайылға болады. Ҳәр бир косинусоидағы энергияның шексиз киши мәниси сәйкес келеди. Мысалы, усындағы қурамалы жақтылыққа қақпақты ашыу жолы менен базы бир үақыт моментинен баслап белгили болған бағытта тарқалыу мүмкіншилігін беремиз. Дисперсиялайтуғын орталықта оның ҳәр қайлы қураұшылары ҳәр қайлы тезликлерде тарқалады ҳәм бақлаушыға ҳәр қайлы үақыттарда келип жетеди. Ҳәр бир айырым қураұшы шексиз киши муғдардағы энергияны алып келеди, ал энергияның тийкарғы бөлими тербелислер максималлық болған область тәрепинен алып жүриледи. Максимумы келип жеткен үақытта бақлаушы тербелислерди сезеди. Буннан энергияның бир орыннан екинши орынға алып берилиүи ушын кететуғын үақыттың ишинде толқынның тарқалыу тезлигин өлшегендеге группалық тезликтин өлшенетуғындық түснікни болады. Бирақ, жақтылықтың тезлигин өлшеү бойынша жоқарыда тәрийипленген усыллардың (254-параграф) барлығы

да усынданай усылға киреди: Юпитердин жолдасларының тутылыу үсылы, Физо үсылы, айланышы айналар ҳәм призма үсыллары. Жулдызылық аберрация үсылы бойынша базы бир гүманның пайда болыуы мүмкін, Бирақ, терең өткерилген таллаудың бундай жағдайда да группалық тезликтин өлшенетуғынлығын көрсетеди. Солай етип, жақтылықтың тезлигин тиккелей өлшейтуғын үсыллардың барлығында да оның группалық тезлигин өлшайди.

Хаһа үшын дисперсия жүдә киши болғанлықтан, группалық тезлик ис жүзинде фазалық тезлике сәйкес келеди. Фазалық ҳәм группалық тезликлердин айырмасы көзге көринетуғын областта үлкен дисперсияға иие болған күкиртли углерод үшын Майкельсон тәрепинен табылды. Майкельсон бослықтағы ҳәм күкиртли углеродтағы жақтылықтың тезликлериниң қатнасы үшын 1,76 шамасын алды. Ал, күкиртли углеродтың жақтылықтың бослықтағы тезлигиниң фазалық тезликтеке қатнасын беретуғын сыйндырыу қорсеткиши 1,64 ке тең.

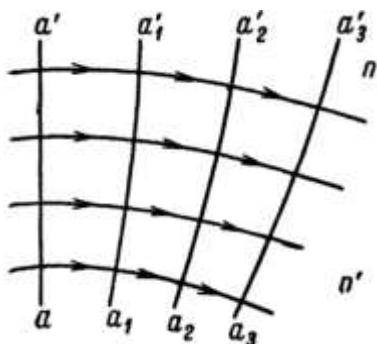
Интенсивли жұтылыу жолағының ишинде $\frac{dn}{d\lambda}$ шамасы оң мәниске иие (134-сүйрет), демек $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ ($n = \frac{c}{v}$). Усыннан басқа, резонанслық толқын үзынлығынан көп киши болмаған толқын үзынлықтарында $n < 1$, демек, фазалық тезлик $v > c$. Буннан (1)-формула бойынша жұтылыу жолағының ишинде группалық тезликтин c дан үлкен болатуғынлығы келип шығады. Бирақ, бул жүймақ салыстырмалық теориясына қайшы келмейди (салыстырмалық теориясы бойынша энергияны жақтылықтың бослықтағы тезлигинен үлкен тезлик пенен алғып беріү мүмкін емес). Мәселе соннан ибарат, затлардың жақтылықтың тарқалыу тезлигине тәсіри жақтылық толқынның атомлар менен молекулалардың құрамына киретуғын зарядланған бөлекшелер менен тәсирлесіүі бойынша анықланады. Өз-ара тәсирлесіүдің жүзеге келийи үшын толқынның сәйкес бөлекшелерге жетип келийи керек. Бөлекшелердин арасында жақтылық бослықта тарқалатуғын тезлик пенен тарқалады.

Буннан, ҳәтте группалық тезликтин шамасы с дан үлкен болған жағдайда да қәлеген затта, яғни дисперсиялайтуғын зат арқалы толқын фронтының бослықтағы жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен тарқалатуғынлығы, энергияның бир орыннан екинши орынға жақтылықтың бослықтағы тезлигинен үлкен тезлик пенен алғып берилийнин мүмкін емес екенлеги келип шығады. Қатаң теория қәлеген заттағы толқынның фронтының тезлигинин бослықтағы жақтылықтың тезлигине тең екенлегин тастырықлады. Ал, энергияның тарқалыу тезлигине келетуғын болсақ (тербелислердин максимумының тезлиги), онда (1)-формула бойынша анықланған группалық тезликтин дисперсия нормаль болған орынларда ғана энергияның тарқалыу тезлигине сәйкес келетуғынлығын көремиз. Аномалық дисперсия областында болса энергияның тарқалыу тезлиги группалық тезликтен сезилерлікей айырмаға иие болады ҳәм барлық үақытта с дан киши.

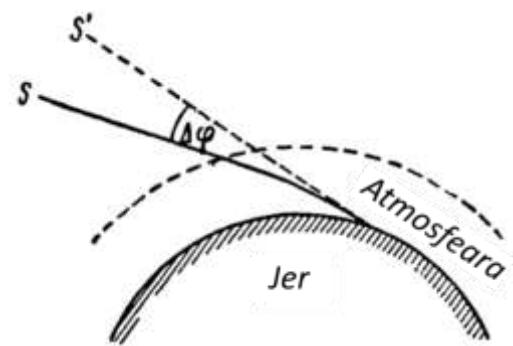
§ 283. Оптикалық жақтан бир текли болмаған заттағы жақтылықтың тарқалыуы. Оптикалық жақтан бир текли болмаған зат ҳақында гәп еткенде сыйндырыу қоэффициенти n бир ноқаттан екинши ноқатқа өткенде үзлиksiz өзгеретуғын затты нәзерде тутады. Бундай затта толқын фронтының ҳәр қыйлы бөлімлери ҳәр қыйлы тезлик пенен тарқалады, усының нәтийжесинде фронттың бети үзлиksiz түрде деформацияланады. Бирдей фазалар бетине ортогонал болған нурлар бул жағдайда ийилген болып шығады. Сыйндырыу қоэффициенти n нең n' ке шекем үзлиksiz өзгеретуғын затты қараймыз (140-сүйрет). Анықлық үшын $n < n'$ теңсизлігі орынланады деп есаптаймыз. Мейли, базы бир үақыт моментинде толқын фронтты сүйрет тегислигине перпендикуляр болған aa' тегислиги көринисине иие болған болсын. Толқынның буннан былай тарқалыуында n киши болған орынларда aa' тезирек, ал n киширек болған орынларда әстерек жылысады. Соныңтан буннан кейинги үақыт моментлериндеги оның орынлары иймек $a_1a'_1$, $a_2a'_2$ х.т.б. бетлер

менен сүйретленеди. 140-сүйретте толқын фронтының ҳәр бир орнын нормаль бағытта кесип өтетуғын нурлар төмөнгө қарап иймейеди.

Бир текли болмаған заттың мысалы сыпатында жеткиликли дәрежеде қалың қатламда қаралатуғын жердин атмосферасы хызмет ете алады. Бийикликке байланыслы атмосфераның басымының өзгериси бийикликке байланыслы сындырыў коэффициентинин өзгерисин жүзеге келтиреди. Үлкен бийиклердеги сындырыў коэффициентинин мәниси киши, ал Жердин бетиндеги сындырыў коэффициентинин мәниси үлкен. Усының салдарынан қандай да бир жулдыздан Жерге келип түсетуғын нур атмосферада сынып, иймейеди (141-сүйрет). Жулдыздың көзге көринетуғын орны S' оның ҳақыйқый орны S ке салыстырғанда жылысқан. Бул құбылысты *астрономиялық рефракция*, ал мүйешлик аүйысыў $\Delta\varphi$ *дифракция мүйеши* деп аталады. Зенитте жайласқан жулдызлар ушын астрономиялық рефракция мүйеши $\Delta\varphi$ нолге, ал горизонтта жайласқан жулдызлар ушын максималлық мәниске тең. Бул жағдайда оның мәниси $35'$ қа жетеди.



140-сүйрет. Бир текли болмаған заттағы нурлардың иймейиүи.



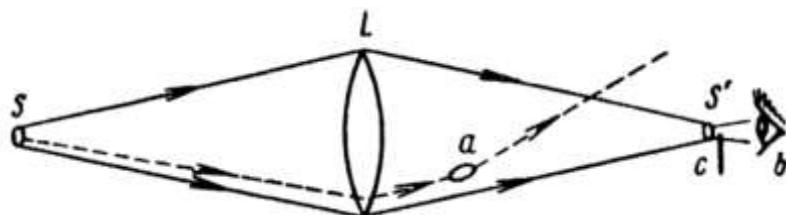
141-сүйрет. Жер атмосферасындағы нурлардың иймейиүи.

Астрономиялық рефракцияға байланыслы горизонттың қасында Құяш жалпайған болып көринеди ҳәм оның орны ҳақыйқый орнынан көтерилген болады; бул жағдай құнниң узынлығының базы бир шамаға созылышына алып келеди. Атмосферадағы нурлардың сындырың үлкен қашықтықтардағы геодезиялық өлшеўлерде есапқа алыша түрүр келеди. Атмосферадағы тосыннан жүзеге келетуғын жергилекли бир текли болмаған орынлардың пайда болыўы жулдызлардың жылтылдауына алып келеди. Жердин ямаса теңиздин қызған бетинде орын алатуғын атмосфераның температурасының бийиклик бойынша бир текли болмаўы сындырыў коэффициентинин өзгериүине алып келеди ҳәм бул құбылыс мираждың пайда болыўын түсіндіреди. Қызған беттинде нурды тарқалыўға мәжбүрлеп, миражды жасалма түрде пайда етиўге болады.

Сындырыў коэффициенти үзлиksiz өзгеретуғын областлардағы жақтылықтың сындырына мәлdir денелердеги үлкен болмаған жергилекли бир текли болмаған орынларды табыў усылы тийкарланған (шешінеге, ҳаўадағы х.т.б.). Бул усылдың схемасы 142-сүйретте келтирилген. Узын фокуслы L линзасы S' ноқатында жақтылықтың киши болған S дерегинин ҳақыйқый сүйретин пайда етеди (мысалы, ушқынның ямаса волт дугасының кратеринин). Егер S' сүйретинин артындағы b ноқатында көзди сүйреттен шықкан жақтылық оған түсетуғындей етеп жайластырақ ҳәм көзди L линзасының бетине фокусласақ, онда линзаның бетинин барлығы тең өлшеўли жақтыландырыған болып көринеди. S' сүйретинин бир бөлімин с мәлdir болмаған экран менен жапқан жағдайда да линзаның бетинин барлығы бурынғыдай жақтыландырыған болып көринеди. Себеби S' сүйретинин ҳәр бир ноқаты L линзаның барлық орынлары арқалы өткен нурлар менен пайда болады. Бирақ, экранның нурлардың бир бөлімин иркүйиниң салдарынан линзаның жақтыландырылғанлығы ҳәлсиреген болады. Егер L линза менен с экранның арасында қоршаган орталыққа салыстырғанда жақтылықты басқаша сындыратуғын қандай да бир текли болмаған a орны бар болса, онда усы

орын арқалы өтетуғын нур аўысады. Усының салдарынан с экранның қасынан бундай орын болмаған жағдайға салыстырғанда көбірек ямаса кемирек жақтылық өтеди (бир текли болмаған орынның жақтылықты қайсы бағытта аўыстыратуғының байланыслы). Нәтижеде бир текли болмаған область линзаның бетине салыстырғанда жақтырақ ямаса қараңғырақ болады. Усындай усылдың жәрдемінде сындырыў коэффициентинин мәниси заттың қоңсылас участкаларының сындырыў коэффициентинин мәнисинен жұдә киши болған бир текли болмаған орынларды табыўға болады.

Усылдың дәллігін жоқарылатыў үшін бақлауды көриў трубасының жәрдемінде өткериўге ямаса көзди L линзаның бетине фокусланған фотокамера менен алмастырыўға болады.

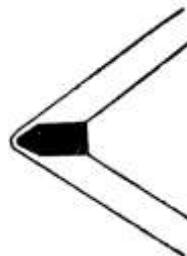


142-сүйрет. Мөлдір затлардағы бир текли болмаған орынларды анықлау усылы.

Жоқарыда келтирілген усылды оптикалық шийшениң сапасын қадағалаў үшін пайдаланады. Бундай шийшеде бир текли болмаған орынлардың болыуы (оларды свиллер деп атайды) оларды дәл оптикалық әсбапларды соғыў үшін жарамсыз етеди. Егер ушқынның жәрдемінде жұдә қысқа үақыт жақтыландырыў пайдаланылса, онда үақытқа байланыслы орны өзгерип туратуғын бир текли болмаған участкалардың бир заматлық орынларының фотосүйретин түсириўге мүмкіншилик туғылады. Усындай жоллар менен сес толқынларындағы, ҳаўада қозғалатуғын предметлер тәрепинен пайда етилетуғын партланыў толқынларындағы, мысалы ушыўшы оқ тәрепинен пайда етилген толқынлардағы қойыўласыў менен сийрекленетуғын орынлардың фотосүйрети түсириледи (143-сүйрет).

143-сүйрет.

Хаўада үшатуғын оқ пайда еткен толқынның фотосүйретин түсириў.



§ 284. Гүңгірт зат арқалы жақтылықтың өтиўи. Жақтылық нурларының дәстеси гүңгірт зат (думан, қалқып жүрген бөлекшелері бар сүйкілік, коллоидлық еритпе ҳ.т.б.) арқалы өткенде жақтылықтың бир бөлими қаптал тәреплерге қарай шашырайды; усының салдарынан қапталдан бақлағанда дәсте көринетуғын болады.

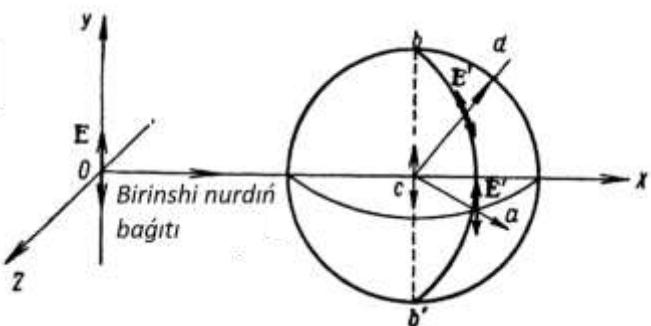
Гүңгірт заттағы қапталға қарай шашыраўдың салдарынан тарқалыў бағытында энергия ағысының тығызылығы тек жутыў бар болған жағдайға салыстырғанда тезирек кемейеди. Соныңтан гүңгірт зат үшін жақтылықты жутыў нызамының аңлатпасында [276-параграфтағы (2)-формула] ҳақыйқый жутыў коэффициенти k менен бир қатарда шашыраў менен байланыслы болған қосымша k' коэффициенти де болады:

$$u = u_0 e^{-(k+k')l}. \quad (1)$$

k' коэффициентин экспинкция коэффициенти деп атайды.

Гюйгенс-Френель принципи бойынша бослықта ямаса бир текли затта таркалатуғын толқын фронтының ҳәр бир ноқатын екинши элементар толқынлардың дереги деп қараўға болады. Бул екинши толқынлар олардың тарқалыў бағытында бир бириң күшетеди ҳәм басқа бағыттарда сөндиреди. Ис жүзинде, қәлеген заттағы оның атомлық құрылышы

тәрепинен пайда етилген бир текли емес орынлар ҳеш қандай орынды ийелемейди. Себеби, олардың өлшемлери жақтылық толқынының ұзынлығынан көп киши (жақтылық толқынының толқын ұзынлығы $\lambda \cong 10^{-5}$ см, сүйік ҳәм қатты денелердеги атомлардың арасындағы қашықтық 10^{-8} см, ал газлерде болса нормаль шарайтларда 10^{-7} см). Егер бир текли затқа бир бириңен толқын ұзынлығынан үлкен қашықтықтарда жайласқан бөлекшелер киргизилген болса (бөлекшелердин өзлериниң өлшемлериниң толқын ұзынлығынан киши болыуы мүмкін) жағдай басқаша болады. Бул жағдайды ҳәр бир бөлекшеде шашыраған толқынлар белгіли болған фазалар айырмасына ийе болмайды ҳәм барлық бағытларда бир бириң азы-кемли қүшетеди. Солай етип, қаптал тәреплерге қарай шашыраған жақтылық пайда болады.



144-сүүрет.
Шашыраған толқынның пайда болыуы; бириңи толқын тегис поляризацияланған.

Жақтылық толқынының электр векторының тәсиринде шашыратыұшы бөлекшедеги электронлар мәжбүрий түрде тербеледи ҳәм олардың өзлери толқынларды шығара баслайды. Егер бөлекше жақтылық толқынының толқын ұзынлығынан киши болса, ондағы тербелислердин жыйнағын бир электр диполының тербелесі менен алмастырыуға болады. Әпиүайылық ушын жақтылықты туұры сзызықты поляризацияланған ҳәм \mathbf{E} векторы OY көшерине параллель тербеледи дер болжаймыз (144-сүүрет). Бундай жағдайды изотроп C бөлекшесидеги мәжбүрий электр тербелислері де усы OY көшерине параллель бағытта жүзеге келеди. Олар екинши поляризацияланған сфералық толқынның пайда болыуына алып келеди. Бул шашыраған толқындағы ҳәр бир бағытта \mathbf{E}' электр векторы диполдың көшери bb' ны өзиниң ишине алатуғын тегисликте жатады; жақтылық толқынларының көлдененеңлигине байланыслы \mathbf{E}' векторы соның менен бирге толқынның тарқалыу бағытына перпендикуляр (мысалы, Ca ямаса Cd бағытларына перпендикуляр). Екинши толқынның амплитудасы XOZ тегислигінде жататуғын бағытларда максимал; диполдың көшери bb' тың бағытында ол нолге тең. Нәтийжеде биз мынаған ийе боламыз: егер бириңи дәсте тегис поляризацияланған болса, онда шашыраған жақтылық та тегис поляризацияланған болып, ҳәр қыйлы бағытларда ҳәр қыйлы интенсивликтерге ийе болады. 145-сүүретте бириңи дәстениң тарқалыу бағытына (144-сүүретте $Y0Z$ тегислигіне параллель) перпендикуляр болған тегисликтеги шашыраған жақтылықтың интенсивликтериниң тарқалыуының векторлық диаграммасы көрсетилген.

Тегис поляризацияланған дәсте гүнгірт затта тарқалғанда оған қапталдан бириңи дәстениң поляризация тегислигі тәрепинен қарағанда дәсте жақсы көринеди, егер оған бириңи дәстениң поляризация тегислигінде перпендикуляр бағытта қарағанда дәсте пүткіллей көринбейди¹³.

Шашыратыұшы бөлекшедеги мәжбүрий тербелислердин жийилиги v түсиүши толқындағы тербелислердин жийилигине тең болады. Сонықтан шашыраған

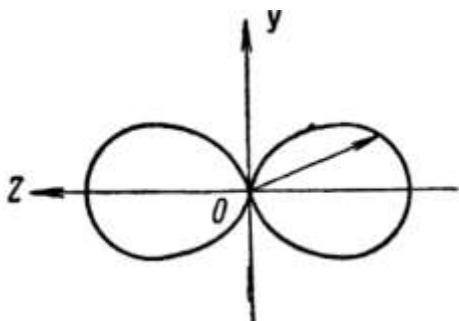
¹³ Поляризация тегислигиниң электр векторы \mathbf{E} тербелетуғын тегисликке перпендикуляр екенлегин еслетип өтемиз. 144-сүүретте XOZ тегислигі бириңи дәстениң поляризация тегислигі болып табылады.

жақтылықтың жийилиги бириńши дәстедеги жақтылықтың жийилигіндей болады. Жақтылықтың электромагнит теориясы бойынша электр диполи тәрепинен нурландырылатуғын толқынның амплитудасы оның тербелис жийилигиниң квадраты болған ν^4 шамасына пропорционал. Энергияның ағысының тығызлығы менен өлшенетуғын жақтылықтың интенсивлигі амплитуданың квадратына пропорционал. Буннан шашыраған жақтылықтың интенсивлигиниң жийиликтиң төртінши дәрежесине пропорционал болатуғының ямаса басқа сөз бенен айтқанда толқын узынлығының төртінши дәрежесине кери пропорционал екенлигі келип шығады:

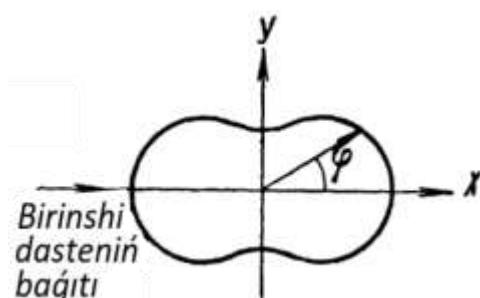
$$I \sim \nu^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (2)$$

Бул қатнас Релей нызамы деп аталады.

Майда бөлекшелерге иие болған гүңгірт затта ақ жақтылық шашырағанда шашыраған жақтылық аспан көк болып көринеди, себеби, Релей нызамы бойынша киши толқын узынлығына иие болатуғын аспан көк ҳәм көк нурлар сары ҳәм қызыл нурларға салыстырғанда күшлирек шашырайды. Ал гүңгірт зат арқалы өтетуғын ақ жақтылық киши толқын узынлығына иие болған нурлардың күшлирек шашыраўының салдарынан қызығыш реңге иие болады.



145-сүйрет. Шашыраған жақтылықтағы интенсивликтиң тарқалыўы.



146-сүйрет. Шашыраған жақтылықтың интенсивлигиниң φ мүйешинен ғәрэзлигі.

Егер бириńши дәстедеги жақтылық поляризацияланған болмаса, онда шашыраған жақтылықтың интенсивлигі түсиўши дәстеге перпендикуляр болған тегисликте жататуғын барлық бағыттарда бирдей болады. Тек шашыраған жақтылықтың интенсивлигиниң бириńши дәстениң бағыты менен шашыраў бағытының арасындағы φ мүйешинен ғәрэзлигі ғана қалады.

Интенсивликтиң φ мүйешинен ғәрэзлигі мынадай характерге иие болады:

$$I \sim (1 + \cos^2 \varphi);$$

Бул ғәрэзлик графикте бириńши дәстеге ҳәм оған перпендикуляр болған сызықта симметриялы иймеклик пенен аңғартылады (146-сүйрет).

Бириńши жақтылық поляризацияланбаған болса да шашыраған жақтылық поляризацияланған болады. Бул жақтылық толқынларының көлдененғлигиниң нәтийжеси болып табылады. Ҳақыйкатында да, бириńши дәсте OX көшериниң бағытында тарқалғанда (144-сүйрет) электр векторы E нин тербелислери YOZ тегислигінде болады. Бириńши дәстеге перпендикуляр болған бағытта шашыраған жақтылықты бақлағанда (мысалы OZ көшериниң бағытындағы) шашыратыўшы бөлекшелердеги мәжбүрий тербелислерди еки қураўшыға жиклеўге болады: бириńши OY бағытындағы, екинши OZ бағытындағы. Жақтылық толқынларының көлдененғлигиниң нәтийжесинде OZ көшериниң бағытында шашыраған жақтылық толқынларындағы тербелислер бөлекшелердин тек OY көшериниң бағытындағы тербелислериниң нәтийжесинде жүзеге келеди. Солай етип, шашыраған жақтылықтағы E' электр векторы OY көшерине параллель бағытта тербеледи ҳәм

жақтылық толық поляризацияланған болады. Бириңи дәстеге салыстырғанда қыя бағытта шашыраған жақтылық ярымлай поляризацияланған.

Егер шашырататуғын бөлекшелердин өлшемлери жақтылықтың толқын узынлығынан үлкен болған жағдайларда жокарыда келтирилген нызамлықтар орынланбайды. Бундай бөлекшелер үшін шашыраған жақтылықтың интенсивилги толқын узынлығының квадратына кери пропорционал. Ири шашыратышы бөлекшелер бар болған жағдайда шашырағын ақ жақтылық Релей нызамы орынланатуғын майда шашырататуғын бөлекшелер болған жағдайға салыстырғанда аспан көк реңге кемирек ийе болады. Бул мынадай жақсы белгили болған фактке сәйкес келеди: майда тамшылардан туратуғын думан көк болып, ал ирирек болған тамшылардан туратуғын думан ақ болып көринеди.

Ири бөлекшелер болатуғын жағдайда шашыраған тек ярымлай поляризацияланған ҳәм поляризация дәрежеси бөлекшелердин өлшемлери менен формаларынан ғәрезли болады. Усының менен бирге шашыраған жақтылықтың интенсивилгинин шашырау бағытынан ғәрезлигі де әдеүир құрамалы характеристеге ийе.

Усы параграфтың басында бир текли заттың жақтылықты шашыратпайтуғынлығы көрсетилген еди. Бирақ, ҳақыйқатында, оғада муқыятлы түрде шаңлардан тазартылған ҳәм өзге бөлекшелерге ийе болмаған заттар да базы бир дәрежеде жақтылықты шашыратады. Л.И.Мандельштам менен М.Смолуховскийлер оның себебинин тығызлықтың флюктуацияларының бар болыўы менен байланыслы екенлигин анықлады. Тығызлықтың флюктуациялары заттың құрылышының молекулалық-кинетикалық тәбийты менен байланыслы болғанлықтан (I томға қараңыз), флюктуациялардағы шашырауды молекулалық шашырау деп атайды.

Молекулалық шашырау газларде де, сүйіктіліктерде да, қатты денелерде де орын алады. Ол жүдә әззи болып, көпшиликтік жағдайларда оның көлем бирлигиндеги шамасы бириңи дәстениң энергиясының 10^{-6} - 10^{-7} бөлегін ғана құрайды.

Молекулалық шашыраудың интенсивилги температураға байланыслы жоқарылайды. Себеби, температура жоқарылағанда тығызлықтың флюктуациялары күшлирек болады.

Усы белгиси бойынша молекулалық шашырау өзге бөлекшелердин бар болыўы менен байланыслы болған шашыраудан өзгешеликке ийе. Өзге бөлекшелердин бар болыўы менен байланыслы болған шашырау температурадан ғәрезли болмайды. Бириңи дәсте тегис поляризацияланған болған жағдайда флюктуацияларда шашыраған жақтылық поляризацияланған, Бирақ ярымлай. Оның деполяризация дәрежеси молекулалардың анизотропиясының дәрежесинен ғәрезли.

Аспанның көк реңи молекулалық шашырау менен түсндириледи. Молекулалық қозғалысларға байланыслы атмосферадағы үзлиksiz түрде пайдаланылған жағдайда, Релей нызамы бойынша аспан көк ҳәм көк реңли нурлар сары ҳәм қызыл нурларға салыстырғанда күшлирек шашырайды. Аспан гүмбези тәрепинен шашыратылған жақтылық ярымлай поляризацияланған; бул поляризацияның шамасы менен характеристики теориялық есаплау үсылы менен алынған нәтийжелерге сәйкес келеди.

Теория экстинкция коэффициенти k' тың мәнисин де береди. Газдеги молекулалық шашырауышын экстинкция коэффициенти

$$k' = \frac{8\pi^3}{3N\rho} \cdot \frac{(\varepsilon - 1)^2}{\lambda^2}$$

түрине ийе. Бул аңлатпада N - Авагадро саны, ρ - тығызлық, ε - диэлектриклик тығызлық.

1912-жылы Тенериф пикинде өткерилген бақлаулар бойынша атмосфера да шаң болмаған шараптларда ҳаұа ушын k' коэффициентинің мәниси $5,6 \cdot 10^{-7}$ см⁻¹ (нормаль басым менен температурада $\lambda = 0,375$ мкм толқын узынлығындағы жақтылық ушын) шамасына тең болып шықты. Буннан, Авагадро саны ушын $N = 6,6 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ шамасы алынады. Бул шама бақлаулардың қәтелигинин шеклеринде ҳақыйқый мәнисине сәйкес келеди.

Әдеүир үлкен болған флюктуациялардың пайда болыўы ушын шарайт затлардың критикалық ҳалларының қасында пайда болады. Бул флюктуациялардың бар болыўының нәтийжесинде жақтылықтың интенсивли түрде шашырауы орын алады. Ҳақыйқатында да, критикалық температурада жақтылықтың интенсивли түрдеги шашырауы орын алады ҳәм оны *критикалық опалесценция* деп атайды. Интенсивли түрдеги молекулалық шашыраудың еритпелерде араласыўдың критикалық температурасында бақланады. Араласыўдың критикалық температурасы дегенде белгили болған пропорцияда алынған еки сүйкілік бир текли араласпаны пайда ететуғын температуралық түснеди. Араласыўдың критикалық температурасына жақынлағанда концентрацияның үлкен флюктуацияларының пайда болады ҳәм бул жағдай жақтылықтың интенсивли түрдеги шашырауына алып келеди.

Л.И.Мандельштам сүйкіліктың бетинде де жақтылықтың шашырауының орын алатуғынлығы анықлады. Молекулалардың жыллылық қозғалысларының ақыбетинде сүйкіліктың бети идеал айна болмайды ҳәм соның менен бирге базы бир гүңгиртликке ийе болады. Бирақ, әдеттеги шараптларда бет керими күшлеринин бар болыўының салдарынан бул гүңгиртлик жүдә әззи көринеди.

Бет керими коэффициентлеринин мәнислери бир бирине жақын болған еки сүйкіліктың арасындағы шегарада бет керими күшлеринин тутқан орны әдеүир киши. Ҳақыйқатында да, еки сүйкіліктың шегарасында жақтылықтың әдеүир үлкен болған шашырауы бақланады.

Шашыраған жақтылықты үйрениү физикалық химиядағы қандай да бир затларда жүзип жүрген коллоидлық бөлекшелердин физикалық қәсийеттерин изертлегендеге әхмийетли орынды ийелейди.

Шашыраған жақтылықтың болыўы еритпеде коллоидлық бөлекшелердин бар екенлигин көрсетеди. Релей нызамы бойынша шашыраған жақтылықтың интенсивлиги толқын узынлығының төртнинши дәрежесине кери пропорционал ҳәм шашыратыушы бөлекшелердин көлеминин квадратына туўры пропорционал (бөлекшелердин өлшемлери толқын узынлығынан киши болған шараптларда). Солай етип, шашыраған жақтылықтың интенсивлиги ҳәм реңи бойынша коллоидлық бөлекшелердин өлшемлери ҳақында гәп етиүге болады.

Толқын узынлығының төртнинши дәрежесине кери пропорционаллық нызамы металлардың коллоидлық бөлекшелери ушын орынланбайды. Бундай бөлекшелер жақтылықтың тек шашыратып ғана қоймай, селективли түрде жутады да.

Демек, коллоидлық бөлекшелердин еритпеси арқалы өтетуғын жақтылықтың реңи еки себептен ғәрэзли екен: бөлекшелердеги нурлардың шашырауынан ҳәм олардағы жұтылыуынан. Бул өткен жақтылықтың реңиниң бөлекшелердин өлшемлеринен қурамалы түрдеги ғәрэзлигине алып келеди. Мысалы, гүмистин коллоидлық еритпеси бөлекшелердин өлшемлерине байланыслы қызыл ямасы жасыл реңге боялыуы мүмкін.

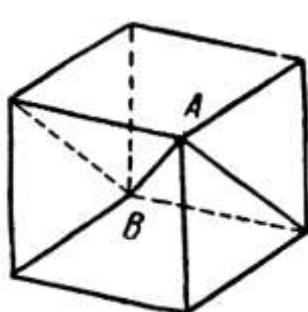
Қандай да бир мөлдир қатты денениң ишинде коллоидлық бөлекшелерде де жақтылықтың шашырауы бақланады. Мысалы, шийшеде коллоидлық бөлекшелердин болыўы оған қызығыш-көк ("рубин") реңин береди.

XXV БАП

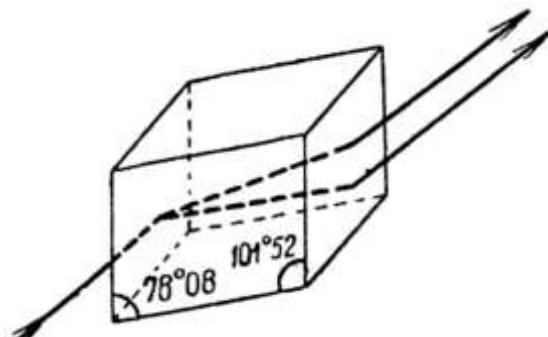
ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ АНИЗОТРОП ЗАТЛАР АРҚАЛЫ ӘТИЙИ

§ 285. Жақтылықтың анизотроп затлар арқалы әтийи. Жақтылықтың анизотроп затлар (кристалл) арқалы әтийи бир қатар өзине тән құбылыслар менен байланыслы. 1670-жылдың өзинде Эразм Бартоломинус жақтылық нұры исланд шпаты арқалы өткенде еки нурға ажыралатуғынлығын бақлады. Бул құбылыс қос нур сындырыў атамасына ийе болды¹⁴.

Исландия шпаты кристаллы ромбоэдрди пайда етип, белгили болған тегисликлер бойынша бөлинеди (бөлиниў тегисликleri) (147-сүйрет). Бүндай кристалдағы сыныўдың нәтийжесинде жақтылықтың жицишке дәстеси ҳәр қыйлы болған бир неше бағытларда еки дәстени береди. Егер дәстелер жеткиликли дәрежеде жицишке болса, онда кристалдан шыққанда еки дәсте де келип түскен дәстеге параллель болады. Ал кристал жеткиликли дәрежеде қалың болса, онда еки дәсте бир бириңен кеңисликте көбірек ажыралған болады (148-сүйрет). Көз бенен усындей кристалл арқалы қандай да объектке қараса, ол екиленеди. Мысалы, ақ қағазға қара ноқатты түсірсек ҳәм оған исландия шпаты кристаллы арқалы қарасақ, онда еки ноқатты көремиз.



147-сүйрет. Тәбийи исландия шпаты кристаллы; AB көшерине параллель болған қәлеген туұры оптикалық көшер болып табылады.



148-сүйрет. Исландия шпаты кристаллындағы қос нур сындырыў.

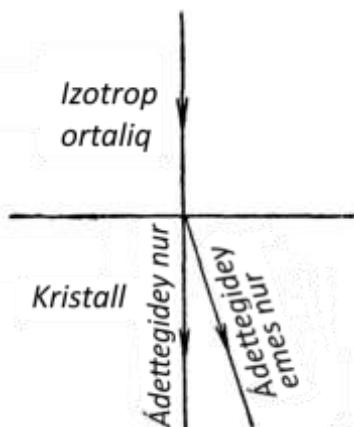
Басқа мөлдир кристаллардың көпшилиги қандай да бир шамада қос нур сындырыў қәсийетине ийе болады. Кублық системаға киретуғын кристаллар қос нур сындырыў қәсийетине ийе емес (мысалы тас дұзы кристаллары).

Қандай да бир жоллар менен кристалдан тегис параллель пластинканы кесип алғып, ондағы қос нур сындырыўда пайда болған еки нурдың бағытларын изертлегендеге олардың бири ушын түсиў мүйеши өзгергенде түсиў мүйешиниң синусының сыныў мүйешиниң синусына қатнасы $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$ шамасының турақлы болып қалатуғынлығына көз жеткериүге болады; бул нур түсиўши нур, нурдың түсиў ноқатында пластинканың бетине түсирилген нормаль менен бир тегисликте жатады. Солай етип, бул нур әдеттегидей нур деп атайды. Екинши нурды әдеттегидей

¹⁴ Көмир қышқыл қальцийдин ($CaCO_3$) гексагоналлық системаға киретуғын кристаллы.

емес нур деп атайды. Түсиў мүйешиниң шамасы өзгергенде оның ушын $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$ қатнасы турақлы болып калмайды. Ҳэтте жақтылық пластинканың бетине нормаль бағытта түскенде де әдettегидей емес нур дәслепки бағытынан бурылады (149-сүйрет). Бундай жағдайда $\sin i_1 = 0$, ал $\sin i_2 \neq 0$ ҳәм $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$ қатнасы да нолге тең болады. Әдettегидей емес нурдың кристалдан ҳауаға өтийинде түсиў мүйешиниң синусының сыныў мүйешиниң синусына қатнасы шексизликке тең болыуы мүмкін. Әдettегидей емес нур, әдette, түсиў тегислигингинде, яғни түсиўши нур ҳәм бетке түсирилген нормаль менен бир тегисликтे жатпайды. Әдettегидей емес нурдың сыныў мүйеши, соның менен бирге оның менен түсиў тегислигинин арасындағы мүйеш тек ғана басланғыш нурдың түсиў мүйешинен ғана емес, ал кристалдың оптикалық көшерине салыстырғандағы (төменде қараңыз) пластинканың сындырышы бети менен түсиў тегислигинин ориентациясынан да ғәрэзли.

Нурлардың екеүі де, әдettеги нур да, әдettегидей емес нур да бир бириңе перпендикуляр болған тегисликлерде толық поляризацияланған.



149-сүйрет.

Кристалдың сындырышы бетине нормаль бағытта келип түскендеги әдettегидей емес нурдың бурылыуы.

Түсиўши нурдың бағытын өзгертип кристалдың ишинде нурлардың екиге бөлинбей тарқалатуғын бағытлардың бар екенлигине көз жеткериүге болады. Исландия шпатында тәбийи ромбоэдрдин доғал мүйешин тутастыратуғын AB диагоналына параллель болған бағыт усындай бағыт болып табылады (147-сүйрет). Кристалдың қәлеген ноқатынан қос нур сындырыў орын алмайтуғын бағытта түсирилген түрү оптикалық көшер деп аталады. Оптикалық көшер менен берилген нур жататуғын тегислик усы нурға сәйкес келетуғын бас кесим ямаса кристалдың бас тегислиги деп аталады. Элбette, кристалл арқалы шексиз көп сандағы оптикалық көшерлерди ҳәм шексиз көп сандағы бас кесимлерди өткериүге болады Қәлеген еки бас кесимниң кесилисүй сыйығы оптикалық көшер болып табылады.

Әдettегидей нур оған сәйкес келетуғын бас кесим тегислигинде, ал әдettегидей емес нур болса оған сәйкес келетуғын бас кесим тегислигине перпендикуляр бағытта поляризацияланған¹⁵.

Улыўма айтқанда, әдettегидей ҳәм әдettегидей емес нурлардың бас кесимлери бир бириңе сәйкес келмейди. Бирақ, көпшилилк жағдайларда әдettегидей ҳәм әдettегидей

¹⁵ Егер кристалдағы бир бағыт бойынша дәслеп сынған нурлардың бири, ал кейнинен екиншиси өтетуғында етип түсиўши нурдың бағытын өзгертертуғын болса, онда әдettегидей ҳәм әдettегидей емес нурлардың поляризация тегисликлери қатаң түрде бир бириңе перпендикуляр болады. Егер әдettегидей ҳәм әдettегидей емес нурлар бир үақытта бир түсиўши нурдан пайда болатуғын болса (әдette үсындай жағдай орын алады), ондай жағдайда олардың поляризация тегислиги, улыўма айтқанда бир бириңе толық перпендикуляр болмайды (төменде қараңыз). Себеби әдettегидей ҳәм әдettегидей емес нурлар ушын, улыўма айтқанда бас кесимлер бир бириңе сәйкес келмейди.

емес нурлардың бас кесимлери тегисликлериниң арасындағы мүйеш киши ҳәм, соған сәйкес, еки нурдың поляризация тегисликлериниң арасындағы мүйеш $\pi/2$ ге жақын.

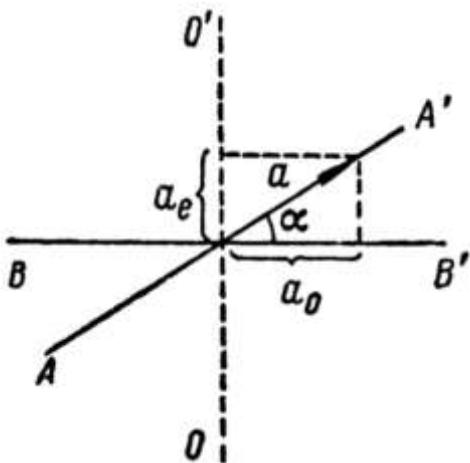
Егер оптикалық көшер түсій тегислигінде жатса, онда еки бас кесим бир бирине сәйкес келеди.

Қос нур сындырыў тек бир бағытта орын алмайтын кристалларды *бір көшерли* кристаллар деп аталады. Қос нур сындырыў орын алмайтын еки бағыт бар кристаллар да бар, оларды *еки көшерли* кристаллар деп атайды.

Мөлдир бир көшерли кристаллардың көпшилигінде әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардың жұтылыуы бирдей болады. Бирақ, нурлардың бири құшлирек жұтылатуын кристаллар да бар. Бундай ҳәр қайлы жұтыуды дихроизм деп атайды.

Көзге көринетуын нурларда турмалин кристаллында жұдә құшли дихроизм бақланады. Қалыңлығы 1 мм болған турмалин кристалларында әдеттегидей нур дерлик толық жұтылады. Турмалиннин бул қәсийети поляризациялық жақтылықты алғы ушын қолланылады.

Тәбийи қатты кристаллар менен бир қатарда қос нур сындырыў сүйік кристаллар деп аталауын заттарда, деформациялаған жағдайда аморф денелерде ҳәм электр майданына жайластырылған сүйіктыларда бақланады (293-параграф).



150-сүйрет.

Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардағы тербелислердин амплитудалары.

Усы үақытқа шекем биз кристалға тәбийи жақтылық түседи деп болжадық. Бундай жағдайда сынған әдеттегидей нурлар да, әдеттегидей емес нурлар да толық поляризацияланған ҳәм бирдей жарықтылышқа иие еди (дехроизм болмаған жағдайда). Енди кристалға қандай да бир белгили болған тегисликтегі поляризацияланған жақтылық келип түседи деп болжаймыз. Улыұма айтқанда, бул жағдайда да еки нур пайда болады. Бирақ олардың жарықтылышы бирдей болмайды. Мейли, AA' (150-сүйрет) түсіүши толқынның электр векторы тербелетуын тегисликтегі поляризацияланған жақтылық болсын (бул тегисликтегі түсіүши толқынның поляризация тегислигінде перпендикуляр). Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардың бас кесимлериның арасындағы айырманы есапқа алмаймыз ҳәм бул тегисликлерди бир бирине сәйкес келетуын тегисликлер деп болжаймыз. Мейли, OO' еки нурдың бас кесими OO' тегислигінде поляризацияланған, демек, әдеттеги толқындағы электр векторы OO' тегислигінде перпендикуляр болған BB' тегислигінде тербеледи. Шағылышы менен жұтылыудың салдарынан жоғалтыларды есапқа алмағандағы әдеттегидей нурдың BB' бағытындағы амплитудасы a_0 мынаған тең:

$$a_0 = a \cos \alpha.$$

Бул теңдикте α арқалы әдеттегидей нурдағы түсіүши, сынған нурлардың тербелис тегисликлериниң арасындағы мүйеш белгиленген. Энергияның ағысы амплитуданың

квадратына пропорционал болғанлықтан, әдеттегидей нурдың ағысы W_0 ушын мынадай аңлатпана аламыз:

$$W_0 = W \cos^2 \alpha. \quad (1)$$

Бул аңлатпада где W - түсіүши нурдағы энергияның ағысы.

Әдеттегидей емес нур кристалдың бас кесимине перпендикуляр тегисликте поляризацияланған, ондағы тербелислер бас кесим OO' тегислигинин өзинде жүзеге келеди. Сонықтан әдеттегидей емес нурдың амплитудасы a_e

$$a_e = a \sin \alpha$$

хәм, усыған сәйкес, энергияның ағысы W_e мынаған тең:

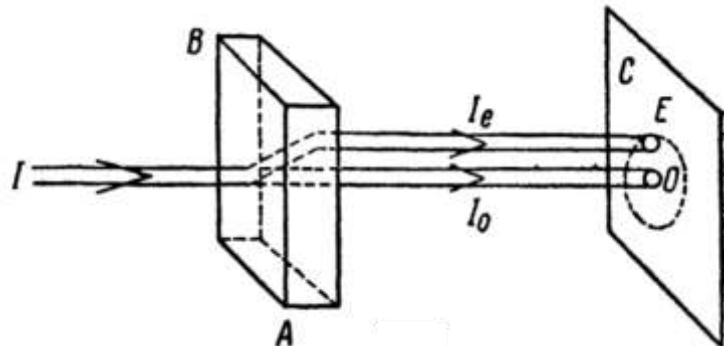
$$W_e = W \sin^2 \alpha. \quad (1a)$$

Бир тегис поляризацияланған нурдан пайда болған әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлардағы энергияның ағысын анықтайтуғын (1)- хәм (1a) формулаларды Малю нызамы деп атайды¹⁶. Тегис поляризацияланған нур ушын әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлардағы ағыслардың қатнасы ушын (1)- хәм (1a) формулалар бойынша

$$\frac{W_e}{W_0} = \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

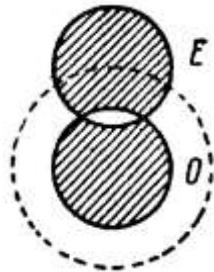
151-сүүрет. Тегис поляризацияланған нурдан пайда болған әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлардың интенсивликтерин салыстырыу.



Еки нурдағы ағыслардың қосындысы түсіүши нурдағы ағысқа тең

$$W \cos^2 \alpha + W \sin^2 \alpha = W.$$

Бул теңлик энергияның сақланыў нызамынан келип шығады.



152-сүүрет.

Әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлардың интенсивликтеринин қосындысының турақлы болыўы.

Биз алған нәтийжелерди тәжирийбеде аңсат иллюстрациялаўға болады. Мейли, тегис поляризацияланған жақтылықтың жинишике дәстеси пластинка түринде кесип алынған кристалдың AB қапталына нормаль бағытта келип түсетуғын болсын (151-сүүрет). Егер кристалдың оптикалық көшери AB қапталына нормаль бағытта түспейтуғын, соның менен бирге параллель де емес болса, онда әдеттегидей емес I_e нұры кристалда бұрылады хәм

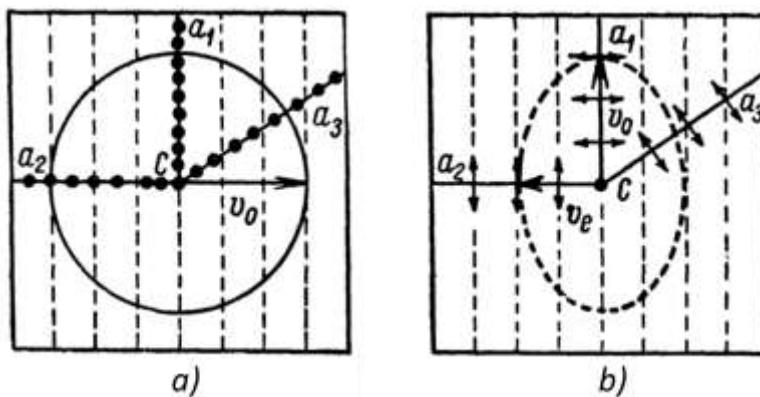
¹⁶ Ресми тилиндеги физикалық әдебиятта (1) хәм (1a) формулалар гейпара ўақыттары Малю нызамы деп те аталады. Бул формулалар 1810-жылы француз физиги Malus тәрепинен көлтирип шығарылды (Малю деп оқылады) хәм экспериментте Араго тәрепинен тастырықланды.

оннан әдеттегидей нур I_0 ге параллель болып шығады. Еки нур C экранында O ҳәм E дөңгелеклерин береди. Кристалды әдеттегидей нур I_0 менен сәйкес келетуғын көшердиндегерегинде бурғанда экрандағы O дөңгелеги қозғалыссыз қалады, ал E дөңгелеги 151-сүйретте көрсетилгендей болып жылжыйды. Бундай жағдайда дәстелердин жарықтығы өзгереди. Егер кристалды оның бас кесими түсіүши жақтылықтың поляризация тегислигине параллель жайластырсақ ($\alpha = 0$), онда I_0 нұры максималлық жарықтыға ийе болады, ал I_e нұры сөнеди. Кристалды бурғанда әдеттегидей емес I_e нұры пайда болады ҳәм оның жарықтығы $\alpha = \pi/2$ теңлиги орынланғанда максималлық мәниске жетеди; бундай жағдайда әдеттегидей нур болмайды. $\alpha = \pi$ теңлиги орынланғанда әдеттегидей нур қайтадан максималлық жарық болып, әдеттегидей емес нур сөнеди ҳ.т.б.

Усының менен бир қатарда еки нурдың жарықтығының қосындысының турақты болып қалатуғының аңсат тексерип көриүге болады. Оның ушын жақтылықтың түсіүши нұрын C экранындағы O ҳәм E нурлары бир бири менен базы бир дәрежеде бетлесетуғын болыуы ушын түсіүши нурды кеңейтемиз (152-сүйрет). Бундай жағдайда кристалды бурғанда дөңгелеклердин ҳәр бириниң жарықтығы өзгереди, Бирақ олар бир бири менен бетлесетуғын областта жарықтығы барлық үақытта өзгериссиз қалады.

§ 286. Бир көшерли кристалдағы толқынлық бетлер. Бир көшерли кристаллардағы қос нур сындырыў құбылысы бириńши рет Гюйгенс тәрепинен оның 1690-жылды жарық көрген "Жақтылық ҳаққындағы трактат" китабында түсіндірилди. Гюйгенс кристалдағы әдеттегидей нурға сфера тәризли толқынлық бет, ал әдеттегидей емес нурға айланыў эллипсоиды түриндеги бет сәйкес келеди деп болжады. Гюйгенстиң гипотезасы жақтылықтың тәбияты ҳәм кристаллардың құрылышы ҳаққындағы ҳәзирги заман көзқарасларына сәйкес келеди.

Кристаллардың анизотропиясы олардың тек макроскопиялық қәсийетлеринде ғана емес (серпимлилік, жыллылық кеңейиўи ҳ.т.б.), ал олар туратуғын бөлекшелердин қәсийетлеринде де көринеди. Кристалларды пайда ететуғын атомлар менен ионлар, әдетте, анизотроп вибраторлар болып табылады. Анизотроп вибратор өзиниң меншикли тербелис жийилигі менен бирге (изотоп вибратор сыйқы) бир бирине перпендикуляр толық белгili болған үш бағытта ҳәр қыйлы ω_1 , ω_2 ҳәм ω_3 меншикли тербелис жийиликлерине ийе болады.



153-сүйрет. Кристалдағы еки түрли толқынлық бетлердин пайда болыуы: a) сфералық ҳәм b) - эллипс тәризли.

Вибраторлардың усындағы анизотропиясы олардың асимметриясы (симметрия болмаған құрылышқа ийе молекулалар) ямаса кристаллық пәнжередеги ҳәр бир бөлекшеге тәсир ететуғын күшлердин қарakterи менен байланыслы болады. Егер жақтылық толқындағы электр векторының тербелислерининг бағыты, мысалы, жоқарыда еслетилип өтилген бириńши бағыт пенен сәйкес келетуғын болса, онда мәжбүрий

тербелислердин амплитудасы жақтылықтың жийилиги ω ның квадраты менен ω_1 меншикли тербелис жийилигиниң квадратының айырмасы менен анықланады. Егер кристалл электр векторының бағыты басқа бағытлардың бирине сәйкес келетуғын, мысалы, екинши бағытқа сәйкес келетуғын болса, онда мәжбүрий тербелислердин амплитудасы $\omega^2 - \omega_0^2$ айырмасының мәниси бойынша анықланады. Бул жақтылық толқынындағы тербелислердин ҳәр қыйлы бағытларына жутыў жолағының ҳәр қыйлы тәсириниң болатуғының, усыған байланыслы ҳәр қыйлы тарқалыў тезликлериниң сәйкес келетуғынлығына алып келеди (279-параграф). Бир көшерли кристаллар ушын үш меншикли тербелислердин екеўи бир бирине сәйкес келеди. Сонықтан тек еки жийилик бир бирине тең емес.

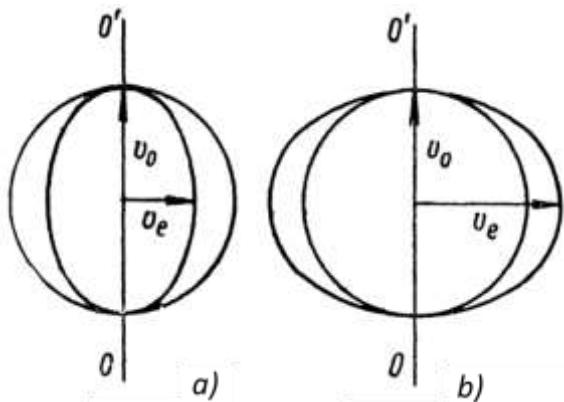
Кристалды пайда ететуғын бәлекшелер усы кристалдың оптикалық көшериниң бойындағы тербелислер ушын ω_1 меншикли тербелис жийилигине, ал оптикалық көшерге перпендикуляр бағытта ω_2 меншикли тербелислер жийилигине ийе болсын.

Кристалда бас кесим тегислигін айырып аламыз ҳәм базы бир C ноқатынан бул тегисликтеги ҳәр қыйлы бағытларда тарқалатуғын нурларды қараймыз (153-сүрет). Мейли, бул нурлардың ҳәр қайсысы толық поляризацияланған ҳәм нурлардың ҳәр қайсысы кристалдың биз қарап атырған бас кесимине перпендикуляр бағытта тербелетуғын болсын.

153-а сүретте оптикалық көшерге параллель болған бағытлар пунктір сызықтар менен, ал электр векторының тербелислериниң бағыты ноқатлар менен белгиленген. Көринип турғанындей, Ca_1 , Ca_2 ҳ.т.б. нурлардың қәлегени ушын тербелислер оптикалық көшерге перпендикуляр. Усының салдарынан жақтылық толқыны вибраторларды меншикли тербелис жийилиги ω_2 болған жийилик сәйкес келетуғын оптикалық көшерге перпендикуляр бағытта тербеледи; демек, тербелислери бас кесим тегислигінен перпендикуляр болған барлық нурлар бирдей v_0 тезлиги менен тарқалады. C орайынан шыққан барлық нурлар бирдей үақыт аралығында жетип келетуғын ноқатлардың геометриялық орны 153-а сүретте тутас сызық пенен көрсетилген шеңберди пайда етеди. Егер биз C ноқаты арқалы өтетуғын мүмкін болған барлық бас кесимлердин жыйинағын қарасақ, онда барлық нурлардың ушларының геометриялық орны сфера болып табылады. Поляризация тегислигі электр векторының тербелислери жүзеге келетуғын тегисликке перпендикуляр болғанлықтан, биз қарап өткен жағдай бас кесим тегислигінде поляризацияланған жақтылыққа сәйкес келеди. Буннан биз мынадай жуўмаққа келемиз: кристалдың бас кесимлериниң тегислигінде поляризацияланған нурлар барлық тәреплерде бирдей v_0 тезлиги менен тарқалады. Олар бети изотроп орталықтардағыдан сфера тәризли болған толқын фронтын пайда етеди ҳәм усыған сәйкес әдеттегидей сыйныў нызамына бағынады. Бул нурлар ушын сыйндырыў коэффициенти $n = \frac{c}{v}$, бул теңликтегі c арқалы сыйныў коэффициенти белгиленген.

Енди электр векторының тербелислери бас кесим тегислигінде тербелетуғын нурларды қараймыз (153-б сүрет). Бул кристалдың бас кесими тегислигінен перпендикуляр болған тегисликте поляризацияланған жақтылыққа сәйкес келеди. Сүретте көринип турғанындей, ҳәм қыйлы болған Ca_1 , Ca_2 , Ca_3 нурлары ушын тербелислер оптикалық көшерге ҳәр қыйлы мүйешлер менен жүзеге келеди. Мысалы, Ca_1 нұрындағы тербелислер оптикалық көшерлерге перпендикуляр, ал Ca_2 нұрындағы тербелислер оптикалық көшерге параллель. Бул нурлардың бириňшиси вибраторлардың амплитудасы ω_2 жийилиги менен анықланатуғын тербелисін пайда етеди ҳәм, сонықтан, v_0 тезлиги менен тарқалады. Екинши Ca_2 нұры вибраторлардың амплитудасы ω_2 жийилиги менен анықланатуғын тербелисін пайда етеди ҳәм сонықтан оның тезлиги Ca_1 нұрының тезлигинен өзгеше болыўы керек; бул тезлиkti v_e арқалы белгилеймиз. Қандай да бир

басқа бағытта тарқалатуғын нур, мысалы Ca_3 нұры v_e менен v_0 тезликлеринің арасындағы тезлик пенен тарқалады. Солай етип, кристалдың бас кесимине перпендикуляр тегисликтे поляризацияланған нурларға ҳәм қыйлы бағытта ҳәр қыйлы болған тезликтер сәйкес келеди. Усының нәтийжесинде толқынлық бет изотроп заттағыға салыстырғанда басқаша формаға, атап айтқанда айланыў эллипсоидының формасына иие болады. Оның бас тегисликлердеги кесимлеринің бири 153-б сүретте көрсетілген (әдеттегидей емес нурлардың толқынлық бетиниң ҳақыйқатында да айланыў эллипсоиды болатуғының дәлили 287-параграфта қараңыз). Усындай толқынлық бетке сәйкес келетуғын нурлар әдеттегидей сыйнұй нызамына бағынбайды.



154-сүрет.
a) оң ҳәм b) терис кристаллардағы
толқынлық беттер.

Базы бир кристаллар ушын оптикалық көшерге параллель болған тербелислердин тарқалыў тезлиги оптикалық көшерге перпендикуляр болған тербелислердин тарқалыў тезлигине салыстырғанда киши ($v_e < v_0$). Бундай кристалларды оң *кристаллар* деп атайды, олар ушын эллипсоид тәризли толқын бетиниң үлкен ярым көшери сфералық толқынлық беттин радиусына сәйкес келеди (154-а сүрет). *Терис* деп аталатуғын басқа кристаллар ушын эллипсоидтың киши ярым көшери сфералық толқынлық беттин радиусы менен сәйкес келеди (154-б сүрет). Еки жағдайда да OO' оптикалық көшери эллипсоид ҳәм сфера тәризли беттердин тийисиү ноқаты арқалы өтеди, бул көшер арқалы қәлеген тегисликте поляризацияланған нурлардың тарқалыў тезликтери бирдей.

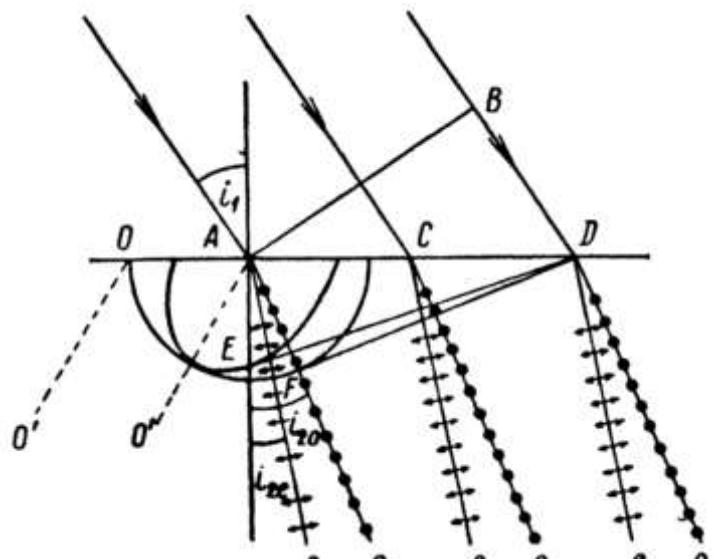
§ 287. Бир көшерли кристаллардағы әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларды табыў. Бир қатар дара жағдайлар ушын бүннан алдыңғы параграфта орнатылған сфера ҳәм эллипсоид тәризли толқынлық бетлер ҳақындағы көз-қарасларды бир көшерли кристаллардағы әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларды қурыў ушын пайдаланамыз.

1. *Түсіү тегислигінде OO' оптикалық көшери кристалдың сындырыўшы қапталына сүйір мүйеш жасайды* (155-сүрет). Мейли, кристалдың сындырыўшы қаптал бетине тегис AB толқын фронты түсетеуғын болсын. Түсіү мүйеші i_1 шамасына тең. B фронтының оң шети биринши орталықта D ноқатына тарқаламан дегенше кристалда A ноқатының дөгерегинде сфералық ҳәм эллипсоидалық болған еки толқынлық бет пайда болады. Олар бир бири менен AO' оптикалық көшериниң бағытында тийиседи. 155-сүретте эллипсоида тәризли бет өзиниң барлық ноқатлары менен сфера тәризли беттин ишинде жайласады. Бул жағдай оң кристалға сәйкес келеди. A менен D ноқатларының ортасындағы барлық ноқатлардан да толқынлық бетлер пайда болады, Бирақ бул бетлердин өлшемлери киши. Гюйгенс принципи бойынша биз DF - сфераларға урынба ҳәм DE эллипсоидларға урынба болған еки бетти өткериүимиз керек. Бириňши сынған әдеттегидей толқынның фронтын, екиншиси әдеттегидей емес сынған толқынның фронтын береди. Әдеттегидей сынған Ao , Co ҳәм Do нурларын сфералық бетлердин DF тегислигі менен кесилисіү орынларына сызықтарды жүргизиў арқалы аламыз. Әттегидей емес нурлардағы электр векторының

тербелислери сүйрет тегислигine паралель болған кристалдың бас кесимине перпендикуляр тегислигine перпендикуляр бағытта жүзеге келеди; олар ноқатлардың жәрдеминде белгиленген. Сынған әдеттегидей емес Ae , Ce ҳәм De нурларын эллипс тәризли бетлердин DE тегислигi менен тийисетуғын ноқатлары арқалы сзыық жүргизиў жолы менен аламыз. Биз қарап атырған жағдайда олар түсиў тегислигинде жатады, Бирақ олар толқын фронтына нормаль бағытланған емес. Әдеттегидей емес нурларда электр векторының тербелислери кристалдың бас кесими тегислигинде жүреди (стрелкалардың жәрдеминде көрсетилген). Солай етип, сүйретте ҳәр қыйлы бағытларда тарқалатуғын әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардың еки системасының пайды болатуғынлығы көрсетилген.

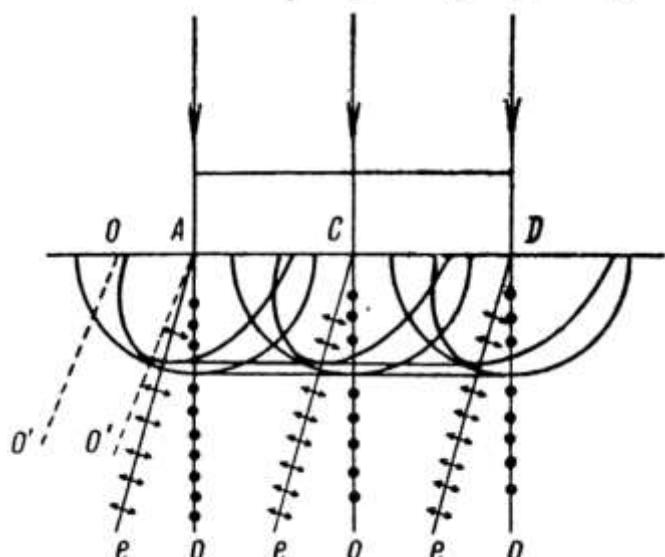
155-сүйрет.

Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларды құрыў: OO' оптикалық көшери түсиў тегислигинде сындырыўши қаптал бет пенен сүйир мүйеш жасап жатыр.



156-сүйрет.

Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларды құрыў: жақтылық сындырыўши қаптал бетке нормаль бағытта келип түседи, OO' оптикалық көшери сындырыўши қаптал бет пенен сүйир мүйеш жасайды.



Егер жақтылықтың түсиў тегислиги оптикалық тегисликке паралель болмаса, онда әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлар бир тегисликте жатпаған болар еди. Ҳақыйқатында да, сзыылма тегислигин түсиў тегислигi менен қайтадан сәйкес келтирип, AO' оптикалық көшери (155-сүйрет) ҳәм толқын фронтының эллипс тәризли бет пенен кесилисіў ноқаты E сзыылма тегислигинде жатпайтуғынлығы көремиз. Буннан әдеттегидей емес AE нурының сзыылма тегислигинде жатпайтуғынлығы келип шығады, ал әдеттегидей AF нуры болса бурынғыдай сзыылма тегислигинде жатады. Бундай жағдайда

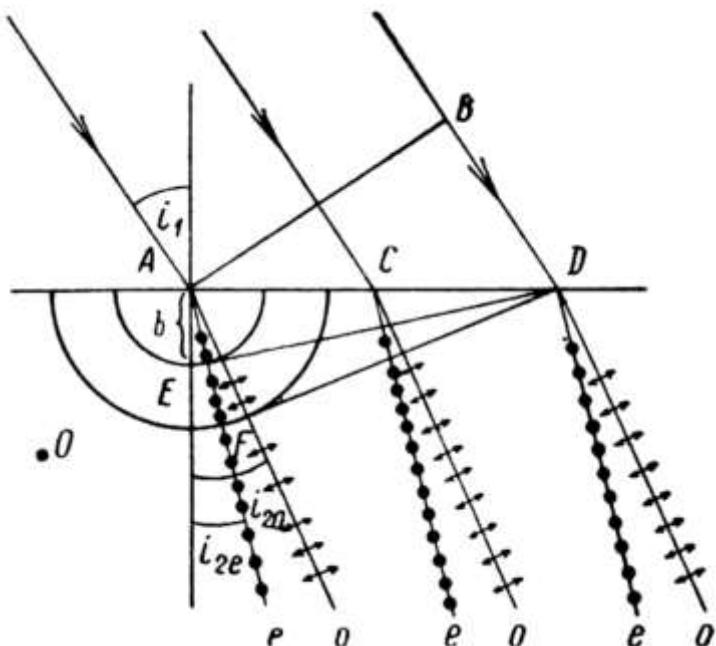
да сынған әдettегидей емес DE толқынының фронттың түсиў тегислигине перпендикуляр болатуғынлығын атап өтиў үлкен әхмийетке ийе.

2. Жақтылық кристалдың сындырышы қаптал бетине нормаль бағытта түседи. OO' оптикалық көшери кристалдың сындырышы қаптал бети менен сүйир мүйеш жасайды (156-сүйрет). Бундай жағдайда барлық A, C ҳәм D ноқатларының әтирапында бирдей радиусқа ийе болған сфералық толқынлық бетлер пайда болады, усының салдарынан кристалдағы әдettегидей нурлардың толқын фронтты түсиші толқынға параллель тарқалады ҳәм әдettегидей Ao, Co ҳәм Do нурлар кристалдың қаптал бетин сынбай кесип өтеди. Әдettегидей емес толқынның толқын фронтты да түсиші фронтқа параллель, Бирақ оның эллипсоид тәризли толқынлық бет пенен кесилисіү ноқатлары A, C ҳәм D ноқатларына салыстырғанда жылдықтан. Бул әдettегидей емес Ae, Ce ҳәм De толқынларының жақтылықтың түсиў бағытына салыстырғанда бурылышына алып келеди. Солай етип, Гюйгенстің толқын фронттың геометриялық құрыў усылы жақтылық кристалдың қаптал бетине перпендикуляр бағытта түскенде әдettегидей емес нурдың бағытының өзгеретуғынлығы түсиндиреди.

3. Оптикалық көшер сындырышы қаптал бетке параллель ҳәм түсиў тегислигине перпендикуляр. Бул жағдай 157-сүйретте көрсетилген. Түсиў тегислиги сызылма тегислигине параллель етип қойылған. Оптикалық көшер OO' сызылма тегислигине перпендикуляр.

157-сүйрет.

Әдettегидей ҳәм әдettегидей емес нурлардың құрыў: OO' оптикалық көшери сындырышы қаптал бетке параллель ҳәм түсиў тегислигине перпендикуляр.



Оптикалық көшер эллипс тәризли беттің айланыў көшери болып табылатуғын болғанлықтан, биз қарап атырған жағдайда әдettегидей емес толқынның толқынлық бетинің сызылма тегислиги менен кесилисіү сызығы дөңгелек түrine ийе. Оң кристалл ушын бул дөңгелектің радиусы AE эллипсоидтың киши ярым көшери b ға тең ҳәм әдettегидей толқынның сфералық бетинің радиусынан киши.

Сызылмадан әдettегидей емес нур ушын i_1 түсиў мүйешиниң синусының сыныў мүйеши i_{2e} нин синусына қатнасының i_1 мүйешиниң қәлеген мәниси ушын

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_{2e}} = \frac{BD}{b}$$

теңлигинин орынлы болатуғынлығы көринип тур.

Егер биринши орталықта (бослықта) жақтылық BD кесиндиси өтетүүбын ўақытты тарқалы белгилесек, онда

$$BD = c\tau$$

хәм

$$b = v_e \tau$$

теңликлерин аламыз. Бул теңликлерде c - бослықтағы жақтылықтың тезлиги, v_e арқалы электр векторының тербелислери оптикалық көшерге параллель болған кристалдағы жақтылықтың тарқалыў тезлиги белгиленген.

Буннан

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_{2e}} = \frac{c}{v_e} \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз.

$\frac{c}{v_e}$ қатнасы турақлы болғанлықтан, бундай жағдайда әдеттегидей емес нур әдеттеги сыныў нызамына бағынады.

$$\frac{c}{v_e} = n_e$$

қатнасы әдеттегидей емес нурдың сыныў коэффициенти деп аталады.

Оң кристаллар ушын әдеттегидей емес нурлар ушын сындырыў коэффициенти n_e әдеттегидей нурлар ушын сындырыў коэффициенти n_o ден үлкен. Терис кристаллар ушын $n_e < n_o$.

V кесте.

$\lambda = 0,589$ мкм толқын ұзынлығына ийе жақтылық ушын
әдеттегидей нурдың сыныў коэффициенти n_o менен
әдеттегидей емес нурдың сыныў коэффициенти

n_e лердин мәнислери

Кристалл	n_o	n_e
Исландия шпаты	1,658	1,486
Натрий селитрасы	1,585	1,337
Кварц	1,543	1,552
Муз	1,309	1,310

Көпшилик кристалларда әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлар ушын сыныў коэффициентлериниң мәнислери бир биринен үлкен айырмаға ийе емес.

V кестеде бир қатар кристаллар ушын n_o ҳәм n_e сыныў коэффициентлериниң мәнислери көлтирилген.

4. Оптикалық көшер сындырышы қаптал бетке ҳәм жақтылықтың түсіү тегислигине параллель. Бундай жағдайда (158-сүйрет) A ноқатынан кристалдың ишине сфералық ҳәм эллипсоид тәризли толқынлық бетлер тарқалады, олардың бир бирине тийисиү ноқатлары кристалдың сындырышы қаптал бетинде түсіү тегислигинге жатады. С ноқатынан урынба CF ҳәм CE урынба тегисликтерин өткерип әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес сынған толқынлардың фронтларын аламыз. Эдептегидей емес толқынлық бет пенен сызылма тегислигиниң кесими эллипс болып табылады, оның үлкен ярым көшери a сфераның радиусы R ге сәйкес келеди (оң кристалл), ал киши ярым көшер b оған перпендикуляр. Эллипстик белгили болған қәсийети бойынша CD урынба асты кесиндисиниң ұзынлығы киши ярым көшер b ның ұзынлығынан ғәрзели емес. Буннан F пенен E кесилисіү ноқатларының CA ға перпендикуляр болған бир FED түйрүсінің бойында жайласатуғынлығы келип шығады.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} i_{20} &= \frac{AD}{DF}, \\ \operatorname{tg} i_{2e} &= \frac{AD}{DE}. \end{aligned}$$

Бул теңликтегі i_{20} - әдеттегидей нурдың сыныў мүйеші, i_{2e} - әдеттегидей емес нурдың сыныў көрсеткиши. Бул қатнаслардан мынаны аламыз:

$$\frac{\operatorname{tg} i_{20}}{\operatorname{tg} i_{2e}} = \frac{DE}{DF} = \frac{b}{R}.$$

Бирак, $\frac{b}{R}$ қатнасы v_e/v_0 қатнасына тең. Буннан

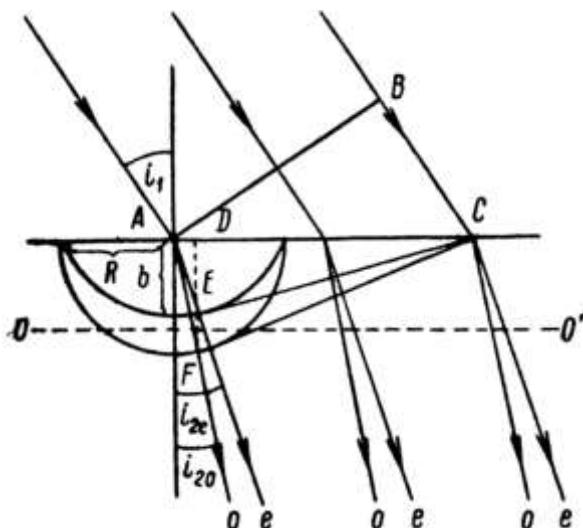
$$\frac{\operatorname{tg} i_{20}}{\operatorname{tg} i_{2e}} = \frac{v_e}{v_0} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз. Ең ақырында

$$\frac{v_e}{v_0} = \frac{n_0}{n_e}$$

теңлигин аламыз. Бул теңликтегі n_0 - әдеттегидей нурдың сыныў коэффициенти, n_e - әдеттегидей емес нурдың сыныў коэффициенти. Буннан (2)-қатнасы мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{\operatorname{tg} i_{20}}{\operatorname{tg} i_{2e}} = \frac{n_0}{n_e}. \quad (2a)$$

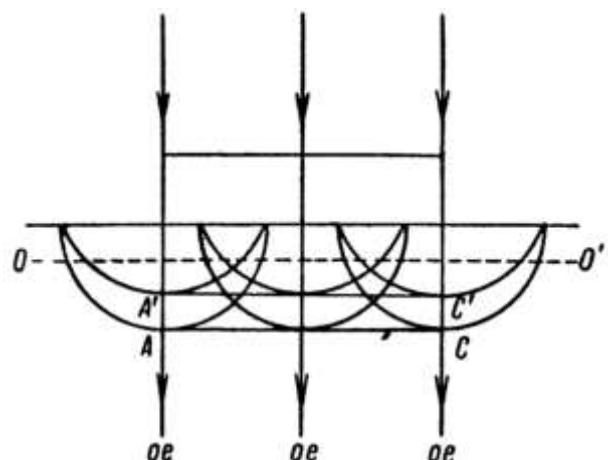


158-сүйрет.

Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларды құрыў: $O-O'$ оптикалық көшери сындырыўшы қаптал бетке ҳәм түсий тегислигine параллель.

159-сүйрет.

Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларды құрыў: $O-O'$ оптикалық көшери сындырыўшы қаптал бетке параллель. Жақтылық сындырыўшы қаптал бетке перпендикуляр бағытта туседи.



(2a) формуласының дұрыс екенлигі экспериментлерде тастайықланады. (1)- ҳәм (2)-қатнаслардың ҳақыиықатында да орынланатуғынлығы факты әдеттегидей емес толқынның

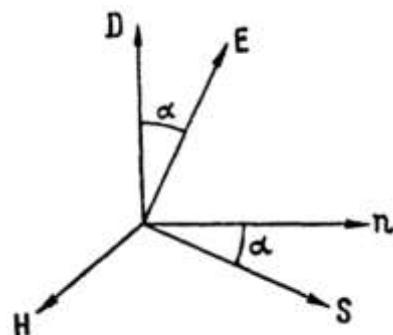
фронтының оптикалық көшерге перпендикуляр болған кесимде дөңгелек түрине ийе болатуғынлығын, ал оптикалық көшерге параллель болған кесимде эллипс түрине ийе болатуғынлығын көрсетеди. Буннан әдеттегидей емес толқынның бетиниң қандай да бир басқа бет емес, ал айланыў эллипсоиды болатуғынлығы тиккелей келип шығады.

5. Оптикалық көшер сындыратуғын қаптал бетке параллель. Жақтылықтың сындырышы қаптал бетке нормаль бағытта келип түседи. 159-сүйреттен бул жағдайда әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардың сынбай өтетуғынлығы ҳәм кристалда бирдей бағытта тарқалатуғынлығы көринип түр. Бирақ, әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес толқынлардың AC ҳәм $A'C'$ фронтлары бир бирине сәйкес келмейди: оң кристалл болған жағдайда әдеттегидей емес толқынның $A'C'$ фронты әдеттегидей толқынның AC фронтынан артта қалады; терис кристалл болған жағдайда әдеттегидей болмаған толқынның фронты әдеттеги толқынның фронтынан озады. Усының салдарынан еки жағдайда да әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес толқынлардың арасында фазалар айырмасы пайда болады.

§ 288. Нормаллар бети. Жақтылықтың изотроп орталық арқалы өтийин қарағанымызда биз жақтылықтың фазалық ҳәм группалық тезликлерин айырдық. Егер жақтылық монохромат болмаса ҳәм за дисперсияға ийе болса, онда группалық тезлик энергияның тарқалыў тезлигин анықлады. Қатаң түрдеги монохромат жақтылық ушын (оған қатаң түрде белгили болған жийиликке ийе, көнислик пенен үақыт бойынша шекленбegen толқын сәйкес келеди) изотроп орталықтар ушын да, анизотроп орталықтар ушын да группалық тезлик ҳақындағы түснік мәнисин жоғалтады.

160-сүйрет.

Әдеттегидей емес нурдағы майданың векторларының жайласыўы.



Изотроп орталықта тарқалатуғын қатаң түрдеги монохромат толқын болған жағдайда фазалық тезлик тек толқынның фазаның тарқалыў тезлигин ғана анықладап қоймай, энергияның алып жүрилиў тезлигин де анықлады. Анизотроп орталықта болса айнал басқаша; әдеттегидей емес нурда толқынның фазасы менен оның энергиясының тарқалыў тезликleri тек шамасы бойынша ғана емес, ал бағыты бойынша да ҳәр қыйлы болады. Әдеттегидей нурдың тезликлериниң екеуи де бирдей болады. Әдеттегидей емес нурдағы толқынның фазасы менен энергияның шамасы бойынша да, бағыты бойынша да ҳәр қыйлы болыўы бул нурдағы жақтылық тербелислериниң көлдененеңлиги менен байланыслы. Изотроп орталықтарда бир бирине параллель болған электр майданының кернеўлиги E менен индукция D векторлары анизотроп орталықтардағы әдеттегидей емес нурда бир бирине параллель емес, олардың арасында базы бир α мүйеши болып, оның шамасы кристалдағы жақтылықтың тарқалыў бағытынан ғәрэзли болады (II томдағы 140-параграфты қаранды). Магнит майданының кернеўлиги векторы H электр майданының кернеўлиги E ге де, индукция D ға да перпендикуляр (160-сүйрет). D менен H векторлары жатырған тегисликкеге түсирилген нормаль n (160-сүйрет) толқынның фазасының тарқалыў бағытын анықлады, ал толқынның энергиясының тарқалыў бағыты Умов-Пойнтинг векторының бағыты менен анықланады (E ҳәм H векторлары жатырған тегисликкеге перпендикуляр болған S бағыты). Теорияның көрсетиүи бойынша

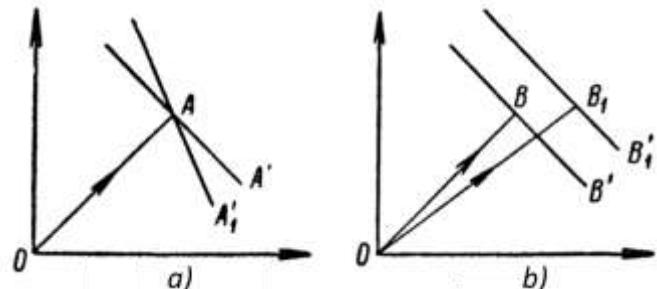
$$\nu'_e = \nu_e \cos \alpha.$$

Бул теңликтегі v'_e - фазаның тарқалыў тезлигининң сан мәниси, v_e - әдettегидей емес нурдағы энергияның тарқалыў тезлигининң сан мәниси. Әдettегидей нурда Е ҳәм D нурлары бир бириңе параллель ҳәм шамалары бойынша да бирдей: $v'_e = v_e$, Бирақ, әлбетте, әдettегидей болмаған нурдағы тезликтеке тең емес.

286-параграфта толқынлық бетлерди құрғанда, биз нурлардың бағытында энергияның тарқалыў тезликтери v'_e ҳәм v_e лерди қойдық. Тек усында жағдайда ғана 287-параграфта көрсетилген қағыйдалар бойынша Гюйгенс қурыўы дұрыс нәтижелерге алып келеди: сфералық ҳәм эллипсоид тәризли толқынлық бетлерге урынба тегислик толқынлардың фронтларының орнын анықлады (турақлы фазалар тегисликтери); нурлар тийисиү ноқатлары арқалы өткерилиеди ҳәм энергияның алып жүрилийи бағыты менен сәйкес келеди; толқынның фронты өзининң нормалының бағытында тарқалады.

161-сүйрет.

- а) нурлардың бир OA бағытына сәйкес келетуғын еки AA' ҳәм AA'_1 фронтлары;
- б) бир бириңе параллель болған BB' ҳәм B_1B'_1 фронтларына сәйкес келетуғын OB ҳәм OB' нурлары.



Бизиң жоқарыда көргенимиздей, әдettегидей емес толқындағы нурлар әдетте толқынлық бетке перпендикуляр емес. Тек бир OA бағытында тарқалатуғын әдettегидей ҳәм әдettегидей емес нурларға (161a сүйрет) бир бириңе параллель болмаған тегис AA' ҳәм AA'_1 фронтлары сәйкес келеди. Бир бириңе параллель болған әдettегидей BB' ҳәм әдettегидей емес B_1B'_1 фронтларына ҳәр қыйлы болған еки OB ҳәм OB' нурлар сәйкес келеди (161b сүйрет).

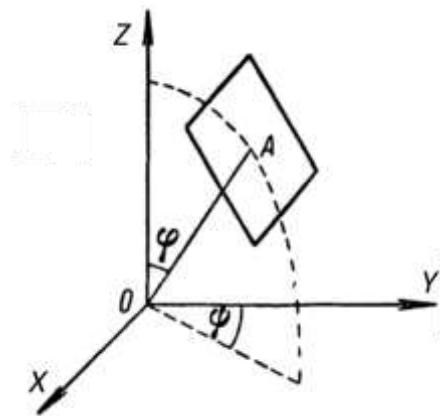
Бирақ, кристалдағы тегис фронттың қарағанда нурлардың орнына фронтқа түсирилген нормаллардың семействосын өткериүге де болады. Нормаллар энергияның алып жүрилийи бағытына сәйкес келмесе да, жақтылықтың кристалдағы тарқалыўын бир мәнисли тәрийиплей алады. Нурлар менен нормаллардың арасындағы айырма жақтылық кристалдың қаптал бетине перпендикуляр бағытта түскен жағдайда айрықша айқын көринеди (бундай жағдайда оптикалық қешер менен кристалдың қаптал бетинин арасындағы мүйештиң сүйир болыуы керек, 287-параграфтағы 2-жағдай). 156-сүйретте көринип тұрганындағы, бундай жағдайда тек әдettегидей Ao, Co ҳәм Do нурлар кристалдың қаптал бети арқалы сынбай өтеди. Ал әдettегидей емес Ae, Ce ҳәм De нурлары бир тәрепке қарай бурылады. Бирақ еки тегис фронт та (әдettегидей ҳәм әдettегидей емес) бир бириңе параллель ҳәм келип түсиүши бириңши тегис фронтқа параллель. Буннан еки фронтқа түсирилген нормаллардың бир бириңе сәйкес келетуғынлығы ҳәм кристалдың қаптал бети арқалы сынбай өтетуғынлығы келип шығады. Биз қарап атырған жағдайда нурлар әдettегидей емес жақтылық дәстесиниң кристалдың қаптал бети арқалы өткендеги бурылыў қәсийетин тәрийиплейди, ал қаптал бет арқалы сынбай кесип өтетуғын нормаллар кристалдың ишинде әдettегидей емес фронттың кристалға келип түсиүши фронтқа параллель болып қалатуғынлығын жағдайға сәйкес келеди.

Мейли, бир қешерли кристалда А тегис фронтты тарқалатуғын болсын (162-сүйрет). Оған түсирилген нормалдың бағыты φ ҳәм ψ мүйешлері бойынша анықланатуғын болсын. Егер бул тегис фронт өзи өзине параллель қалған жағдайда t үақытының ишинде О ноқатынан А ноқатына келип жететуғын болса, онда

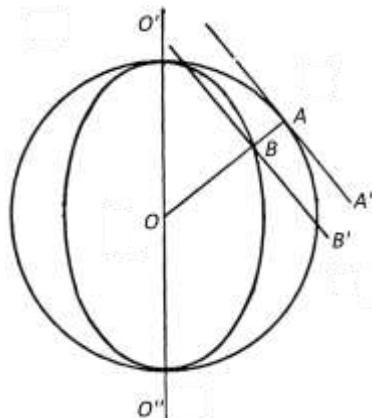
$$v' = \frac{OA}{t}$$

шамасы фазаның тарқалыў тезлигин ямаса әдетте "нормаль" тезлик деп аталатуғын тезликті береди. О ноқатынан (163-сүйрет) "нормаль" тезликтерге пропорционал болған нормаллардың кесиндерлерин φ ҳәм ψ мүйешлеринде қойып нормаллардың ушларының геометриялық орынлары болған бетти аламыз; бундай бетти нормаллар бети деп атайды. Әдettегидей нур үшін фронтқа түсирилген нормаль нурға сәйкес келеди ҳәм толқынлық бетте, нормаллар бети де сфераны пайда

етип, бир бирине сәйкес келеди. Әдеттегидей емес нур ушын нормаллар бети толқынлық бетке сәйкес келмейди. Бирақ олар бир биринен үлкен шамаға айрылмайды, себеби кристаллар ушын нурлар менен нормаллардың арасындағы мүйешлер үлкен емес. Нәтийжеде бир көшерли кристаллар ушын әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлар ушын нормаллар бети толқынлық бетке келеди (163-сүйрет). Олар да еки ноқатта бир бири менен тийиседи ҳәм олар арқалы $O' O''$ оптикалық көшери өтеди. Берилген OA нормалына әдеттегидей AA' ҳәм әдеттегидей емес BB' нурлардың параллель тегис толқынлары сәйкес келеди. Әдеттегидей тегис AA' фронты, бурынғыдай, сфералық бетке урынба бағытланған, ал әдеттегидей емес BB' тегис фронт болса нормаллардың эллисоид тәризли бетин кеседи.



162-сүйрет. Нормаллар бетин құрыўға.

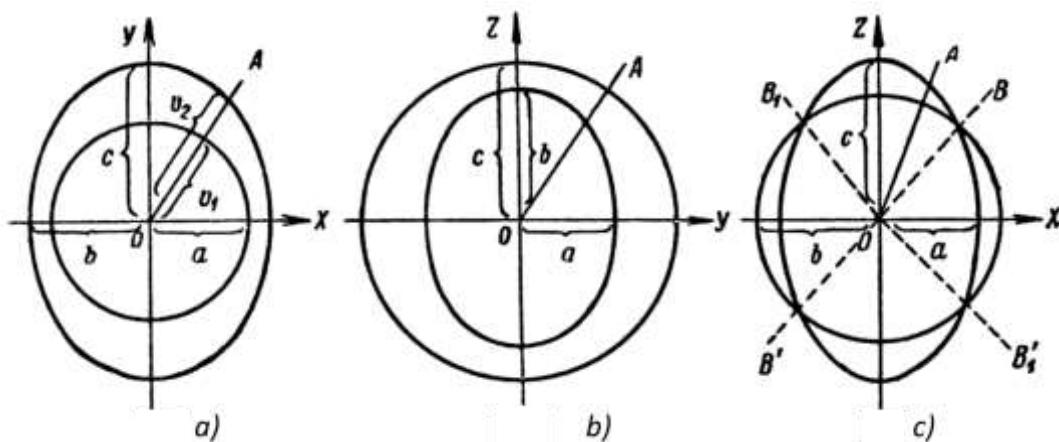


163-сүйрет. Бир көшерли кристалдың нормаллар беттери.

Кристалдың шегарасындағы тегис фронттың сыныўы ушын Гюйгенс құрыўын әмелге асырып (287-параграфқа қараңыз), оптикалық көшердин қәлеген жайласыўы ушын еки фронтқа түсирилген нормаллардың түсіў тегислигінде қалатуғынлығын аңсат аңғарыўға болады. Жоқарыда айтылып өтилгендей, әдеттегидей емес нур болса сыныўда түсіў тегислигинен шыға алады.

§ 289. Еки көшерли кристаллар. Еки көшерли кристаллар деп аталауғын кристалларда нур сынғанда улыўма айтқанда бир көшерли кристаллардағыдай екиге ажыралады. Бирақ, еки көшерли кристалларда нурлардың екеўи де әдеттегидей сыныў нызамына бағынбайды: олар ушын түсіў мүйешиниң синусының сыныў мүйешиниң синусына қатнасы турақлы болып қалмайды. Нурлардың екеўи де тегис поляризацияланған ҳәм егер олардың ҳәр қайсысын гезекпе-гезек өз алдына кристалдағы бир бағыт бойынша тарқалыўға мәжбүрлесе (285-параграфтағы сноскаға қараңыз), онда олардың поляризациясы бир бирине перпендикуляр болады. Бул еки нурға құрамалы түрге ийе толқынлық бет сәйкес келеди, оның бир бирине перпендикуляр болған OXZ , OXY ҳәм OYZ тегисликлеридеги кесимлери 164-сүйретте көрсетилген. Бул кесимлердин ҳәр бири эллипс ҳәм дөңгелек болып табылады. 165-сүйретте еки көшерли кристалдың толқынлық юбетиниң кеңисликий модели көрсетилген. Толқынлық бет дегенде биз бурынғыдай нурлардың ушларының геометриялық орны болған бетти түсінемиз. Солай етип, қәлеген OA радиус-векторының беттиң бөливлери менен кесилисіў ноқатлары (164-сүйрет) берилген бағыттағы еки нурдың тарқалыў тезликleri v_1 менен v_2 ни анықтайтының. 164-сүйретте көринип турғанында, v_1 ҳәм v_2 тезликleri бир бирине тең болатуғын BB' ҳәм BB'_1 бағытлары болады. Бул бағытларды бириши әүләд оптикалық көшерлер ямаса бирадиаллар деп атайды. Еки көшердин болыўы кристаллардың еки көшерли атамасын да анықтайтының. Ҳәр қыйлы кристаллар ушын көшерлердин арасындағы мүйешлердин мәнислери ҳәр қыйлы ҳәм көп градусларға жетеди. Егер ойымызда көшерлердин арасындағы мүйешти киширейтсек, онда 164-сүйреттеги дөңгелек пенен шеңбердин кесилисіў ноқатлары бир бирине жақынласады ҳәм шекте бир бирине сәйкес келеди.

Бундай жағдайда толқынлық бет еки ноқатта бир бирине тийисетуғын сфералық ҳәм эллипсоид тәрізли еки бетке айрылады. Бул жағдай бир көшерли кристалға сәйкес келеди. Солай етип, бир көшерли кристалды еки көшерли кристалдың дара жағдайы деп қараўға болады.



164-сүйрет. Еки көшерли кристалдың толқынлық бетлериниң а) OXY , б) OYZ ҳәм с) OXZ тегисликтери менен кесимлери.

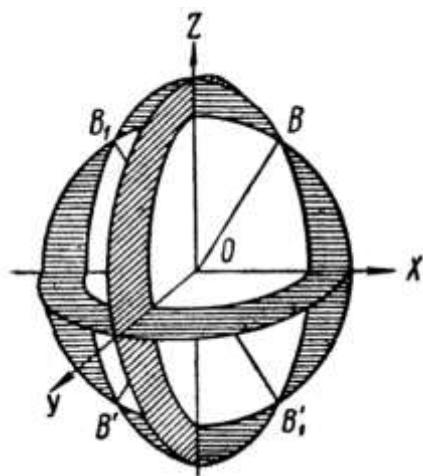
VI кесте

Еки көшерли кристаллар ушын $\lambda = 0,5893$ мкм толқын ұзынлығы

ушын бас сындырыў коэффициентлери n_a , n_b , n_c ҳәм

оптикалық көшерлердин арасындағы 2α мүйешлериниң мәнислери

Кристалл	n_a	n_b	n_c	2α
Слюдә	1,560	1,594	1,598	42^0
Арагонит	1,531	1,682	1,686	18^0
Құқырт (кристалл)	1,950	2,043	2,240	69^0
Топаз	1,619	1,620	1,627	49^0



165-сүйрет.
Еки көшерли кристаллардың толқынлық беттери.

Еки көшерли кристаллардағы жақтылықтың тарқалыў теориясы кристалдың ҳәр бир бөлекшеси анизотроп vibrатор болып табылады ҳәм ол мынадай қәсийетлерге ийе болады деген болжайдан келип шығады: бир бирине перпендикуляр үш бағыт болып, усы бағытлардың ҳәр бири бойынша аүысқанда усы аүысыруға қарама-қарсы бағытланған квазисерпимли күш пайда болады. Егер усы бағыттар менен туýры мүйешли координаталар системасының OX , OY ҳәм OZ көшерлерин сәйкеслендирсек, онда мынадай теңликлер орынланады деп есаплаўға болады:

$$f_x = -k_x \cdot x, f_y = -k_y \cdot y, f_z = -k_z \cdot z.$$

Егер аўысыўдың бағыты s координаталар көшерлери менен α, β ҳәм γ мүйешлерин жасайтуғын болса, онда пайда болатуғын \mathbf{f} күши оның көшерлердинң бағытындағы мынадай қураўшыларының жәрдеминде анықланады:

$$f_x = -k_x s \cdot \cos \alpha, f_y = -k_y s \cdot \cos \beta, f_z = -k_z s \cdot \cos \gamma.$$

Бул жағдайда \mathbf{f} күши аўысыўға қарама-қарсы бағытланған болмайды, Бирақ оның менен базы бир сүйир мүйешти қурайды. Үш OX, OY ҳәм OZ бағытларына кристалдың диэлектрик тұрақтыларының үш бас мәнислери $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ ҳәм ε_z лер ҳәм жақтылықтың тезлигинин мынадай үш мәнислери сәйкес келеди:

$$v_a = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_x}}, v_b = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_y}}, v_c = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_z}}.$$

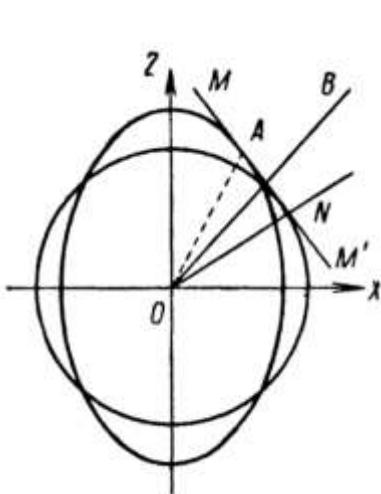
Тезликтин үш мәнислери v_a, v_b, v_c толқынлық беттиң кесимлеридеги дөңгелеклердин радиусын ҳәм эллипслердин ярым көшерлери a, b, c ларды анықлады (164-сүйрет).

$$\frac{c}{v_a} = \sqrt{\varepsilon_x}, \frac{c}{v_b} = \sqrt{\varepsilon_y}, \frac{c}{v_c} = \sqrt{\varepsilon_z}$$

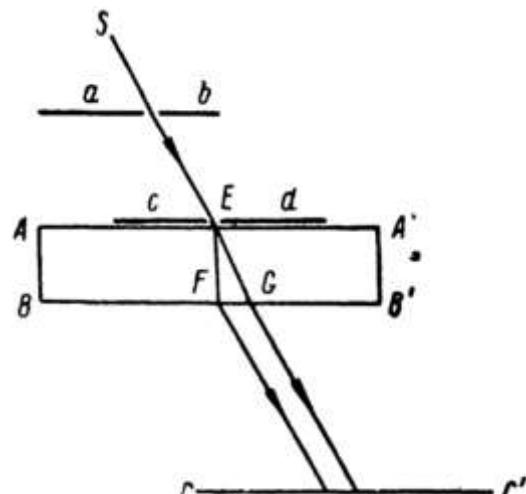
қатнаслары еки көшерли кристаллардың бас сындырыў коэффициентлери деп аталады. VI кестеде базы бир еки көшерли кристаллардың бас сындырыў коэффициентлери менен оптикалық көшерлеринин арасындағы мүйешлердин шамалары көлтирилген.

Бир көшерли кристаллардағы сыйқылдық, еки көшерли кристаллар ушын да толқынлық беттер менен бир қатарда нормаллар бетлерин де қурыўға болады. Сыртқы тури бойынша олар толқынлық бетлерге үсайды. Нормаллар бетлерин курғанда кристалда пайда болатуғын еки тегис фронтқа түсирилген нормаллардың бир бирине сәйкес келетуғын еки бағыттың болатуғынлығы көринеди. Бириńши әүлад оптикалық көшерлердин бағытларынан өзгеше бағытларға иие бул бағытларды екинши әүлад оптикалық көшерлери ямаса бинормаллар деп атайды.

Бириńши әүлад оптикалық көшерлери өтетуғын еки көшерли кристаллардағы орынларда толқынлық бет төрт шаршар тәризли ойыққа иие болады. Бул ойықтардың болыўы ишки ҳәм сыртқы конуслық рефракциялар деп аталауғын өзине тән оптикалық құбылыслардың көринийүнен алып келеди.



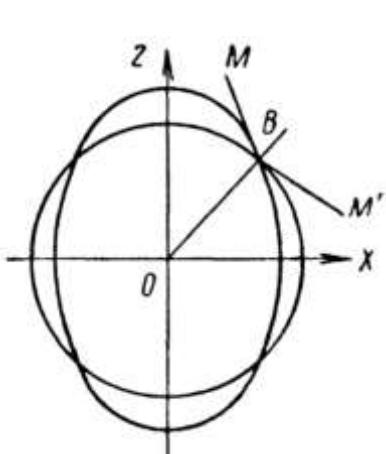
166-сүйрет. Ишки конуслық рефракцияның пайда болыўы.



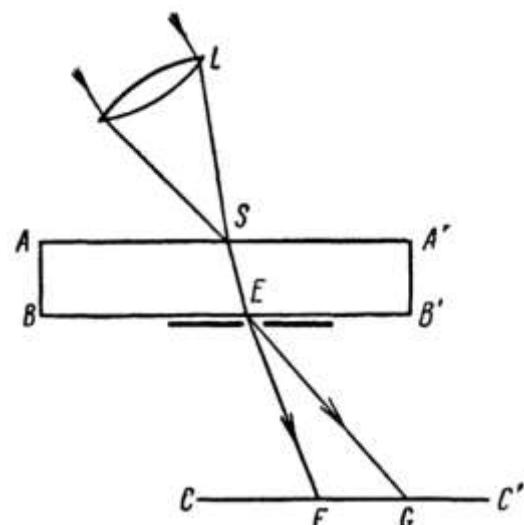
167-сүйрет. Ишки конуслық рефракцияны бақлаудың усылы.

Толқынлық бетти XOZ тегислиги менен кесиўдин салдарынан алынған дөңгелек пенен эллипс үліўмалық MM' үрінбаға иие болады (166-сүйрет). Дөңгелек пенен эллипстің кесилисіү ноктасына өткөрілген OB бириńши әүлад оптикалық көшери болып табылады. MM' үрінбасына түсирилген ON нормалы бинормаль болып табылады (екинши әүлад оптикалық көшери). Егер MM' арқалы ON

бинормалына перпендикуляр болған тегислик жүргизилсе, онда ол толқынлық бетті дөңгелек бойынша кесетүүн болып шығады. Соныктан MM' толқынның тегис фронтына төбеси О ноқатында жайласқан конустың жасаушысының бағытында жайласқан ҳәм диаметри NA ға тәң болған дөңгелек ултанға ийе шексиз көп санлы нурлар сәйкес келеди. Бул нурлардың бири ON бинормалына сәйкес келеди. Жақтылық кристалдан шыққанда барлық нурлар тегис толқын фронтына перпендикуляр болады, усының нәтийжесинде экранда (ямаса визуал түрде бақлағанда көздин сетчаткасында) дөңгелек жақтылықтың SE жицишке нұры бөлип алынады. SE нұры белгили бағытқа ийе болғанда, кристалл пластинканың ишинде нурлардың иши қуұыс болған EFG конусы алынады. Жақтылық кристалдан шыққанда бул конус нурлардың иши куұыс цилиндирине айланады ҳәм ол CC' экранында диаметри усы CC' экранынан кристалға шекемги қашықлықтан ғәрэзсиз болған нурлардың иши қуұыс цилиндирине айланады.



168-сүүрет. Сыртқы конуслық рефракцияның пайда болыўы.



169-сүүрет. Сыртқы конуслық рефракцияны бақлаудың усылы.

Сыртқы конуслық рефракция еки көшерли кристалда биринши әүлад оптикалық көшеринин бағытында тарқалатуғын бир OB нұрына шексиз көп санлы BM , BM' ҳ.т.б. тегис толқын фронтларының сәйкес келетуғынлығының нәтийжеси болып табылады (168-сүүрет). Бул тегис фронтлар кристалдан шыққанда ҳәр қыйлы бағыттарда тарқалады, ал оларға перпендикуляр болған нурлар конустың жасаушыларының бойында жайласады. Сыртқы конуслық рефракцияны бақлау ушын кристалда биринши әүлад оптикалық көшеринин бағытында тарқалатуғын SE нұры пайда болатуғындей етип L линзасының жәрдеминде кристалдың пластинкасына нурлардың жыйналатуғын конусы түсириледи (169-сүүрет). Усы нур E саңлағы арқалы кристалдан шыққанда мөлдир болмаған экранда нурлардың иши қуұыс EFG конусы пайда болады. Нурлардың бул конусы CC' экранында жақтылық сақыйнаны пайда етеди. Бул сақыйнаның диаметри CC' экраны менен кристалдың арасындағы қашықлықтың үлкеййи менен үлкейеди.

Конус тәризли рефракциялардың болыўы жақтылықтың кристалларда тарқалыў теориясының оғада зор тастыбықланыўы болып табылады.

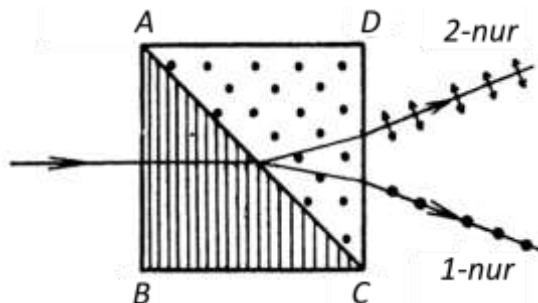
§ 290. Поляризациялық әсбаплар. Тәбийий жақтылықтан тегис поляризацияланған жақтылықты алғы ушын Брюстер мүйеши менен шағылысқандағы поляризацияны ямаса қандай да бир кристалдағы қос нур сындырыуды пайдаланыўға болады. Бирақ тиккелей пайдаланғанда бул еки усыл да қолайлы емес. Брюстер мүйеши менен түсиүши нурдың тек үлкен болмаған бөлими ғана шағылысады. Усының нәтийжесинде алынған тегис

поляризацияланған нурдың интенсивлігі киши болады. Кристалдың қалыңлығы жүдә үлкен болмаған жағдайда қос нур сындырыўдағы еки нурдың арасындағы мүйеш үлкен болмайды.

Нурлардың тарқалыў бағытларының арасындағы мүйештиң шамасын үлкейтіў ушын кристаллардан туратуғын құрамалырақ болған системаларды пайдаланады. Олардың ишиндең ең көп тарқалғанларын биз қарап өтемиз.

1 Волластон призмасы. Волластон призмасы (170-сүйрет) исландия шпатынан соғылған еки туұры мүйешли призмадан турады. Призмалар гипотенузалары бойынша бир бири менен желимленген. ABC призмасында оптикалық көшер AB катетине параллель; ACD призмасында оптикалық көшер сыйылма тегислигине перпендикуляр болған C қабырғасына параллель. Тәбийи нур нормаль бағытта AB қаптал бетине келип түседи; ABC призмасында пайда болған әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардың екеүі де оптикалық көшерге перпендикуляр болған бир бағытта тарқалады ҳәм олар сәйкес n_0 ҳәм n_e тезликтерине ийе болады. Екинши ACD призмасында да олар оптикалық көшерге перпендикуляр бағытта тарқалады, Бирақ, еки призмадағы оптикалық көшерлер бир бирине перпендикуляр болғанлықтан, онда бириңи призмадағы әдеттегидей нур екинши призмадағы әдеттегидей емес нурға (ҳәм керисинше әдеттегидей емес нур әдеттегидей нурға) айланады. Нәтийжеде, бириңи призмада әдеттегидей болған нур еки призмандың арасындағы шегарада n_e/n_0 салыстырмалы сындырыў коэффициенти менен сынады, ал бириңи призмадағы әдеттегидей емес нур n_0/n_e салыстырмалы сындырыў коэффициенти менен сынады. Исландия шпаты ушын $n_0 > n_e$, усыған сәйкес $\frac{n_e}{n_0} < 1$, ал $\frac{n_0}{n_e} < 1$ ҳәм усыған сәйкес бириңи нур ACD призмасының C қабырғасына қарай, ал екинши нур оның ултаны AD тәрепке қарай сынады. Усының салдарынан нурлардың арасындағы мүйештиң әдеўир үлкен шамасы алынады. Еки нур да тегис поляризацияланған: бириңи нурда (екинши призмадағы әдеттегидей емес нур) электр векторы екинши призмандың оптикалық көшерине параллель бағытта тербеледи, екинши нурда (екинши призмадағы әдеттегидей нур) электр векторы екинши призмандың оптикалық көшерине перпендикуляр бағытта тербеледи.

170-сүйрет.
Волластон призмасы.

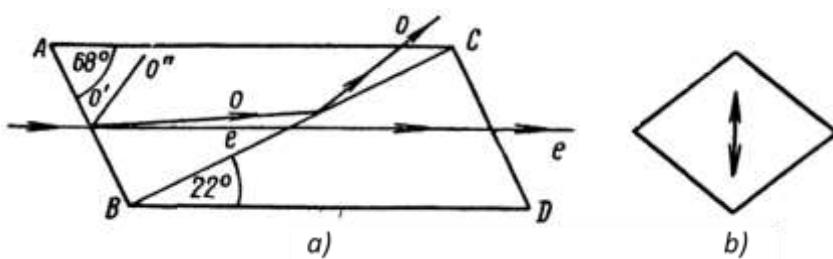


2. Николь призмасы. Николь призмасы (қысқаша николь, 171-а сүйрет) исландия шпатынан соғылған еки туұры мүйешли призмадан турады. Призмалардың сүйир мүйешлери 68° ҳәм 22° шамаларына тең; призмалар канада бальзамы менен BC катети бойынша желимленген. $O' O''$ оптикалық көшери сыйылма тегислигинде BA қапталына 48° мүйеш жасайды (екинши призмада да тап сол сыяқты). Бириңи призмада түсиүши нур екіге ажыралады, олардан әдеттегидей нур O канада бальзамының BC қатламына шама менен 76° мүйеш пенен түседи. Канада бальзамының сындырыў коэффициенти $n = 1,550$ әдеттеги нур ушын сындырыў коэффициенти болған $n_0 = 1,658$ шамасынан киши; $i = 76^\circ$ түсиў мүйеши шеклик мүйештиң шамасынан үлкен ҳәм әдеттегидей O нуры кристалл-канада бальзамы шегарасында толық ишки шағылышыға ушырайды. Сонықтан ол

екинши призмаға өтпейди ҳәм AC қапталы арқалы сыртқа шығады. Әдеттегидей емес нур ушын сыңдырыў коэффициенти канада бальзамының сыңдырыў коэффициентинен киши, соңлықтан ол толық ишкі шағылысыўға ушырамайды ҳәм екинши призма арқалы өтеди. Солай етип, еки призма арқалы тек бир әдеттегидей емес нур өтеди. Әдеттегидей нурдың призмалардың қараңғылатылған қаснағында жутылыуы мүмкін. Николь призмасы дәстедеги толық поляризацияланған жақтылықты 29° шамасына шекемги мүйешлерде өзи арқалы өткереди.

Кесиминде призма ромб түрине иие болады. Өткен жақтылықта электр векторы ромбаның қысқа диагоналарының бағытына параллель бағытта тербеледи (171-б сүйретте стрелканың жәрдеминде көрсетилген).

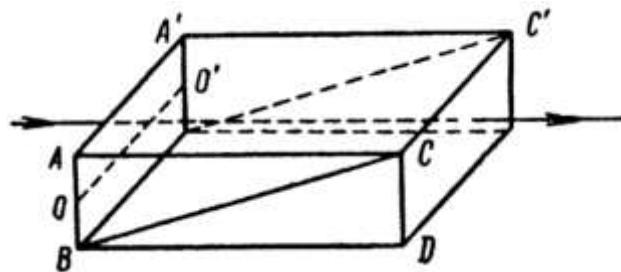
Николь призмасының кемшилиги канада бальзамының ультрафильт нурлар ушын мәлдир емеслигинен ибарат. Соңлықтан призма тек тегис поляризацияланған көзге көринетүғын нурларды алыў ушын ғана жарамалы.



171-сүйрет. Николь призмасы.

Бул жағдайда да толық ишкі шағылысыўға тийкарланған Николь призмасының өзгертілген түри 172-сүйретте көлтирилген. OO' оптикалық көшери AA' қапталына параллель. Призманың еки ярымы да канада бальзамы ямаса глицерин менен желимленеди; глицерин менен желимленген жағдайда призма ультрафиолет ушын мәлдир. Призманың алдыңғы ҳәм артқы бетлери AC һәм $A'C'$ қабырғаларына перпендикуляр, бул жақтылықтың призма арқалы бағытын өзгертпей өтийине мүмкіншилик береди.

172-сүйрет.
 OO' оптикалық көшери AA' қабырғасына
 параллель болған поляризациялық
 призма.



3. Дихоризмди пайдаланыўға тийкарланған дүзилис. 285-параграфта айтылып өтилгениндей, турмалин кристаллары күшли дихроизмге иие: қалыңлығы 1 мм болған турмалин кристаллары ис жүзинде тек әдеттегидей емес нурды өткереди ҳәм, усыған сәйкес, поляризатордың хызметин атқара алады. Әдеттегидей емес нур ушын да селективлик жутыўдың болыўы турмалинниң кемшилиги болып табылады. Турмалин арқалы өтетуғын тегис поляризацияланған нур жасыл-көк түске иие. Бул жағдай турмалин кристалларының поляризациялық дүзилис сыпатында қолланылыуына әдеўир шек қояды.

Соңғы үақытлары поляроид деп аталауғын поляризациялық пленкалар кең қолланыла баслады. Олар целлулоидтың ямаса басқа да мәлдир материалдарының пленкасы болып табылады. Олардың бетине күшли дихроизм орын алған бағытланған микроскопиялық

кристаллар отырғызылған. Усындағы материал сыйпатында герапатит деп аталағын күкирт қышқыл иод-хинин пайдаланылады. Герапатит жұтыуда сезилерліктең селективликке ийе болады, усының салдарынан бир бири менен атанақ түринде жайластырылған еки поляроид өзи арқалы спектрдин фиолет тәрепин өткереди. Бирақ, усындағы жағдайларға қарамастан, поляроид жуқа жапырақ тәризли болып, бетиниң майданының әдеүір үлкен болыўы мүмкін. Айрықша жоқары болмаған поляризацияның дәрежеси талап етимейтуғын жағдайларда женел ҳәм салыстырмалы арзан екенлеги оның нeliкten кең қолланылатуғының түсіндіреди.

Поляризациялық әсбаплар тәбийи жақтылықты поляризациялық жақтылыққа айландырыў ушын да, поляризацияның характеристика таллаў ушын да қолланылады. Егер, мысалы, бақланатуғын жақтылық николдың базы бир белгили болған аүхалында толық сөнетуғын болса, онда бул жағдай оның толығы менен поляризацияланған екенligin аңлатады. Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей, Николь призмасы арқалы өткен жақтылықтағы электр тербелислеринин оның кесиминиң қысқа диагоналына паралель. Сонлықтан жақтылықтың поляризация тегислигин призманың қысқа диагоналы, жақтылық толығы менен сөнетуғын оның аүхалы береди.

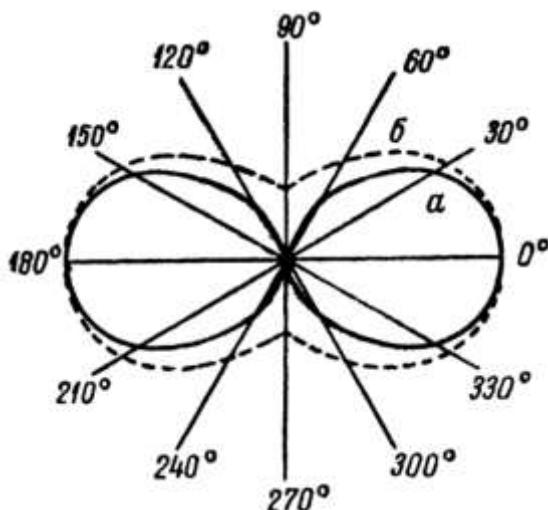
Егер николдин қысқа диагоналының бағыты призмаға келип түсетуғын жақтылықтың E_0 электр векторы тербелетуғын тегислик пенен α мүйешин жасайтуғын болса, онда николь арқалы өткен электр тербелислеринин векторының амплитудасы $E = E_0 \cos \alpha$ шамасына тең.

Буннан, егер биз Николь призмасына түсетуғын поляризацияланған жақтылықтың құйатының ағысын ω_0 арқалы, ал призма арқалы өткен поляризацияланған жақтылықтың құйатының ағысын ω арқалы белгилесек, онда

$$\omega = \omega_0 \cos^2 \alpha \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз.

173-сүйретте векторлық диаграмма түринде (тутас иймеклик) ω шамасының α мүйешинен ғәрэзлиги көрсетилген. Еки аүхалда ($\alpha = 0$ ҳәм $\alpha = \pi$) жақтылық николь арқалы толығы менен өтеди ҳәм еки аүхалда ($\alpha = \pi/2$ ҳәм $\alpha = 3\pi/2$) - толығы менен сөнеди. Ҳақыйқатында, қәлелеген никольде жақтылықтың жоғалыўы да, бир текли болмаған участкалардағы шашыраўы да орын алады (көбиклер, тырналған орынлар х.т.б.), сонлықтан $\alpha = 0$ ҳәм $\alpha = \pi$ теңликтери орынланатуғын жағдайларда өткен жақтылықтың құйаты ω түскен жақтылықтың құйаты ω_0 ден киши болады. Ал $\alpha = \pi/2$ ҳәм $\alpha = 3\pi/2$ теңликтери орынланатуғын жағдайларда призма арқалы жақтылықтың белгили дәрежеде өтеди.



173-сүйрет.
Жақтылықтың құйатының николдың бурылыў мүйешинен ғәрэзлигі:
a) тегис поляризацияланған жақтылықтың;
b) толық емес поляризацияланған жақтылықтың.

Поляризациялық әсбаплар толығы менен поляризацияланбаға жақтылықтағы поляризацияның дәрежесин анықлауға да мүмкіншилик береди. Николь призмасына (ямаса басқа поляризациялық әсбапқа) толығы менен поляризацияланбаған жақтылық келип түсетуғын болса,

онда призманың қәлеген аўхалында жақтылықты сөндериүге болмайды. Бундай жағдайда жақтылық ағысының қуятының α мүйешинен ғәрэзлиги 173-сүрреттеги пункттир иймеклик пенен бериледи (биз төменде усындан ғәрэзликтиң эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықта да алышатуғының көремиз). Толық менен поляризацияланбаған жақтылықты поляризацияланған ҳәм тәбийи жақтылықтардың араласпасы деп қарауға болады.

Толық емес поляризацияланған жақтылықтың поляризация дәрежеси деп

$$Q = \frac{w_p}{w_p + w_n} \quad (2)$$

шамасына айтады. Бул теңликтे w_p арқалы жақтылықтың поляризацияланған бөлімінин ағысының қуяты ҳәм w_n арқалы жақтылықтың тәбийи бөлімінин қуяты белгиленген. $w_p + w_n$ шамасы толық емес поляризацияланған жақтылықтың толық қуяты w ге тең болғанлықтан, (2)-аңлатпа мынадай түрге де енеди:

$$Q = \frac{w_p}{w}.$$

§ 291. Поляризацияланған нурлардың интерференциясы. Эллипслик ҳәм дөңгелек поляризация. Қос нур сындырыўда тәбийи жақтылықтан пайда болған әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлар когерентли емес. Егер тәбийи нурларды ҳәр қыйлы болған еки A ҳәм B тегисликте поляризацияланған нурларға бөлсек ҳәм буннан кейин поляризациялық әсбаптың жәрдемінде олардағы тербелислерди бир тегисликке алып келсек, онда олар интерференцияланбайды. Бул мынадай жағдайдың орын алатуғының менен түсіндириледи: тәбийи жақтылықта ҳәр қыйлы тегисликлердеги жақтылық тербелислері ҳәр қыйлы атомлар менен молекулалар тәрепинен шығарылған. Демек, олар бир бири менен байланыспаған ҳәм турақты фазалар айырмасына ийе болмайды (когерентли емес).

Бир поляризациялық нурдан пайда болатуғын әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлар когерентли. Егер усындан еки нурдағы тербелислерди поляризациялық әсбаптың жәрдемінде бир тегисликке алып келсек, онда нурлар әдеттегидей болып интерференцияланады. Егер еки когерентли тегис поляризациялық нурлардағы тербелислер бир бирине перпендикуляр бағыттарда жүзеге келетуғын болса, онда олар бир бирине перпендикуляр тербелмелі қозғалыс түрінде қосылады ҳәм эллипс тәризли характеристдердеги тербелислердин пайда болыўына алып келеди (I том, 101-параграф).

Үақыттың өтийи менен электр векторының ушы эллипсті сызатуғында болып өзгеретуғын болса, онда бундай жақтылықты эллипс тәризли поляризацияланған деп атайды. Дара жағдайда эллипстің дөңгелекке айлана алады ҳәм бундай жағдайда дөңгелек бойынша поляризацияланған жақтылыққа ийе боламыз. Толқындағы магнит векторы барлық үақытта электр векторына перпендикуляр ҳәм биз қарап атырған типтеги толқынларда ол да үақытқа байланыслы тап сондай болып өзгереди. Демек, оның ушын эллипсті ямаса дөңгелекти сызады.

Элипс тәризли толқынлардың пайда болыўын толығирақ қараймыз. 287-параграфта биз нурлардың дәстеси оптикалық көшери сындырышы бетке параллель болған бир көшерли кристалдан соғылған пластинкаға келип түскенде әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардың бир бағытта, Бирақ ҳәр қыйлы тезликлер менен тарқалатуғының көрдик. Мейли, усындан пластинкаға тегис поляризацияланған нур келип түсетуғын ҳәм оның поляризация тегислигі менен пластинканың бас кесими тегислигинин арасындағы мүйеш нолден ҳәм $\pi/2$ ден өзгеше болсын. Бундай жағдайда пластинкада әдеттегидей нур да, әдеттегидей емес нур да пайда болады ҳәм олар когерентли нурлар болып табылады. Олар пайда болған моментте пластинкаға олардың арасындағы фазалар айырмасы нолге тең, Бирақ нурлардың пластинкаға өтийи менен фазалар айырмасының шамасы өссе баслайды. Бул фазалар айырмасын есаптаймыз.

Қалыңлығы l болған пластинка арқалы өткенде нурлардың ҳәр бири фазасы бойынша $2\pi l/\lambda$ шамасына кейин қалады, бул қатнаста λ арқалы берилген нурдағы толқын үзынлығы белгиленген. Әдеттегидей нур ушын толқын үзынлығы $\lambda_0 = v_0/\nu$. Бул теңликтеке v_0 - толқынның кристалдағы тарқалыу тезлиги, ал ν - тербелислердин жийилиги. $v_0 = c/n_0$ теңлиги орынлы болғанлықтан (бул теңликтеке n_0 арқалы әдеттегидей нур ушын сыйның коэффициенти белгиленген), $\lambda_0 = c/n_0\nu$ теңлигине ийе боламыз. Тап ұсындан жоллар менен кристалдағы әдеттегидей емес нур ушын $\lambda_e = c/n_e\nu$ теңлигин аламыз. Бул теңликтеке n_e - әдеттегидей емес нур ушын сыйның коэффициенти. Буннан, еки нурдың арасындағы фазалар айырмасы мынаған тең болып шығады:

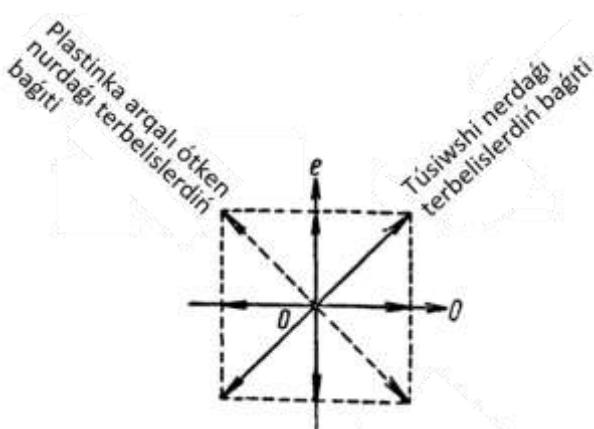
$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda_0} - \frac{2\pi l}{\lambda_e} = \frac{2\pi l\nu}{c} (n_0 - n_e).$$

c/ν шамасы жақтылықтың бослықтағы толқын үзынлығы λ болғанлықтан

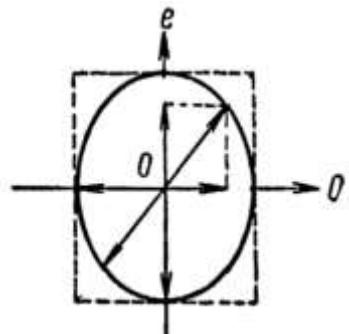
$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e) \quad (1)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип, $n_0 - n_e$ сыйндырыу коэффициентлериниң арасындағы айырма менен кристалдың қалыңлығы l қанша үлкен болса, еки нурдың арасындағы фазалар айырмасының шамасы да сонша үлкен болады екен. Егер пластинканың қалыңлығын $\Delta = k\pi$ шамасына (k арқалы пүтин сан белгиленген) тең етип сайлап алсақ, онда еки нур да пластинкадан шыққанда қайтадан тегис поляризацияланған жақтылықты береди. k жуп болған жағдайда оның поляризация тегислигі пластинкаға түсken нурдың поляризация тегислигине сәйкес келеди; егер k ның мәниси тақ болса, онда пластинкадан шыққан нурдың поляризация тегислигі пластинкаға түсетуғын нурдың поляризация тегислигине салыстырғанда $\pi/2$ мүйешине бурылған болады (174-сүүрет). Фазалар айырмасы Δ ның барлық басқа мәнислеринде пластинкадан шыққан еки нурдың тербелислері бир бири менен қосылып, эллипс тәризли тербелисти береди. Егер $\Delta = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$ теңлиги орынланатуғын болса, онда эллипстин көшерлери әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардағы тербелислердин бағыты менен сәйкес келеди (175-сүүрет).



174-сүүрет. Фазалар айырмасы $k\pi$ ге тең болған бир бирине перпендикуляр тербелислерди қосыу.



175-сүүрет. Эллипс тәризли тербелислердин пайда болыуы.

Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардағы тербелислердин амплитудалары пластинкаға келип түсетуғын нурдың поляризация тегислигі менен пластинканың басы кесиминиң арасындағы мүйеш пенен анықланады (285-параграф). Егер түсіүши нурдың поляризация тегислигі менен пластинканың бас кесиминиң арасындағы мүйеш 45° болса, онда еки нурдың амплитудалары теңлеседи. Бунл жағдайда эллипс дөңгелекке айланады ҳәм, ұсыған сәйкес, дөңгелек бойынша поляризацияланған жақтылық пайда болады.

Тегис поляризацияланған нурды дөңгелек бойынша поляризацияға ($\Delta = \pi/2$) айландыра алатуғын пластинканың ең киши болған қалыңлығы [(1)-формулаға қараңыз]

$$\frac{\pi}{2} = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e)$$

теңлигинин жәрдемінде анықланады. Бұннан

$$l = \frac{\lambda}{4(n_0 - n_e)} \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

Бундай пластинка әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлардың арасында $\lambda/4$ шамасына тең жүрислер айырмасын береди. Сонықтан бундай пластинканы шерек толқынлы пластинка деп атайды. Әлбетте, шерек толқынлы пластинка еки нур арасындағы $\lambda/4$ шамасына тең жүрислер айырмасын тек λ толқын ұзынлығы үшін ғана береди. Басқа толқын ұзынлықтарына ийе болған жақтылық үшін l дің λ ден туýрыдан-туýры ғәрэзлиги ҳәм λ нин сындырыў көрсеткишлеринин $n_0 - n_e$ айырмасынан ғәрэзли болғанлығы себепли ол $\lambda/4$ тең өзгеше болған жүрислер айырмасын береди.

Әлбетте, шерек толқынлы пластинка менен бир қатарда "ярым толқынлық" пластинканы да, яғни әдеттегидей ҳәм әдеттегилей емес нурлардың арасындағы $\lambda/2$ шамасына тең (бул π ге тең фазалар айырмасына сәйкес келеди) жүрислер айырмасын беретуғын пластинканы да соғыўға болады. Жоқарыда айтылғанлар бойынша бундай пластинка тегис поляризацияланған жақтылықтың поляризация тегислигін $\pi/2$ мүйешине бурады.

Мысал сыпатында исландия шпатынан соғылған шерек толқынлық пластинканы қараймыз. Сары жақтылық үшін ($\lambda = 0,59$ мкм) исландиялы шпат сындырыў коэффициентлеринин $n_0 - n_e = 0,172$ шамасына тең айырмасын береди.

Буннан (2)-формуланың жәрдемінде шерек толқынлық пластинканың қалыңлығы I үшін мынадай шаманы аламыз:

$$l = \frac{5,9 \cdot 10^{-5}}{4 \cdot 0,172} sm = 8,6 \cdot 10^{-5} sm.$$

Тап сол исландиялы шпattaғы көк жақтылық үшін ($\lambda = 0,46$ мкм) сындырыў коэффициентлеринин айырмасы $n_0 - n_e = 0,184$ шамасына тең ҳәм, сонықтан, шерек толқынлық пластинканың қалыңлығы $7,8 \cdot 10^{-5}$ см шамасына тең болыўы керек.

Көринип турғанында шерек толқынлық пластиналардың қалыңлығы жұдә киши, сонықтан бундай пластиналарды соғыў үлкен қыйыншылықтарды пайда етеди. Сонықтан, әдетте пластинаканы $\Delta = \frac{\pi}{2} + 2k\pi$ фазалар айырмасын пайда ететуғындай етип соғады (k арқалы пүтин сан белгиленген). Бундай пластинаканың тәсіри шерек толқын ұзынлығы пластинасының тәсіриндей болады. Себеби $2k\pi$ шамасына тең фазалар айырмасы ҳеш қандай әхмийетке ийе емес.

Әдетте шерек толқынлық пластиналарды исландия шпатынан емес, ал қайта исленийі қолайлы болған слюдадан ямаса гипстен соғады. Бул кристаллардың екеуі де еки көшерли кристаллар болып табылады (289-параграф), Бирақ олардан еки нурға $\lambda/4$ шамасына тең жүрислер айырмасын беретуғында пластиналарды кесип алыўға болады.

Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей, $\lambda/4$ пластинасының жәрдемінде поляризацияланған нурдан эллипс тәризли ямаса дөңгелек бойынша поляризацияланған ҳәм, керисинше, усындағы пластиналардың жәрдемінде эллипс тәризли ямаса дөңгелек бойынша поляризацияланған нурдан тегис поляризацияланған жақтылықты алыўға болады.

Бул жағдайды эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықты толығы менен поляризацияланбаған жақтылықтан ямаса дөңгелек бойынша поляризацияланған жақтылықты тәбийий жақтылықтан айырыўға мүмкіншилик береди. Бирақ, тек бир

поляризациялық әсбаптың, мысалы николдин, нурлардың поляризациясының усындағи типлерин бир бириңен ажыратыў ушын жеткиликли емес. Ҳақыйқатында да, эллипс тәризли поляризацияланған жақтылық болған жағдайда да, толық поляризацияланбаған жақтылық болғанда да николди бурғанда жақтылықтың жарықлығының базы бир максималлық ҳәм минималлық мәнислериниң арасындағы өзгериси ғана бақланады. Дөңгелек бойынша ямаса тәбийий жақтылық болған жағдайда николди қәлегенше турғанда жақтылықтың жарықлығы өзгерисиз қалады. Егер, алдын ала сәйкес түрде бағыт берилген $\lambda/4$ пластинканы киргизгенде эллипс тәризли поляризацияланған жақтылық туұры сзығылы поляризацияланған жақтылыққа айланады ҳәм оны николдин жәрдеминде сөндидиүге болады. Ал толық емес поляризацияланған жақтылықтың $\lambda/4$ пластинкасы арқалы өтийүиниң барысында өзгериске ушырамайды. Тап сол сыяқты, дөңгелек бойынша поляризацияланған жақтылықты $\lambda/4$ пластинка арқалы өткенде николь тәрепинен толық сөндидирилетуғынлығы бойынша айырыўға болады.

Эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықты николь арқалы өткергенде жақтылықтың интенсивлиги толық емес поляризацияланған жақтылықта орын алатуғын жағдайдағыдай, никольдин бурылыш мүйешинен ғәрезли болады. Жақтылық ағысының құйаты ω ның никольдин бурылыш мүйеші α дан ғәрезлиги 173-сүйретте пункттир сзық пенен көрсетилген. Жақтылық ағысының максимумы менен минимумы ω_{max} ҳәм ω_{min} алынатуғын бағыттар эллипстің еки $2a$ ҳәм $2b$ көшерлериниң бағыттарын береди. Ярым көшерлердин қатнасы a/b мынаған тең:

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{\omega_{max}}{\omega_{min}}}.$$

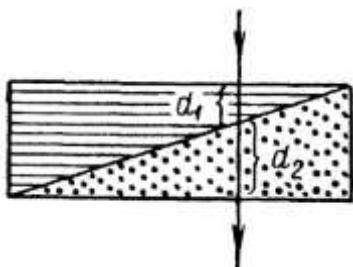
Бул теңлик жақтылық ағысының құйатының максималлық ҳәм минималлық мәнислерине сәйкес келетуғын тербелислердин амплитудаларының эллипстің ярым көшерлери a менен b тең болатуғынлығының салдары болып табылады.

Эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықты $\lambda/4$ пластинканың жәрдеминде жоқарыда келтирилген усылдың жәрдеминде таллауды эллипстің тәризли поляризацияланың фазалар айырмасы $\pi/2$ тең болған бир бирине перпендикуляр болған ҳәр қыйлы амплитудаларды қосыудың салдарынан пайда болатуғын жағдайда ғана өткериүге болады. Егер эллипстің тәризли поляризация фазалар айырмасы $\Delta \neq \pi/2$ шамасына тең болған бир бирине перпендикуляр болған еки тербелести қосыудың салдарынан пайда болатуғын болса, онда бундай жақтылықты тегис поляризацияланған жақтылыққа айландырыў ушын Δ менен қосқанда π шамасына (ямаса $2\pi k$) тең болған фазалар айырмасын беретуғын Δ' қосымша фазалар айырмасын киргизиў керек болады. Бундай жағдайда $\lambda/4$ пластинканың орнына компенсаторлар деп аталатуғын фазалар айырмасы Δ ның қәлеген мәнисин беретуғын айрықша әсбаплар қолланылады.

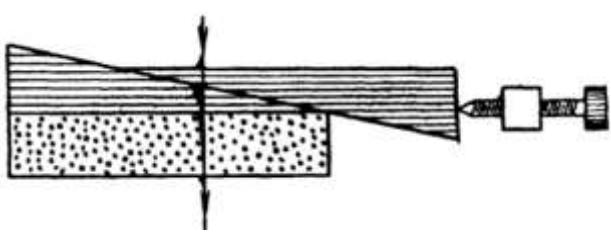
Бабине компенсаторы деп аталатуғын компенсаторлардың ең әрийайы типи еки кварк сынадан турады ҳәм олардың оптикалық көшерлери бир бирине перпендикуляр болыуы керек (176-сүйрет). Бундай жағдайда жоқары сынада әдettегидей болған нур төменги сынада әдettегилей емес нурға (ҳәм керисинше) айланады. Усының салдарынан жақтылық сынадардың бирдей қалыңлықтары арқалы өткенде ҳеш қандай фазалар айырмасы пайда болмайды. Жақтылық бир сынада екинши сынадағы d_2 қалыңлығданан өзгеше болған d_1 қалыңлығын өткенде нурлардың арасында белгили бир фазалар айырмасы пайда болады.

Солай етип, жақтылық сынадар арқалы өтетуғын орынға байланыслы қәлеген фазалар айырмасын алғыўға болады еken. Бабине компенсаторының қолайсызлығы жүдә жицишке болған нурлардан пайдаланыудың зәрүргилгинен ибарат. Себеби кең дәсте ушын оның ҳәр қыйлы болған орынларында ҳәр қыйлы фазалар айырмасы пайда болады. Солейль компенсаторы бундай

кемшиликке ийе емес. Ол оптикалық көшерлери бир бирине параллель болған еки кварц сынадан ҳәм көшери сыналардың көшерлерине перпендикуляр болған кварц тегис-параллель пластинкадан турады (177-сүйрет). Жоқарғы сынаны өзи өзине параллель бағытта микрометрик винттиң жәрдемінде жылдыстырыўға болады. Бундай орын алмастырыўда сыналардың бир бирине тийисип түрған орынларының барлық үзынлығында турақты болған олардың қосынды қалыңлығы өзгереди ҳәм төменгі пластинканың қалыңлығына тең ямаса оннан өзгеше болыўы мүмкін. Бириńши жағдайда компенсатор еки нурдың арасындағы фазалар айырмасына ҳеш қандай фазалар айырмасын қоспайды, ал екинши жағдайда болса фазалар айырмасын қосады ҳәм бул фазалар айырмасының мәниси қәлеген талап етилген шамаға тең болыўы мүмкін.



176-сүйрет. Бабине компенсаторы.



177-сүйрет. Солейль компенсаторы.

§ 292. Николлердин арасындағы кристаллық пластинка. Усы үақыттарға шекем биз тербелислери бир бирине перпендикуляр бағыттарда болатуғын нурлардың интерференциясын қарадық. Енди тербелислери бир тегисликке алып келинген поляризациялаған нурлардың интерференциясын қараймыз. Бундай жағдайда N_1 ҳәм N_2 николларының арасына тегис параллель AB пластинкасын жайластырыў жолы менен жүзеге келтириўге болады (178-сүйрет). Мейли, пластинка бир текли кристалдан оның оптикалық көшерине параллель етип кесип алынған болсын. Николлер бир бирине атанақ түрде жайластырылған ҳәм система арқалы нурлардың параллель дәстеси өтеди деп болжайық. Николлардың екеўиниң де бас кесимлериниң аұхалын N_1 ҳәм N_2 арқалы белгилейик (179-сүйрет). Бундай жағдайда бириńши николден өткен нурдағы электр векторы N_1 дин бағытында тербеледи; бул тербелислердин амплитудалары A_1 векторының жәрдемінде берилген. Мейли, OO' сыйығы AB пластинкасының бас кесиминиң аұхалына сәйкес келетуғын болсын (178-сүйрет). AB пластинкасына келип түсетуғын нур екиге, бирдей бағытта, Бирақ ҳәр қылышы тезликтер менен тарқалатуғын әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларға бөлинеди. Әдеттегидей емес толқындағы электр векторы OO' бағытында тербеледи, ал әдеттегидей толқында болса электр векторы OO' бағытына перпендикуляр бағытта тербеледи. Олардың бириńшисиниң амплитуда векторын A_e арқалы, екиншисиниң амплитуда векторын A_0 арқалы белгилеймиз. A_e ҳәм A_0 векторларының екеўиниң де мәнислерин A_1 векторын OO' бағытына ҳәм оған перпендикуляр болған бағытқа проекциялаў жолы менен аламыз. Егер пластинканың бас кесими бириńши николдин баз кесими менен α мүйешин жасайтуғын болса, онда

$$A_e = A_1 \cos \alpha, A_0 = A_1 \sin \alpha. \quad (1)$$

теңликтерине ийе боламыз.

Амплитудалары A_e ҳәм A_0 болған еки нурдың тербелислериниң арасында

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_0)$$

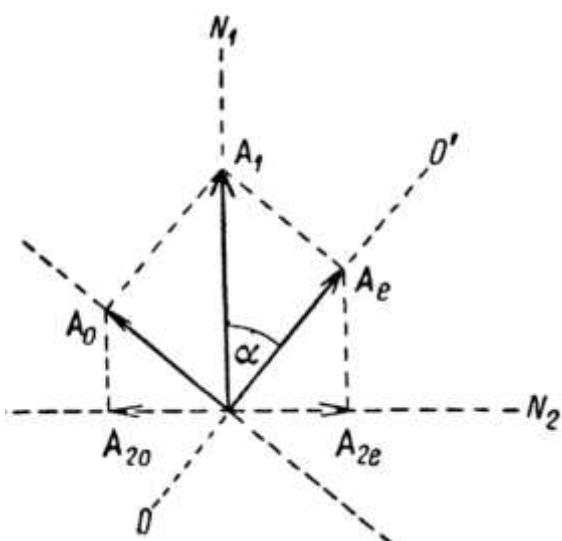
шамасына тең фазалар айырмасы пайда болады. Екинши николь өзи арқалы A_e ҳәм A_0 тербелислериниң N_2 бағытына түсирилген проекцияларынан ибарат тербелислерди ғана өткереди. 179-сүйретте бул тербелислердин амплитудаларының векторлары A_{2e} ҳәм A_{20} стрелкаларының жәрдемінде көрсетилген. 179-сүйреттен ҳәм (1)-теңликten мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} A_{2e} &= A_e \sin \alpha = A_1 \sin \alpha \cos \alpha, \\ A_{20} &= A_0 \cos \alpha = A_1 \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned}$$

Солай етип, A_{2e} ҳәм A_{20} амплитудалары санлық мәнислери бойынша бир бирине тең. Бир қарап атырған еки тербелис те бир тегис поляризацияланған A_1 тербелестен пайда болады. Соныңтан олар когерентли ҳәм интерференциялана алады. 179-сүйреттен көринип турғанындай, A_{2e} ҳәм A_{20} векторлары қарама-қарсы тәреплерге бағытланған ҳәм, соныңтан, оларға сәйкес келетуғын тербелислердин арасында (2)-формуланың жәрдеминде анықланатуғын Δ тең фазалық айырмасы менен бирге қосымша π шамасына тең фазалар айырмасы да пайда болады. Солай етип қосынды фазалар айырмасы Δ_1 мынаған тең:

$$\Delta_1 = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_0) + \pi.$$

$\Delta_1 = 2\pi k$ болған жағдайда, бул теңликте k арқалы пүтин сал белгиленген, еки тербелис бир бириң максималлық дәрежеде қүшетеди ҳәм атанақ түринде қойылған николлер арқалы қарағанда майдан жақтылы болып көринеди. $\Delta_1 = \pi(2k + 1)$ теңлиги орынланған жағдайда тербелислер бир бириң толық өширеди ҳәм майдан қарағы болып қалады. Системаны ақ жақтылық пенен жақтыланырғанда ҳәр қыйлы узынлықтардағы толқынлар ушын тербелислердин максималлық қүшенийи ҳәм ҳәлсиреүи шәрти бир үақытта орынланбайды ҳәм, соныңтан, атанақ етип қойылған николлердин арасынан жайластырылған тегис-паралель пластинканың берилген қалындығында майдан тең өлшеүли боялған болып көринеди. Боялыұдың тоны пластинканың қалындығынан ҳәм сыйның көрсеткишлеринин айырмасы $n_e - n_0$ шамасынан ғәрэзли.



179-сүйрет.

Бир бириң атанақ түринде жайластырылған николлер ҳәм кристаллық пластинка арқалы өткен тербелислердин амплитудасын анықлауға.

Егер николлердин басы кесимлерин бир бириң паралель етип жайластырсақ (180-сүйрет), онда

$$\begin{aligned} A_{2e} &= A_e \cos \alpha = A_1 \cos^2 \alpha, \\ A_{20} &= A_0 \cos \alpha = A_1 \sin^2 \alpha \end{aligned}$$

теңликтерине ийе боламыз.

Енди A_{2e} ҳәм A_{20} векторларының екеүі де бир тәрепке қарай бағытланған ҳәм сәйкес тербелислердин арасындағы фазалар айырмасы мынаған тең:

$$\Delta_2 = \Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_0),$$

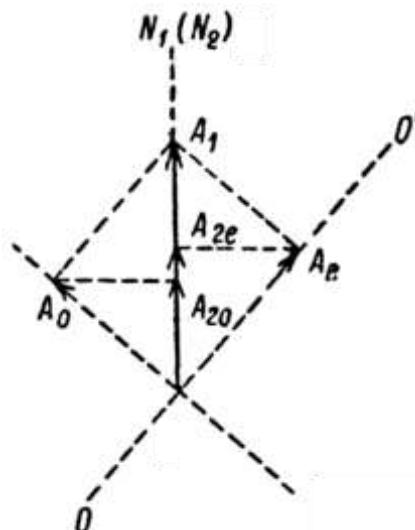
яғни Δ_1 фазалар айырмасынан π шамасына айрылады.

$\pm\pi/4$ шамасынан басқа α мүйешиниң қәлеген мәнисинде A_{2e} ҳәм A_{20} амплитудалары бир бирине тең емес ҳәм, усыған сәйкес пластинканың қалыңлығының қәлеген мәнисинде тербелислер бир бирин толығы менен сөндире алмайды. Бир бирине параллель етип қойылған пластинканың қәлеген қалыңлығында Пластинканың қәлеген қалыңлығында ($n_e - n_0$ айырмасының қәлеген мәнисинде) майдан азы-көпли жақтыландырылған ҳәм боялған болады. Тек $\alpha = \pm\pi/4$ теңлиги орынланған жағдайда ғана A_{2e} ҳәм A_{20} амплитудалары бир бирине тең. Бундай жағдайда николлердин арасына жайластырылған пластинка жақтылықты өшире алады.

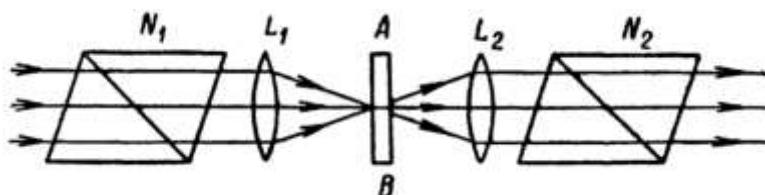
Δ_2 фазалар айырмасы Δ фазалар айырмасынан π ге айрылатуғын болғанлықтан, бир бирине атанақ түринде қойылған николлер арқалы өткенде күшетуғын нурлар параллель қойылған николлерде ҳәлсирейди ҳәм керисинше. Усының салдарынан системаны ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда параллель ҳәм атанақ етип қойылған николлерде ҳәр қыйлы реңлерге боялған жолақтар алынады; бундай бояўларды қосымша бояўлар деп атайды. Егер николлердин бирин бұрса, онда бояұдың түри үзликсиз өзгериске ушырайды. Тап усындај жағдай қозғалмайтуғын николлерде пластинканы бұрғанда (α мүйешин өзгерктенде) орын алады.

180-сүйрет.

Кристаллық пластинка ҳәм бир бирине параллель жайластырылған николлер арқалы өткен тербелислердин амплитудасын анықлауға.



Жоқарыда тәрийипленген құбылысларды хромат поляризация деп аталады. Хромат поляризация қос нур сындырыұды табыў ушын жұдә сезгир усыл болып табылады. Сындырыў коэффициентлериниң айырмасы болған $n_e - n_0$ шамасының киши мәнислеринде әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурларды тиккелей бақлау жолы менен қос нур сындырыушы табыў дым қыйын. Әззи анизотропияға ийе заттан соғылған пластинканы бир бирине атанақ етип қойылған николлер арқалы қарағанда майдан жақтыланады ҳәм бул қос нур сындырыұдың бар екенligиниң дәлили болып табылады.



181-сүйрет. Жыйналыўшы нурлардағы кристаллық пластинка.

Хромат поляризацияның құрамалырақ болған түри жыйналатуғын нурларда бақланады. Бундай жағдайда N_1 ҳәм N_2 николларының арасына жайластырылған AB

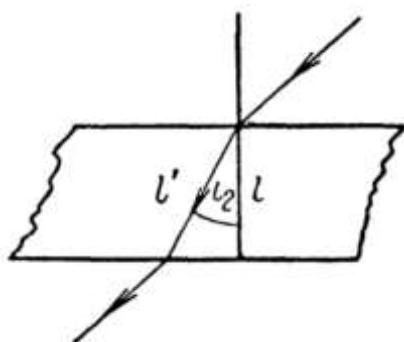
кристал пластинкасына (181-сүйрет) L_1 линзасының жәрдемінде нурлардың жыйналатуғын конусы түсириледи. Пластинканың бетине түсирилген нормаль менен i_2 мүйешин жасайтуғын нур (182-сүйрет) пластинканың

$$l' = \frac{l}{\cos i_2}$$

қалыңлығын өтеди. Кристалл арқалы берилген бағытта тарқалатуғын әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес еки нурдың арасында

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{l}{\cos i_2} (n_0 - n_1)$$

фазалар айырмасына иие болады. Бул теңликтे n_1 - берилген бағыттағы әдеттеги нур ушын сыйның көрсеткиши. Нурлардың интерференциясының салдарынан қурамалы сүйрет пайда болады. Бундай сүйрет ушын дара жағдай 183-а сүйретте көрсетилген. Еки көшерли кристалдан кесип алғынған пластинкаларда алынатуғын сүйрет оннан да қурамалы болады; пайда болатуғын интерференциялық сүйреттиң бири 183-б сүйретте келтирилген.



182-сүйрет.
Пластинканың бетине түсирилген нормаль
менен i_2 мүйешин жасайтуғын нурдың
жолының ұзынлығы.

§ 293. Жасалма қос нур сындырыў. XIX әсирдин басында изотроп мәлдир ортилықтардағы механикалық деформацияның тәсиринде қос нур сындырыудың орын алатуғынлығы табылды. Деформацияның тәсиринде пайда болатуғын оптикалық анизотропияны изертленетуғын A денесин атанақ түринде жайластырылған николлердин арасына жайластырыў арқалы аңсат бақлауға болады (184-сүйрет).

Денени OO' бағытында бир бағытта қыссақ ямаса созсақ, онда OO' оптикалық көшери бар бир текли кристалдың анизотропиясына эквивалент болған оптикалық анизотропия пайда болады. Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлар OO' бағытына перпендикуляр бағытта тарқалмай, Бирақ ҳәм қыйлы болған v_0 ҳәм v_e тезликлері менен тарқалады. Егер николдин бас кесими OO' бағытына параллель де, перпендикуляр да болмаса, онда деформацияланған дене арқалы өткен жақтылық эллипс тәризли поляризацияланған болады ҳәм оны N_2 николинин жәрдемінде өшириүге болмайды.

Сындырыў коэффициентлериниң айырмасы $n_0 - n_e = \frac{v_0}{c} - \frac{v_e}{c}$ пайда болған анизотропияның өлшеми болып хызмет ете алады. Тәжирийбелер $n_0 - n_e$ айырмасының деформацияланған денеге түсирилген p басымына пропорционал екенлигин көрсетеди:

$$n_0 - n_e = kp.$$

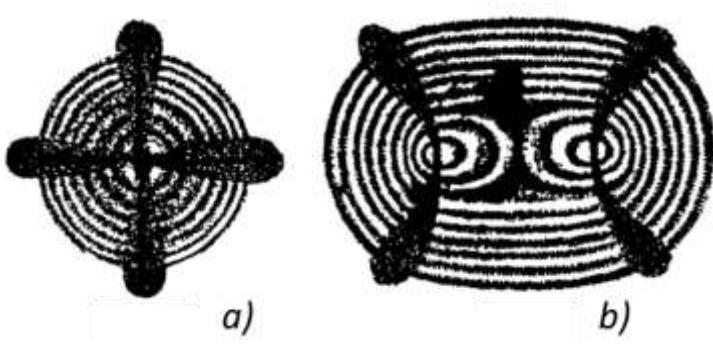
Бул теңликте k арқалы заттың қәсийеттери бойынша анықланатуғын константа белгиленген. Әдеттегидей ҳәм әдеттегидей емес нурлар денеде l қалыңлығын өткенде алатуғын фазалар айырмасы мынаған тең:

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e) = cpl.$$

Бул теңликте $c = \frac{2\pi k}{\lambda}$ - жаңа константа. Заттың түрине байланыслы c константасының шамасы оң да, терис те бола алады; соның менен бирге оның мәниси толқын ұзынлығы λ

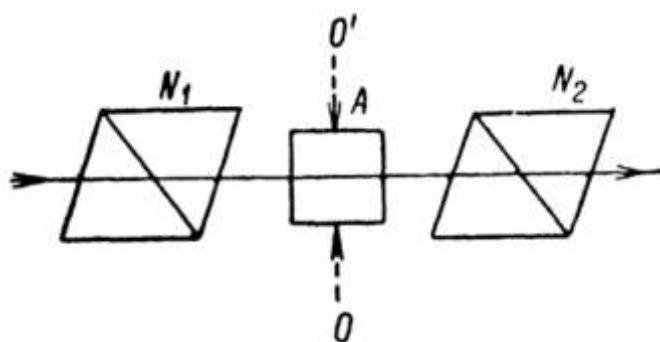
ден де ғәрэзли. Δ ның λ ден ғәрэзлигіне байланыслы, тәбийи кристаллар беретуғын хромат поляризацияны бақлағанда майдан қандай боялған болса, деформацияның салдарынан жақтыландырылған майдан да тап сондай болып боялған болады.

183-сүйрет. Жыйналыұшы дәсте еки николдиң арасына жайластырылған кристаллтық пластинка арқалы өткенде пайда болатуғын интерференциялық сүйрет: а) пластинка бир көшерли кристалдан соғылған; б) пластинка еки көшерли кристалдан соғылған.



Егерде денеде керіўлер сақланатуғын болса, онда деформациялаұшы күшлердин тәсири тоқтағаннан кейин де қос нур сындырыў сақланады. Мысалы, шынықтылырыған шийшениң бөлеклеринде айқын көринетуғын хромат поляризация орын алады. Хромат поляризацияның усындаі түриниң көриниүй бойынша мөлдир денелердеги керіўлердин бар екенлиги изертленеди. Жасалма қос нур сындырыў мөлдир моделлердеги деформацияларды үйрениў ушын да әмелде қолланылады. Оптикалық анизотропияның шамасы басымға пропорционал болғанлықтан, атанақ түрде қойылған николлердин арасындағы моделди бақлағанда пайда болатуғын бирдей реңге ийе жолақлардың (изохромлардың) түри бойынша керіўлердин шамасы ҳақында гәп етиүге болады. Мөлдир денеден (әдетте целлULOидтан) моделлерди таярлап анау ямаса мынау күшлердин тәсиринде ҳәр қыйлы формаларға ийе болған денелерде пайда болатуғын деформациялар ҳақындағы бир қатар теориялық ҳәм әмелий мәселелерди шешиүге болады. Ҳәзирги ўақытларды деформацияларды изертлеудин үсындаі үсылы (фотосерпимлик деп аталатуғын үсыл) жүдә кең тарқалған. 3-сүйретте (қосымшаны қараңыз) бир тәреплик созыўда киши дөңгелек тесиги бар пластинкада пайда болатуғын изохромлардың фотосүйрети келтирілген.

184-сүйрет.
Механикалық деформацияда пайда болатуғын қос нур сындырыұды бақлау.



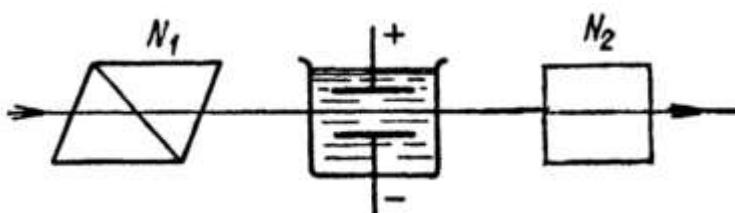
Сүйықлықтарда да динамикалық сыртқы тәсирилердин тәсиринде оптикалық анизотропия пайда бола алады. Тезліктиң градиенти орын алатуғын сүйықлықтағы қос нур сындырыў оның мысалы хызметин атқара алады. Егер сүйықлық еки дийўалдың арасында ламинар ағатуғын болса (мысалы қозғалмайтуғын ҳәм айланатуғын коаксиаллық цилиндрлерди айырып турған дийўаллардың арасындағы), онда ол оптикалық жақтан анизотроп болады. Бул анизотропия әдеттегидей ҳәм әдеттегилей емес нурлардың сындырыў коэффициентлериниң арасындағы айырма Δn нен ҳәм сүйықлықтың оптикалық көшери менен ағыстың бағытының арасындағы мүйеш α дан ғәрэзли. Бир текли сүйықлықтың анизотропиясы керіўлердин салдарынан пайда болады ҳәм бул өзгешелігі бойынша ол деформацияның нәтийжесинде қатты денелерде пайда

болатуғын анизотропияға үсайды. Сүйықлықты қандай да бир анизотропиялық бөлекшелер болған жағдайда, онда қос нұр сындырыў бул бөлекшелердин ағыстағы ориентациясы бойынша анықланады. Егер бөлекшелердин өзлери изотроп, ал олардың формалары шар тәризли болмаса да қос нұр сындырыў пайда болады. Бөлекшелердин хызметин ериген заттың молекулалары да атқара алады (мысалы базы бир органикалық затлардың ири молекулалары).

Ағыстағы оптикалық анизотропияның пайда болыуы В.Н.Цветков ҳәм оның менен бирге іслейтуғын хызметкерлер тәрепинен полимерлердин, мысалы жасалма каучуклар менен пластмассаларды алғыда пайдаланылатуғын полимерлердин қәсийетлерин үйрениү ушын қолланылды.

Сүйықлықтағы қос нұр сындырыў усы сүйықлықта ультраакустикалық тербелислерди қоздыштан жағдайларда да жүзеге келеди. Бул құбылыс сес майданында сүйықлықтың тезлигинин градиентинің болатуғынлығы менен түсіндіриледи. Солай етип, бул эффект, мәниси бойынша буннан алдыңғы эффектке алып келинеди.

§ 294. Электр майданындағы қос нұр сындырыў. Жасалма анизотропияның басқа мысалы электр майданының тәсиринде пайда болатуғын анизотропия болып табылады. Бул құбылыс 1875-жылы Керр тәрепинен ашылды ҳәм Керр құбылысы деп аталады. Электр майданындағы қос нұр сындырыў биринши рет қатты диэлектриклерди зарядланған конденсатордың астарларының арасына жайластырғанда табылды. Бирақ бул жағдайда мынадай гүмән пайда болады: бундай жағдайдағы электр майданының тутқан орны жанапай орын болып қалмай ма, ал бақланған қос нұр сындырыў электр майданының тәсиринде пайда болған механикалық деформация менен байланыслы емес (электрострикция құбылысы, II томдағы 141-параграф)? Керр бул эффектти статикалық қысыў оптикалық анизотропияға алып келмейтуғын сүйықлықтарда тапқаннан кейин электр майданының тиккелей тәсири биротала тастыыйқланды. Кейин (1930-жылы) электр майданының тәсириндеги қос нұр сындырыў газлерде де табылды.



185-сүйрет. Электр майданындағы қос нұр сындырыўды бақлау.

Сүйықлықтардағы Керр құбылысын бир бирине перпендикуляр жайластырылған N_1 ҳәм N_2 николларының арасына ишине тегис конденсаторлардың пластинкалары киризилген кюветаны жайластырыў жолы менен бақлаўға болады ("Керр ячейкасы"). Конденсаторды зарядлағанда жақтылық николлер арқалы өте баслайды. Сүйықлық көшери электр майданының бағыты менен бағытлас болған бир көшерли кристалдың қәсийетлерине ийе болады. Тәжирийбелер сыныў коэффициентлеринің айырмасы $n_0 - n_e$ ниң майданының кернеўлиги E ниң квадратына пропорционал екенлигин көрсетеди. Буннан пайда болған әпиўайы ҳәм әпиўайы емес нурлардың арасындағы фазалар айырмасы Δ ниң

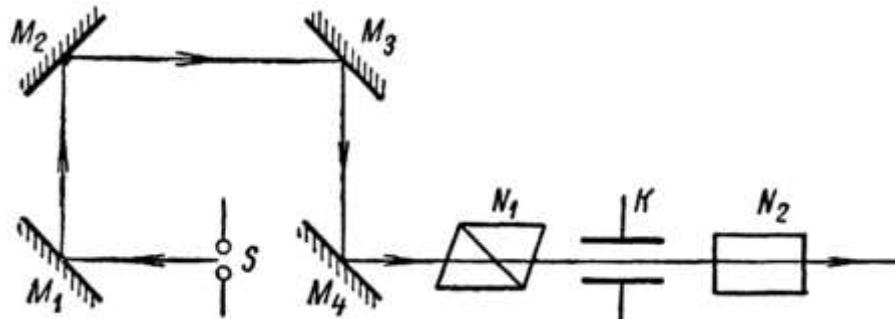
$$\Delta = BIE^2$$

шамасына тең болатуғынлығы келип шығады. Бул теңліктегі I - сүйықлықтың қалыңлығы, B - сүйықлықтың тек сортынан ғәрзесли болған тұрақты шама (Керр тұрақтысы). Сүйықлықтардың көпшилигі ушын $B > 0$. Сүйықлықтардың барлығының ишинде ең үлкен Керр тұрақтысына нитробензол ийе, оның ушын $B = 2 \cdot 10^{-5}$ CGSE. Δ ниң E ден квадраттық

ғәрэзликке ийе болыўының салдарынан әдettегидей ҳәм әдettегидей емес нурлардың арасындағы фазалар айырмасы электр майданының бағытынан ғәрэзли емес.

Кerr қубылысы электр майданының сүйиқлықтың анизотроп молекулаларына бағытлаушы тәсири менен түсіндіриледи. Майданың бағытлаушы тәсири молекулалардың тұрақты электр моментиниң бар болыўы (диполлық молекулалар) ямаса сыртқы майданда пайда болған моменттиң болыўы менен байланыслы болыўы мүмкін. Молекулалардың сыртқы электр майданында бағытларын өзгертип үлгериў үақыты 10^{-9} секундан үлкен емес; усындағы үақыттың ишинде бағытлары тәртиплескен молекулалар электр майданының тәсири алып кетилгеннен кейин тәртипті толық жоғалта алады ҳәм нәтийжеде қос нур сындырыў жоғалады.

Қос нур сындырыўдың пайда болыўы ҳәм жоғалыўы ушын жеткиликли болған үақыт аралығының усындағы киши мәниси биринши рет схемасы 186-сүйретте келтирілген тәжирийбениң жәрдемінде анықланды. S ушқынынан шыққан жақтылық $M_1 M_2 M_3 M_4$ айналарының системасында шағылысып, арасында Kerr ячейкасы K жайласқан N_1 ҳәм N_2 николлері арқалы өтеди. Kerr ячейкасының пластинкаларына ҳәм S ушқынлық аралығына өзгермели электр қозғаушы күшине ийе болған бир деректен потенциаллар айырмасы түсіриледи. Потенциаллар айырмасының мәниси тесиў кернеүине жеткенде S электродларының арасында ушқын пайда болады ҳәм Kerr ячейкасының конденсаторы разрядланады (зарядсызланады). M_1 ҳәм M_2 айналарын бир биринен қашықластырып, жақтылықтың Kerr ячейкасына шекемги жолының узынлығын үлкейтіүге болады ҳәм усындағы жоллар менен конденсатор разрядланатуғын үақыт моменти менен ҳәм жақтылық сол орынға жетип баратуғын үақыт моментиниң жұдә киши, Бирақ сезилерліктей болған айырмасын алыўға болады. Егер усы үақыт аралығының ишинде молекулалар тәртиплескен бағытларын бұзып үлгеретуғын болса, онда сүйиқлық қос нур сындырыўды бериүин тоқтатады ҳәм жақтылық николь тәрепинен сөндіриледи. Тәжирийбелерден Kerr ячейкасындағы қос нур сындырыўдың жоғалып үлгериўи ушын ушқыннан Kerr ячейкасына шекемги жақтылықтың жолының шама менен 3 м ге тең болыўының керек еkenligi келип шығады. Усындағы узынлықты жақтылық 10^{-8} сек үақыттың ишинде өтеди.



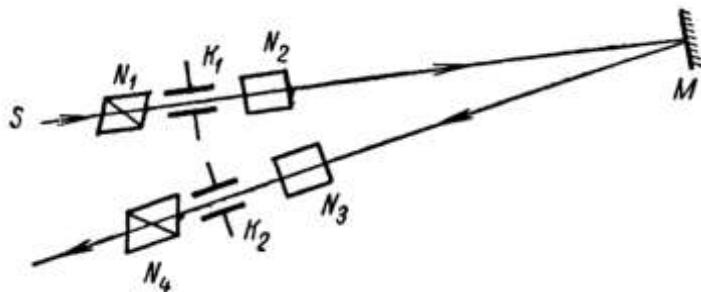
186-сүйрет. Қос нур сындырыўдың жоғалыўы ушын кеткен үақытты анықлаў ушын өткерилген тәжирийбениң схемасы.

Кейинирек өткерилген дәллиги жоқары болған өлшеўлер электр майданы өширилгеннен кейин сүйиқлықтың анизотропиясының жоғалыўы ушын зәрүрли болған үақыттың шама менен 10^{-9} секундқа тең еkenligin көрсетти.

Жасалма қос нур сындырыў айырым сүйиқлықтарда магнит майданының тәсиринде де жүзеге келеди. Магнит майданының тәсиринде пайда болатуғын сындырыў коэффициентлеринин

айырмасы $n_0 - n_e$ магнит майданының кернеўлигинин квадратына туры пропорционал. Түсириў мүмкін болған магнит майданларындағы $n_0 - n_e$ айырмасының шамасы жұдә киши.

Электр майданындағы қос нур сындырыў жүзеге келетуғын ҳәм жоқ болатуғын үақыт аралығының киши мәниси Kerr ячейкасын инерциясын әмелій ислерде ҳәм лабораториялық изертлеўлерде пайдаланылатуғын затвор сыпаттында пайдаланыўға мүмкиншилик береди. 254-параграфта Kerr ячейкасының жәрдемінде алынған жақтылықтың тезлигиниң мәниси көлтирилди. Усындағы өлшеўді әмелге асырыўға мүмкиншилик беретуғын дүзилистинң схемасы (187-сүйрет) принципінде Физо тәжирийбесиниң схемасына сәйкес келеди. K_1 ҳәм K_2 арқалы белгиленген еки Kerr ячейкасына жийилиги белгili болған v шамасына тең өзгермeli потенциаллар айырмасы синхронлы түрде түсириледи. Ячейкалардың екеўи де атанақ түриндеги николлердин арасына жайластырылған. Ячейканың астарларына потенциаллар айырмасы түсирилгенде жақтылық Kerr ячейкасынан ҳәм еки никольден туратуғын система арқалы өтеди. K_1 ячейкасына ийе биринши система тәрепинен өткерилген жақтылық M айнасына шекем жетип келеди, оның бетинде шағылышады ҳәм K_2 ячейкасы бар екинши системаға келип түседи. Егер, жақтылық K_1 ячейкасынан M айнасына ҳәм кери бағытта K_2 ячейкасына жетип келетуғын т үақыттың ишинде потенциаллар айырмасы нолге шекем төменлесе, онда жақтылық николь тәрепинен өшириледи. т үақытының шамасын белгili болған өзгермeli потенциаллар айырмасының жийилиги v арқалы анықлап ҳәм жақтылық өткен қашықтылықтың шамасын билип, жақтылықтың тезлигі с ны анықлауға болады.



187-сүйрет. Kerr ячейкасының жәрдемінде жақтылықтың тезлигин анықлау.

Инерциясыз затвор сыпаттында Kerr ячейкасы ҳәр қыйлы техникалық мақсетлер, мысалы, телевизорларда, в сести қайтадан тиклейтуғын аппаратурада, кино дүзилистерінде ҳ.т.б. қолланылады.

§ 295. Поляризация тегислигиниң айланыўы. Кристалда оптикалық көшердин бағытында жақтылық қос нур сындырыұды бермей, бир текли орталықта тарқалғандай болып тарқалады. Бирақ кварц кристалларында жақтылықтың оптикалық көшердин бағытында тарқалыуының изотроп орталықтағы тарқалыуынан айырмаға ийе екенligи анықланған. Тегис поляризацияланған жақтылық кварц арқалы тарқалғанда поляризация тегислигін бурады екен. Кейинирек бул құбылыс басқа да бир қатар кристалларда ҳәм айырым сүйекшіліктерде табылды ҳәм поляризация тегислигиниң айланыўы атамасына ийе болды. Поляризация тегислигін айландыратуғын заттар оптикалық актив заттар деп аталады.

Егер көшерге перпендикуляр етил кесилген кварц пластинкасын атанақ етил қойылған николлердин арасына жайластырса, онда майдан жақтыланады. Екинши николди базы бир мүйешке бурый жолы менен жақтылықты қайтадан сөндериүге болады. Бул жақтылықтың тегис поляризацияланған болып қалғанлығын ҳәм оның поляризация тегислигиниң базы бир мүйешке бурылғанын көрсетеди. Жақтылықтың дереги монохромат болған жағдайда

ғана николди бурыў арқалы жақтылықты толық өшириўге болады. Егер ақ жақтылықты пайдаланса, онда атанақ етип қойылған кварц пластинкасын жайластырғанда боялған майдан алынады; николлердин бириң бурғанда майданның реңлери өзгериске ушырайды. Бул айландырыў қәбилетлигинин қалыңлығынан ғәрезли екенлигин көрсетеди (айландырыў қәбилетлигинин дисперсиясы). Поляризация тегислигидин айланыў мүйешинин шамасы пластинканың қалыңлығына пропорционал. Егер нурдың тарқалыў бағытына қарама-қарсы бағытта қараса, онда берилген кристалл ушын поляризация тегислиги белгили бағытта бурылған болады: saat стрелкасының бағытында (онға қарай) ямаса saat стрелкасына қарама-қарсы (шепке қарай). Пластинканы 180° қа бурғанда айланыў бағыты өзгериссиз сақланады. Соныңтан, егер нурды поляризация тегислигин оптикалық көшердин бағытында айланыратуғын қәсийетке ийе кристаллық пластинка арқалы өтиўге мәжбүрлесек ҳәм буннан кейин оны нормаль бағытта айнада шағылыштырып, сол пластинка арқалы кери бағытта өткерсек, онда поляризация тегислиги бурылмаған болып шығады.

Оң тәрепке қарай буратуғын затларды оңға буратуғын, ал шеп тәрепке қарай буратуғын затларды шепке буратуғын заттар деп атайды. Кварц кристалларының еки тури ушырасады оңға буратуғын ҳәм шепке буратуғын. Оңға буратуғын ҳәм шепке буратуғын кварц кристаллары өзинин сыртқы кристаллық формасы бойынша айрылады - биреүлери екиншилеринин айналық сүйрети болып табылады; кристаллографияда усындай еки форма энантиоморфлық формалар деп аталады.

Кварцтаға айланыў әдеўир үлкен: қалыңлығы 1 мм болған кварц пластинкасы сары жақтылықтың ($\lambda = 0,5890$ мкм) поляризация тегислигидин $21,7^\circ$ қа, ал фиолетжақтылықтың ($\lambda = 0,4047$ мкм) поляризация тегислигидин $48,9^\circ$ қа бурады; спектрдин ұльтрафиолет обласында поляризация тегислигидин айланыўы оннан да үлкен: тап сол пластинка толқын узынлығы $\lambda = 0,2147$ мкм болған нурды 236° қа айланырады.

Френель егер оң ҳәм шеп бағытларға ийе дөңгелек бойынша поляризацияланған нурлар кристалда ҳәр қыйлы тезликтер менен тарқалатуғын болса, онда поляризация тегислигидин айланыўын түсіндіриўге болатуғындың көрсетти. I томдағы 101-параграфта көрсетилип өтилгениндей, туұры сызықлы гармоникалық тербелемели қозғалысты тап сондай жийиilik пенен болатуғын, Бирақ кери бағытлардағы еки дөңгелек қозғалысқа жайыўға болады.

Мейли, $O O'$ бағыты (188-сүйрет) кристалға келип түсетуғын тегис поляризацияланған толқындағы тербелислердин бағытын көрсететуғын болсын. Тербелислер амплитудасының векторы \mathbf{A} ны \mathbf{A}' ҳәм \mathbf{A}'' еки векторына жаямыз. Олардың бириңиси онға қарай, ал екиншиси шеп тәрепке қарай айланатуғын болсын. Егер дөңгелек тербелислердин кристалдағы тарқалыў тезликтери ҳәр қыйлы болатуғын болса, онда жақтылық кристал арқалы l аралығын өткенде \mathbf{A}' тербелиси фазасы бойынша $\varphi' = 2\pi \frac{l}{\lambda'}$ шамасына, ал \mathbf{A}'' тербелиси болса $\varphi'' = 2\pi \frac{l}{\lambda''}$ шамасына артта қалады; бул теңликтерде λ' ҳәм λ'' лер арқалы кристалдағы еки тербелиске сәйкес келетуғын толқын узынлықтары белгиленген.

Пластинканың қалыңлығы φ' мүйешинин шамасы пүтин сан еселенген 2π ге тең болатуғында деп болжаймыз. Бундай жағдайда \mathbf{A}' векторы өзинин бурынғы аүхалын ийелейди, ал \mathbf{A}'' векторы болса 188-сүйретте пункттир менен көрсетилген базы бир жаңа аүхалға ийе болады. Бул жаңа аүхал бурынғы аүхалға салыстырғанда

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi'' = 2\pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} \right)$$

мүйешине бурылған болады. Нәтийжеде қосынды вектор \mathbf{A} усы векторға салыстырғанда

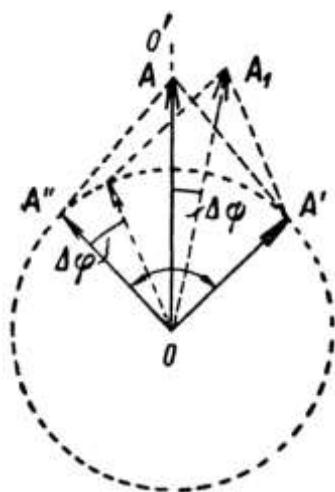
$$\Delta\psi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} \right) \quad (1)$$

мүйешине бурылған жаңа аұхалда жайласады.

Дөңгелек бойынша оң ҳәм шеп бағытларда поляризацияланған нурлар ушын сындырыў коэффициентлери n' ҳәм n'' лерди киргиземиз Бундай жағдайда $\lambda' = \lambda_0/n'$ ҳәм $\lambda'' = \lambda_0/n''$ теңликлерине ииे боламыз. Бул теңликлерде λ_0 - биз қарап атырған жақтылықтың бослықтағы ұзынлығы. Бул λ' ҳәм λ'' шамаларын (1)-аңлатпаға қойып

$$\Delta\psi = \pi \frac{l}{\lambda_0} (n' - n'') \quad (2)$$

формуласына ииे боламыз.



188-сүйрет.

Поляризация тегислигинин қалыптасуының жүзеге келиүі.

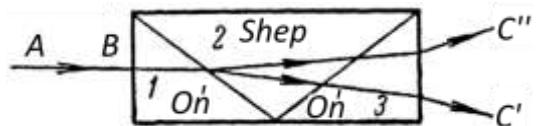
Солай етип, поляризация тегислигинин қалыптасуының мүйеши $\Delta\psi$ ның шамасы дөңгелек бойынша оңға қарай ҳәм шепке қарай поляризацияланған нурлардың сындырыў коэффициентлери n' менен n'' шамаларының айырмасы бойынша анықланады екен.

Френель өзинин гипотезасын кварцтың үш бөлегин бир бири менен желимлеў жолы менен алынған құрамалы призма арқалы өткериў жолы менен тексерип көрди (189-сүйрет). 1- ҳәм 3-призмалар оңға буратуғын, ал 2-призма шепке буратуғын кварцтан соғылған. Призмалардың үшесі де оптикалық көшерлери олардың үлтанларына параллель етип кесилген. Призмалар системасына тегис поляризацияланған AB нуры нормаль бағытта түскенде, бул нур бириңи призма арқалы сыныўсыз өтеди. Бириңи ҳәм екинши призмалардың арасындағы шегарада нур екиге бөлинеди, себеби түскен нур бөлинген оң ҳәм шеп дөңгелек тербелислер ушын сындырыў коэффициентлеринин мәнислери ҳәр қыйлы. Екинши ҳәм үшинши призмалардың шегарасында нурлар бир бириңен және де күшлирек қашықласады. Нәтийжеде призмадан C' ҳәм C'' нурлары шығып, олардың екеўи де дөңгелек бойынша поляризацияланған: бирейинин қалыптасуы оңға, ал екиншиини шепке қарай буратуғын. Еритпелер ушын мынадай нызамлар орын алады: айландырыў мүйеши (бурыў мүйеши) $\Delta\Phi$ еритпениң қатламының қалыптылығы l ге пропорционал ҳәм актив заттың концентрациясы c ға пропорционал:

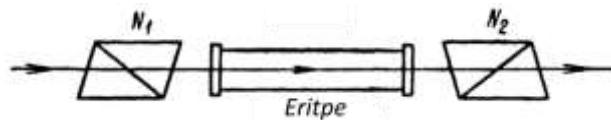
$$\Delta\Phi = \alpha cl. \quad (3)$$

а шамасы заттың түринен ғөрөзли; оны *айландырыў турақлысы* деп атайды. Аморф ҳалда актив болған барлық заттар (балқытылған ямаса еритпелер түріндеги) кристаллар түрінде де актив. Бирақ бундай ҳаллардағы айландырыў коэффициенті α нин шамасының ҳәр қылыштың болыуы мүмкін. Керисинше, аморф ҳалда актив болмаған базы бир заттар кристаллық ҳалда поляризация тегислигін айландырады. Мысалы, кристаллық ҳалда күшли айланыратуғын кварц аморф ҳалда (балқылытған кварц) айландырыуды тоқтатады. Буннан заттардың поляризация тегислигін айландыра алғы қәбилетлигинин олардың молекулаларының құрылышы менен де, кристаллық пәнжередеги молекулаларының жайласыуы менен де анықланатуғынлығы келип шығады.

189-сүйрет. Оңға ҳәм шепке буратуғын кварцтан соғылған қурамалы призма арқалы өткенде нурлардың ажыралыуы.



Электронлық теория көз-қарасларында айландырыў қәбилетлигин ең биринши түсіндіриў мынадай болжайға тийкарланған еди: оптикалық актив молекулада сондай байланыслар болады, жақтылық толқынының тәсіринде электронлар винт тәризли траекториялар бойынша қозғалады. Актив кристалларда (мысалы, кварцта) кремний менен кислород атомлары винтлик сзықтардың бойында жайласқан. Бир қанша үақыттан кейин поляризация тегислигинин айланыуының симметрия орайына да, симметрия тегислигіне де иие болмаған анизотроп молекулалардың бар болыуы менен де байланыслы екенлеги айқын болды. Бундай жағдайда молекуланың шеклеріндеги электромагнит майданының бир текли болмайтуғынлығын да есапқа алғыуға түүрү келеди.

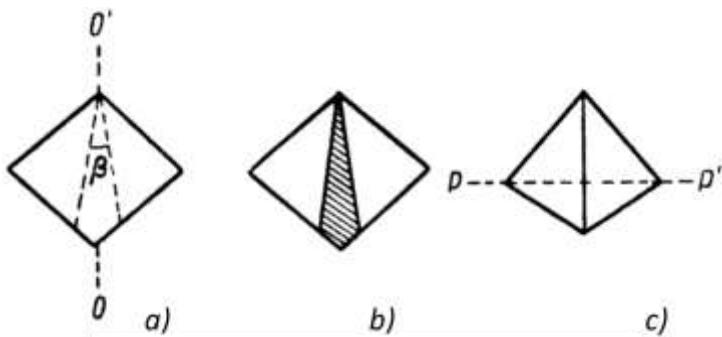


190-сүйрет. Сахариметрдин дүзилисінин схемасы.

Поляризация тегислигинин бурылышы құбылышы еритпедеги қанттың концентрациясын өлшегендеге әмелій жақтан қолланылады. Берилген шарапттағы айландырыў турақлысы α ның мәнисин анықладап, (3)-формула бойынша еритпениң концентрациясын табыуға болады. Бундай өлшеўлер қант санаатында *сахариметрлер* деп аталатуғын арнаўлы әсбаплардың жәрдемінде өткериленеди. Ең әпиүайы сахариметрдин схемасы 190-сүйретте көлтирилген. N_1 ҳәм N_2 николлеринин арасына тегис параллель айналар менен жабылған кювета жайластырылады. Еритпе болмаған жағдайда николлерди "қараңғы", яғни олардың бас кесимлерин өз-ара перпендикуляр етіп жайластырады. Кюветаны еритпе менен толтырғанда майдан жақтылана баслады. Майданды және де қараңғы етиў ушын N_2 никольди базы бир мүйешке бурады ҳәм бул мүйеш еритпедеги поляризация тегислигинин бурылышын анықлады (оның мәниси π дән киши болған жағдайда)

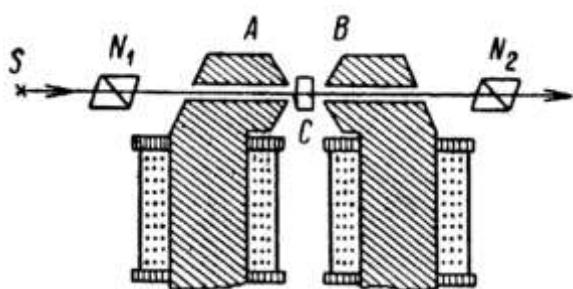
Николлерди "қараңғыға" жүдә дәл қойыудың мүмкіншилигі болмағанлықтан, басқа поляризациялық дүзилислер қолланылады. Ҳәзірги үақыттарды ярым саялық анализаторлар деп аталатуғын дүзилислерди жийи қолланады. Ярым саялық анализатор Николь призмаларынан алғынады. Бундай жағдайда бас кесим тегислиги болған OO' тегислигіне симметриялы ҳәм бир бири менен үлкен болмаған β мүйешин қурайтуғын еки тегислик бойынша кесиледи (бул тегисликлердин орны 191-а сүйретте пункттир сзықтар менен көрсетілген). Тегисликлердин арасында жататуғын сына (191-б сүйретте штрихланған) алғып тасланады ҳәм еки ярымды кесе кесимінде олар дұрыс емес ромбаны пайда ететуғындей етіп желімлейді (191-с сүйрет). Ярымлардың ҳәр бири өз алдына хызмет ететуғын анализатор болып табылады, соның менен бирге бул анализаторлардың бас кесимлери бир бирине салыстырғанда β мүйешине бурылған. Егер

түсіүши жақтылықтың поляризация тегислигі PP' еки ярым желимленген бетке перпендикуляр болса (191-сүйрет), онда еки ярымның жақтылықтары бирдей болып көринеді¹⁷. Поляризация тегислигининң басқа барлық аўхалларында ярымлардың биреүинин жақтылығы екиншисинен жоқарырақ болады. Көз қоңылас болған майданлардың жарықтылығын үлкен дәллікте анықладай алатуғын болғанлықтан, усындағы үсылдың жәрдемінде PP' поляризация тегислигинин аўхалын жақсы белгилеп алғыфа болады. Ярым саялық анализатор менен жұмыс испегендеге монохромат жақтылықты пайдаланыў зәрүр. Соңықтан, жақтылықтың дереги сырпатында натрий лампасы ямаса жасыл фильтри бар сынап лампасы қолланылады.



191-сүйрет. Ярым саялық анализатордың дүзилисі.

§ 296. Поляризация тегислигинин магнитлик айланыўы. Поляризация тегислигин айландырыудың тәбийи қәбилетлигіне иие болмаған заттар бундай қәбилетликке сыртқы магнит майданының тәсиринде иие болады. Поляризация тегислигинин магнитлик айланыўы құбылысы 1846-жылы Фарадей тәрепинен ашылды. Бул илимий ашылыў Фарадейдин көп жыллар дауымында жақтылық ҳәм магнит құбылысларының арасындағы байланыстың бар екенлигин табыудың нәтийжеси болып табылады. Фарадей магнит майданының жақтылықта тиккелей тәсирин табыудың сәти түсти деп болжады. Усыған байланыслы ол "Маған жақтылықтың нұрын магнитлеудің ҳәм электролеудің және магнит күш сзықтарын жақтыландырыудың сәти түсти" деп жазды. Ал ҳақыйқатында Фарадей ашқан құбылыс басқа характерге иие: магнит майданы усы магнит майданына жайластырылған затқа тәсир етеди ҳәм бул тәсир жақтылықтың тарқалыў характерин өзгертеди.



192-сүйрет.
Поляризация тегислигин магнитлик айланырыуды бақлау усылы.

Поляризация тегислигинин магнитлик айланыўы жақтылық мөлдир затта магнит кернеўлигинин бағытында тарқалғанда жүзеге келеди. Соңықтан магнитлик айналыуды электромагниттиң наконечниклеринде жиңишке каналларды жүргизиў жолы менен бақлау ең қолайлысы. Тәжирийбениң схемасы 192-сүйретте көлтирилген. Бул сүйретте S - жақтылықтың дереги, A ҳәм B - электрмагниттиң наконечникleri, N_1 ҳәм N_2 - николлер

¹⁷ Егер PP' поляризация тегислигі призманың бөлімлери желимленген тегисликке параллель болса еки ярымның жақтылығы бирдей болады. Бирақ, бул жағдайда жақтылық үлкен, ал жұмыс ислеў ушын шарайт кемлеў болады.

хәм C - поляризация тегислиги айланатуғын дене. Магнит майданы болмағанда (оның ушын электромагниттеги тоқтың өширилийі керек) атанақ тәризли жайластырылған N_1 хәм N_2 николлері арқалы жақтылық барлық система арқалы өтпейди. Электромагниттің шынжыры арқалы тоқ өткенде полюслардың арасында магнит майданы пайда болады, C денеси арқалы өткен жақтылықтың поляризация тегислиги айланады ҳәм жақтылық N_2 николи арқалы өтеди.

Поляризация тегислигинин бурылыў мүйешиниң шамасы жақтылықтың заттағы журиў жолының узынлығы l ге ҳәм магнит майданының кернеўлиги H қа пропорционал:

$$\psi = klH. \quad (1)$$

Бул теңдикте k коэффициенти берилген денениң магнит майданында поляризация тегислигин айландыра алыў қабилетлигин тәрийиплейди. Улыўма айтқанда k ның сан мәниси үлкен емес. Магнит майданында поляризация тегислигин айландырыў қабилетлигine мөлдир қатты денелер сыйқылдықтар да, газлер де иие болады. Егер ψ мүйешин минутларда, H ты эрстедлерде, ал l ди сантиметрлерде өлшесе, онда шийшениң базы бир сортлары ушын (аўыр филинт) k ның мәниси 0,1 ге жеъеди.

Егер денелер тәбийий оптикалық активликке иие болса, онда оларды магнит майданына алып келгенде олардың поляризация тегислигин айландырыўдың тәбийий қабилетлигine магнит майданының тәсиринде пайда болған поляризация тегислигин айландырыў қабилетлиги қосылады.

Жұдә үлкен айландырыў темир, никель, кобальт сыйқылдық ферромагнит металлардың жұдә жуқа қатламларында орын алады (олар мөлдир боларлықтай жуқа болған). Қалыңлығы 0,1 мкм болған темир пленкасы кернеўлиги 10 000 ә болған магнит майданында поляризация тегислигин 2° қа бурады. Ферромагнит затлардағы айланыў мүйеши сол ферромагнит заттың магнитленгенлигине пропорционал ҳәм, соңықтан, (1)-қатнасқа бағынбайды.

Хәр қыйлы денелер поляризация тегислигин ҳәр қыйлы бағыттарда бурады. Оңға буратуғын ямаса оң затлар деп магнит майданының бағытында бақлау жүргизип атырған бақлаушы ушын поляризация тегислигин оң тәрепке қарай айландыратуғын затларға айтамыз. Басқа сезлер менен айтқанда, егер магнит кернеўлиги сыйқылдары бурғының илгерилемели қозғалысының бағытына сәйкес келеди деп есапласақ, онда оң айландырыўшы денелер ушын бурғының тутқасының айланыў бағыты поляризация тегислигинин айланыў бағытын көрсетеди. Оң затлар ушын k коэффициентин оң деп есаплайды. Поляризация тегислигин усы бағытқа қарама-қарсы бағытта айландыратуғын затларды шепке буратуғын ямаса терис затлар деп атайды. Терис затлар өзинин қурамында барлық үақытта парамагнит атомларға иие болады. Парамагнит затлардың өзлери барлық үақытта терис болмайды. Хәр бир берилген за ушын айланыў бағыты тек магнит майданының бағыты менен ғана анықланады ҳәм жақтылықтың тарқалыў бағытынан ғәрзели емес. Усындай қәсийети бойынша магнит айланыўы тәбийий айланыўдан айрылады. Ал тәбийий айланыўда болса айланыўдың бағыты оның жақтылық нурының бағытында ямаса оған қарама-қарсы бағытта бақланғанлығына байланыслы 295-параграфта атап өтилгениндей, жақтылық нурының дәслеп тәбийий айландыратуғын дене арқалы бир бағытта, оннан кейин сол дене арқалы оған қарама-қарсы бағытта өткенинде усы денениң поляризация тегислигин айландырмайтуғынлығы атап өтилген еди. Магнит айландырыўында болса айланыў мүйешиниң шамасы айландырыўшы дене арқалы алға ҳәм кейин өткенде тек үлкейеди. Бул жағдай жақтылықтың айландырыўшы денениң ишинде көп санлы шағылышында магнитлик айланыўдың шамасын үлкейтиүге мүмкиншилик береди. Қарама-қарсы тәреплериндеги жиңишке жолақлардан басқа бөлимелери гүмисленген электромагниттің полюсларының арасында параллелепипед түриндеги изертленетуғын ab заты жайластырылады (193-сүйретте гүмисленген орынлар

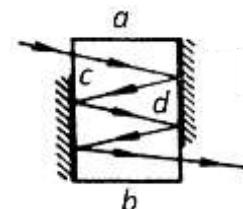
штрихлау менен белгиленген). Жақтылық нұры гүмисленген бетлерде шағылышып дene арқалы бир неше рет алған ҳәм кейин қарай өтеди ҳәм жоқарыда айтылғанларға сәйкес поляризация тегислигиниң бурылыў мүйеши $\Delta\Phi$ денедеги нурдың улыўмалық ұзынлығына пропорционал өседи.

Магнит айланыұның шамасы жақтылықтың толқын ұзынлығынан ғәрзели. Себеби берилген зат ушын k коэффициенти ҳәр қыйлы толқын ұзынлықтары ушын ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болады.

Поляризация тегислигиниң магнитлик айланыў құбылышы заттың атомлары менен молекулаларының қурамына киретуғын электронлардың магнит майданы бар болған жағдайдағы прецессиясы тәрепинен жүзеге келеди. Усындай прецессияның нәтийжесинде дөңгелек бойынша saat стрелкасының бағытында ҳәм оған қарама-қарсы бағытта поляризацияланған толқынлар ушын дene ҳәр қыйлы сындырыў коэффициентлерине ийе болады. Усының нәтийжесинде дөңгелек бойынша ҳәр қыйлы бағыттарда поляризацияланған нурлар ҳәр қыйлы тезликтер менен тарқалады. Ал, 295-параграфта көрсетилип өтилгениндей, бундай жағдай поляризация тегислигиниң бурылыўына алып келеди. Поляризация тегислигиниң магнитлик айланыў құбылышы атомлар тәрепинен шығарылатуғын жақтылықтың жийилигиниң магнит майданының тәсиринде өзгериүине алып келинетуғын Зееман құбылыш деп атала туғын құбылыш пенен тығыз байланысқан (346-параграфты қараңыз). Магнит майданы пайда етилгеннен кейин поляризация тегислигиниң магнитлик айланыўы жүдә киши ўақыт аралығының ишинде жүзеге келеди ҳәм магнит майданы өширилгеннен кейин жүдә киши ўақыт аралығының ишинде жоқ болады. Kerr эффектиндегидей, кешигиў ўақыты 10^{-9} секундты қурайды.

193-сүйрет.

Көп қайтара шағылыштырғанда поляризация тегислигиниң магнитлик айланыў мүйешиниң үлкейиүи.

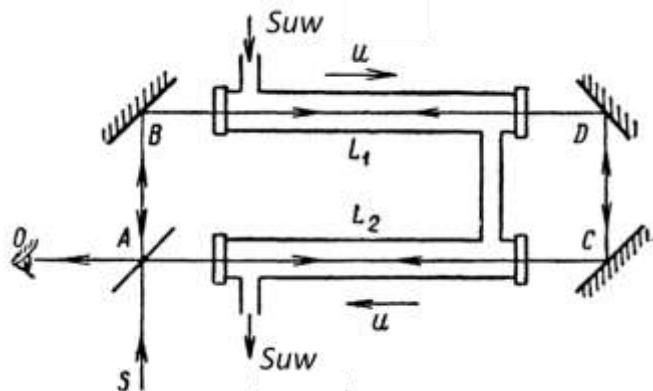


Магнит майданы жақтылықтың металдың полировкаланған бетиндеги шашырауына да тәсирин тийгизеди. Атап айтқанда, егер тегис поляризацияланған жақтылық магнитленген темирдинң полировкаланған бетинде шағылышатуғын болса, онда ол магнитленбеген темирдинң бетинде шағылышқанда (басқа барлық шарапайлар бирдей болғанда) ийе болатуғын поляризациядан өзгеше болған эллипстәризли поляризацияға ийе болады (278-параграф).

XXVI БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ ҚОЗҒАЛЫЎШЫ ДЕНЕЛЕРДЕГИ ТАРҚАЛЫЎЫ

§ 297. Қозғалыўшы денелер менен өткерилиген тәжирийбелер. Қозғалыўшы денелердеги жақтылықтың тарқалыўын үйрениў физикалық құбылыслардың тәбияты, ал кейинирек кеңислик пенен үақыттың тәбияты ҳаққындағы бизиң билимлеримиздин рауажланыўында айрықша үлкен орынды ийеледи. Бизиң 250-параграфта көрсетип өткенимиздей, жақтылықтың толқынлық теориясы дүньялық эфир - барлық дүньялық кеңисликті толтырып турған ҳәм барлық денелер арқалы өтетуғын орталық ҳаққындағы көз-қарасларының пайда болыўына алып келди. Дәслеп эфирге классикалық механиканың нызамларын қолланыўға болады ҳәм механикалық система болған эфир есаплаў системасы бола алады, яғниң денелердин қозғалысын эфирге салыстырғанда анықлаўға болады деп болжады. Жақтылықтың электромагнит теориясының рауажланыўына байланыслы эфир ҳаққындағы көз-қарасларды улыўмалық электромагнитлик көз-қараслар менен алмастырыў денелердин қозғалысын эфирге салыстырғанда анықлаў жөниндеги болжаўды өзгертпеди (II томдағы 216-параграфты қараңыз). Эфирди дүньялық кеңисликті толтырып турған орталық деп есаплаўдың себебинен усы эфирге салыстырғандағы қозғалысты "абсолют" қозғалыс деп есаплады. Буннан былай "абсолют" қозғалыс ҳаққында гәп етилгенде, биз усындағы гипотезалық қозғалмайтуғын эфирге салыстырғандағы қозғалысты нәзерде тутамыз.



194-сүйрет. Эфирдин қозғалатуғын суў менен алып жүрилиўи бойынша өткерилиген Физо тәжирийбесинин схемасы.

Эфирдин бар екенлеги ҳаққындағы гипотеза мақсети эфирдин қәсийетлерин ҳәм оның әдеттегидей заттар менен өз-ара тәсирлесіүйн дәлирек үйрениў болған бир қатар тәжирийбелердин орынланыўын күн тәртибине қойды. Ең дәслеп мәлдир денелер қозғалғанда олардың ишинде жайласқан эфирди өзи менен алып жүре ме ямаса жүрмей ме? деген сораў пайда болды. Бул сораўға жуўапты 1851-жылды орынланған Физо тәжирийбесинин беріўи керек еди. Физо тәжирийбеси мынадай схема бойынша өткерилди (194-сүйрет): S жақтылық нұры A ярым гүмисленген пластинкасына келип түскен ҳәм бул пластинкада ол еки AB ҳәм AC нурларына айрылған. Өзлерине келип түсетуғын нурларға 45^0 мүйеш пенен қойылған B, C ҳәм D айналары нурларды 90° қа бурған. Солай етип, ярым гүмисленген A пластинкада екиге ажыратылған нурлар дүзилисти айланып шығады: бириňшиси saat стрелкасының қозғалыў бағытында, екиншиси - оған қарама-қарсы бағытта. Олар қайтадан ярым мәлдир A пластинкасына келип түсип олар биригеди ҳәм бул интерференция сүйретин бақлаўға мүмкіншилик береди. Нурлардың жолында

ишинде сүүретте қозғалыс бағыты стрелка менен көрсетилген и тезлиги менен қозғалатуғын сүйкілған L_1 ҳәм L_2 трубалары жайластырылған.

Нурлардың бири труба арқалы өткенде барлық үақытта ағыстың бағытында, ал екиншиси - оған қарама-қарсы бағытта тарқалады. Егер сүйдің ишиндеги эфир усы суү менен алып жүрилетуғын болса, онда нурлардың екеўи де дүзилис арқалы өтип ҳәм О ноқатында қосылып, нурлардың барлық жол арқалы өтийи ушын кеткен ҳәр қыйлы үақыттарға байланыслы базы бир фазалар айырмасына ийе болыуы керек. Фазалардың бул айырмасы O ноқатындағы интерференцияның характеристерин анықлады. Нурлардың дүзилис арқалы өтий үақыты тек қозғалышы сүйдағы нурлардың журисти менен ғана байланыслы, себеби барлық басқа жағдайларда олардың журип өтетуғын жолларының узынлықтары ҳәр қыйлы болады. Тынышлықта турған сүйдағы жақтылықтың тезлигин ν арқалы белгилеймиз Эфир теориясының көз-қараслары бойынша ν тынышлықта турған сүйдің ишиндеги эфирдеги жақтылықтың тезлиги болып табылады. Эфирди қозғалышы дene тәрепинен толық емес алып жүриледи, яғни оның дүзилиске салыстырғандағы тезлиги $\alpha\nu$ ға тен деп болжаймыз. α ның шамасы бирге тен ямаса оннан киши болыуы ҳәм оның мәнисинин тәжирийбеде анықланыуы керек.

Бундай жағдайда ағысқа қарсы бағытта тарқалатуғын жақтылық ушын дүзилиске салыстырғандағы жақтылықтың тезлиги $\nu - \alpha u$ шамасына, ал ағыстың бағытында тарқалатуғын нур ушын жақтылықтың тезлиги $\nu + \alpha u$ шамасына тен болады. Буннан нурлардың екеүиниң дүзилисти айланып шығыуы ушын жумсалған үақыттардың айырмасы Δt мынаған тен болады

$$\Delta t = \frac{2l}{\nu - \alpha u} - \frac{2l}{\nu + \alpha u} = \frac{4l\alpha u}{\nu^2 - \alpha^2 u^2}.$$

Бул теңликтегі l - суү менен толтырылған трубалардың ҳәр қайсысының узынлығы. Еки нурдың арасындағы δ фазалар айырмасы $2\pi\nu\Delta t$ шамасына тен (ν арқалы жақтылықтың жийилиги белгиленген). Солай етип, фазалар айырмасының мәниси алып жүрий коэффициенті α ге байланыслы екен.

Физо тынышлықтағы ҳәм ағып турған сүйдағы интерференциялық сүүретti алған ҳәм жолақтардың аүйсыуын өлшеген. Бул аүйсыу бойынша фазалар айырмасын ҳәм, усыған сәйкес, эфирдин алып жүрилий коэффициентин анықлау мүмкін болды. Физо тәжирийбелери α ның мынадай формула бойынша аңлатылатуғынлығын көрсетti:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}. \quad (1)$$

Бул формулада n арқалы сүйдің сындырыу көрсеткиши белгilenген¹⁸.

Солай етип, интерференциялық бақлаулардың жәрдемінде болжанған эфирдин қозғалышы дene тәрепинен ярымлай алып жүрилетуғынлығы анықланды. Соның менен бирге "алып жүрилий коэффициенті" болған α шамасы заттың сындырыу коэффициентинен ғәрэзли екен: сындырыу коэффициенті 1 ге тен болған заттың эфирди өзи менен бирге алып жүрмейи керек.

Физо тәжирийбелериниң нәтижелері Жердин "абсолют" қозғалысын анықлауға мүмкіншилик беретуғында болып көринди. Ҳақыйқатында да, ҳауа атмосферасы 1 ге жақын болған сындырыу коэффициенті n ге тен болғанлықтан, оның эфирди өзи менен сезилерлікте алып жүрмейи керек. Усыған сәйкес, Жердин оған жақын жайласқан эфирдин бөлімлерине салыстырғандағы қозғалысы биз жоқарыда келтирген мәнистеги

¹⁸ Физо тәжирийбелериниң эфир теориясын ислеп шыққан Френель тәрепинен бурынырақ келтирип шығарылған (1)-формуланың дұрыслығын тексерип көриў ушын қойылғанлығын аңғарамыз.

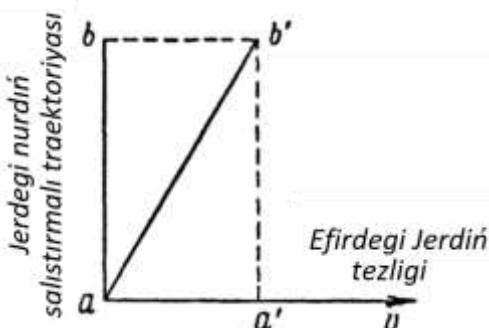
"абсолют" қозғалыс болып табылады. Жердин абсолют қозғалысын анықлауы керек болған тәжирийбениң идеясы төмендегиден ибарат. Жерди эфирдеги базы бир бағытта v тезлиги менен қозғалады деп болжайық. Эфирде c тезлигиги менен тарқалатуғын жақтылықтың Жерде базы бир l жолын өтийи ушын қанша үақыттың талап етилетуғының есаплаймыз. Егер жақтылық эфирдеги Жердин қозғалыс бағытында тарқалатуғын болса, онда бул үақыттың шамасы $\frac{l}{c-v}$ шамасына тең. Себеби Жерге салыстырғандағы жақтылықтың тезлигиги жақтылықтың эфирдеги тезлигиги менен эфирдин Жерге салыстырғандағы тезлигинин айырмасына тең. Әлбетте, жақтылық Жердин эфирдеги қозғалыс бағытынан қарама-қарсы бағытта тарқалатуғын болса, онда l жолын өтийи ушын керек болатуғын үақыт $\frac{l}{c+v}$ шамасына тең болады. Енди, егер жақтылық эфирдеги Жердин қозғалыс бағытынан перпендикуляр бағытта тарқалатуғын жағдайда l жолын өтетуғын болсын. Бундай жағдайда жақтылықтың Жерге салыстырғанда $l = ab$ жолын өтетуғын үақыттың ишинде Жер эфирге салыстырғанда $aa' = vt$ жолын өтеди (195-сүйрет). Жақтылықтың эфирге салыстырғандағы жолы ab' туұрысы менен белгиленген, ал оның бул жолды өтийи ушын зәрүр болған үақыт мынадай қатнастың жәрдеминде анықланады:

$$t = \frac{\sqrt{l^2 + (vt)^2}}{c}.$$

Бул теңдиктеги бөлшектин алымында эфирдеги нурдың жолы, ал бөлиминде оның тезлигиги тур. Бул қатнастан t ны анықлап, мынаны аламыз:

$$t = \frac{l}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2)$$

Демек, Жердеги бир жолды өтийи ушын кеткен үақыттың шамасының бул жолдың Жердин эфирге салыстырғандағы қозғалысының бағытына ғәрэзли болыўы керек.



195-сүйрет.

Жердин қозғалыс бағытына перпендикуляр бағытта жақтылықтың тарқалыў үақытын есаплауға.

Усындағы көз-қарастың тийкарында Майкельсон тәрепинен 1881-жылы оның өзи конструкцияланған интерферометрдин жәрдеминде тәжирийбе исленди (264-параграф).

Дүзилистин схемасы 196-сүйретте келтирілген. S дерегинен шықкан жақтылық нұры келип түсетуғын нурдың бағытына 45° мүйеш пенен жайластырылған ярым гүмисленген A пластинкасына келип түседи; бул пластинка нурды өз-ара перпендикуляр бағыттарда тарқалатуғын еки нұрға бөледи. AM ҳәм AM' нұрлары M ҳәм M' айналарында шағылышып A пластинкасына қайтып келеди. Ал бул пластинкада еки нурдың еки бөлиниүи орын алады. Жақтылықтың бир бөлими дерекке қайтып келеди, екинши бөлими S' бағытында тарқалып, сол бағытта интерференция бақланады. Интерференция картинасы еки нурдың жүрислер айырмасы бойынша анықланады. Егер AM ҳәм AM' жоллары геометриялық жақтан бир бирине тең болса, онда еки нурдың арасындағы жүрислер айырмасы $AM = AM' = l$ жолларын ҳәр қыйлы үақытлардың ишинде жүрип өтийдің есабынан ғана пайдада болады.

Әсбап Жерде оның AM "ийини" Жердин әфирдеги тезлигине параллель етип қойылған деп болжайық. Бундай жағдайда нүр AM жолын алған ҳәм кейинге қарай өтиў ушын мынадай ўақытты жумсайды:

$$t_1 = \frac{l}{c - v} + \frac{l}{c + v} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Жердин әфирдеги қозғалыс бағытына перпендикуляр бағытта AM' жолын алған ҳәм кейин қарай өтиў ушын (2)-формулаға сәйкес мынадай ўақытты жумсайды:

$$t_2 = 2t = 2 \frac{l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Ўақытлардың айырмасы мынаған тең болады:

$$t_2 - t_1 = \frac{2l}{c} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right).$$

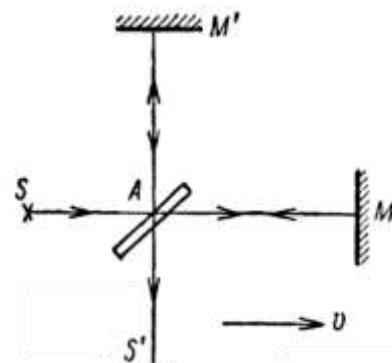
Егер $\frac{v}{c} = \beta$ қатнасын киши деп есаптайтуғын болсақ, онда соңғы теңлемени былайынша жаза аламыз:

$$t_2 - t_1 \cong -\frac{l\beta^2}{c}.$$

Егер әсбапты толығы менен 90° мүйешке AM бағыты AM' бағыты менен сәйкес келетүйндай етип бурсақ, онда нурлар өзлериниң бағытларын Жердин қозғалыс бағытына салыстырғанда өзгертерди ҳәм ўақыттың айырмасының белгиси өзгереди. Демек, әсбапты бурыў ўақытлардың айырмасының $\frac{2l\beta^2}{c}$ шамасына өзгериүине алып келеди. Егер ўақыттың айырмасы жақтылық тербелислериниң бир дәүирине тең шамаға өзгеретүүн болса, онда интерференциялық сүүреттин бир жолаққа өзгериүиниң орын алыўы керек. Биз қарап атырған жағдайда әсбапты бурғанда алынатуғын интерференциялық сүүреттеги жолақтың T дәүирдин $\frac{2l\beta^2}{c}$ бөлүмүнен сәйкес келетүүн шамаға, яғни

$$x = \frac{2l\beta^2}{cT} = \frac{2l}{\lambda} \beta^2$$

шамасына жылышсыўы керек.



196-сүйрет.

Майкельсон тәжирийбесинин схемасы.

Әсбапты бурғанда интерференциялық жолақтардың қанша шамаға жылышатуғынлығын өлшеп, β шамасын ҳәм, усыған сәйкес, Жердин әфирге салыстырғандағы тезлигин анықлаўға болады.

Биз күтип атырған эфекттің шамасын бақалау ушын Жердин әфирдеги тезлигин оның Құяштың дөгерегіндеги орбита бойынша қозғалыс тезлигине тең деп болжаймыз, яғни $\nu = 3 \cdot 10^6$ см/сек. Майкельсонның соңғы тәжирийбелеринде (1887-жыл) l узынлығының шамасы 11 м ге тең болды, бақлаулар толқын узынлығы $5,9 \cdot 10^{-5}$ см болған жақтылықта өткерилди. Демек, бундай жағдайда интерференциялық сүүреттің

$$x = \frac{2l\beta^2}{\lambda} = \frac{2 \cdot 1,1 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8}}{5,9 \cdot 10^{-5}} = 0,4$$

жолақта жылысыұы қүтилди. Ал Майкельсон пайдаланған дүзилис сүүреттеги жолақтың жүзден бирине жылысыұын сезе алатуғында дәликке ийе еди.

Майкельсонның тәжирийбелеринде жолақтардың сезилерліктең жылысыұы табылған жоқ. Тәжирийбелер жылдың ҳәр қыйлы мәүсімлеринде ҳәм ҳәр қыйлы географиялық ноқатларда қайтадан өткерилди. Бирақ, олардың барлығы да қүтилген нәтийжени бермеди.

Майкельсонның өткерген нәтийжелери әфирдин Жер атмосферасы тәрепинен толығы менен алып жүрилетуғынлығын көрсетti. Бирақ, бул жағдай Физо тәжирийбесинде алынған нәтийжелерге қарама-қарсы келеди ямаса есаплау системасы сыпатында хызмет ете алатуғын әфир ҳаққындағы бизиң көз-қарасларымыздың дурыс емес екенligin көрсетеди. Бириңи болжай - әфирдин Жер тәрепинен толығы менен алып жүрилетуғынлығы тек Физо тәжирийбесине ғана емес, ал жулдызлық aberrация құбылысына да сәйкес келмейdi. Жулдызлық aberrация Жер тынышлықта турған әфирге салыстырғанда қозғалады деген болжай бойынша тезликлерди қосыудың элементар теоремасы тийкарында жақсы түсіндіретуғынлығы мәлім (254-параграфқа қараңыз). Сүй менен толтырылған телескоптың жәрдемінде жулдызлық aberrацияны бақлау әфирдин толық емес алып жүрилийи теориясына, яғни Физо тәжирийбесиниң нәтийжелерине толық сәйкес келеди. Демек, әфир теориясына тийкарланып биз бир үақытта Физо тәжирийбесин, жулдызлық aberrация құбылысын ҳәм Майкельсон тәжирийбесин түсіндіре алмаймыз. Майкельсон тәжирийбесин түсіндіриү ушын әфир сәйкес қәсийетлерге, ал жулдызлық aberrация ҳәм Физо тәжирийбесин түсіндіриү ушын пүткіллей қарама-қарсы болған қәсийетлерге ийе болыўы керек.

Майкельсон тәжирийбелериниң терис нәтийжелери кең ҳәм кескин түрдеги илимий дискуссияны жүзеге келтирди. Әфир теориясынан бас тартпай Майкельсон тәжирийбесин түсіндіриүге тырысыұлар болды. Мысалы, жақтылықтың әфирдеги тезлиги усы жақтылықтың дерегиниң әфирдеги тезлигинен ғәрзели ҳәм қозғалмайтуғын дерек орын алғанда жақтылық дерегиниң әфирдеги тезлиги менен әфирдеги жақтылықтың тезлигиниң қосындысынан турады деген гипотеза усынылды. Бул гипотеза Майкельсон тәжирийбесин түсіндіре алды, Бирақ Допплер құбылысының бар болыўы (I том, 113-параграф) ҳәм жерден тыстағы дереклерди (мысалы, қос жулдызлар) бақлаулар менен сәйкес келмеди. Ең ақырында, ең соңғы үақытлары (1956-жылы) А.М.Бонч-Бруевич ҳәм В.А.Молчановлар тәрепинен орынланған Құяштың ҳәр қыйлы шетлери тәрепинен нурландырылған жақтылықтардың тезликлерин туýрынан-туýры өлшеўлерде жақтылықтың тезлигиниң деректиң тезлигинен ғәрзесиз екенligin көрсетti (бул жағдайда өзиниң көшериниң дөгерегінде айланатуғын Құяштың).

Буннан бир қанша бурынырақ қозғалатуғын денелердин қозғалыс бағытындағы өлшемлериниң қысқаратуғынлығы ҳаққындағы гипотеза усынылды. Бул гипотеза бойынша әфирге салыстырғанда қозғалатуғын қәлелеген дene әфирде қозғалмай турған денеге салыстырғанда қысқарақ болады (қозғалыс бағытында). Бундай жағдайда қозғалышы денелердин сыйықлы өлшемлериниң тынышлықта турған денелердин сыйықлы өлшемлерине қатнасы

$$\frac{l'}{l} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

шамасына тең болады деп болжады. Бул теңликте v арқалы дөнениң эфирге салыстырғандағы тезлиги белгиленген. Майкельсон тәжирийбесин түсіндіре алған бул гипотеза бир үақытлары электронлық теорияда үлкен орынды ийеледи.

Майкельсон тәжирийбеси менен бир қатарда басқа да тәжирийбелер исленди ҳәм талланды және олардың барлығында Жердин абсолют қозғалысын анықлауға тырысты (мысалы, II том, 216-параграфтағы Трутон ҳәм Ноблдин тәжирийбеси). Бул тәжирийбелердин барлығы да терис нәтийжелерди берди - оларда Жердин абсолют қозғалысы билинбеди.

Бул тәжирийбелердин барлығының жыйнағы эфирге салыстырғандағы қозғалысты анықлау хақындағы гипотезаның хақыйқатлықта сәйкес келмейтуғынлығын ҳәм эфирдин есаплау системасы хызметин атқара алатуғын орталық бола алмайтуғынлығын көрсетти. Эфирдин бар екенлиги хақындағы гипотеза пайдаланыуға болмайтуғын гипотеза болып шықты. Себеби бул гипотеза тиккелей бақланатуғын фактлерге қайшы келеди. Майкельсон тәжирийбеси жақтылықтың вакуумдағы тезлигинин барлық есаплау системалары ушын, олардың қозғалыс ұалынан ғәрзесиз, бирдей екенлигин көрсетті. Нәтийжеде биз Эйнштейн тәрепинен 1905-жылы усынылған еки жағдайға келемиз: 1) системаның "абсолют" тезлиги болмайды; 2) бир бирине салыстырғанда тең өлшеўли ҳәм туұры сзығылды қозғалатуғын системалардағы бослықтағы жақтылықтың тезликлериниң сан шамалары бирдей (өлшем бирліктери бирдей болғанда). Салыстырмалық теориясы усы еки жағдайға тийкарланады.

Көп санлы буржуазиялық философлардың салыстырмалық теориясын идеалистлик релятивистлик философия позициясында турып таллайтуғынлығын атап өтиў керек. Бирак, хақыйқатында, салыстырмалық теориясын усындағы етип таллауға ҳеш қандай тийкар жоқ. Салыстырмалық теориясының хақыйқый мазмұны кеңислик пенен үақыттың объективлик қәсийетлерин анықлауға, бир бирине салыстырғанда туұры сзығылды ҳәм тең өлшеўли қозғалатуғын есаплау системаларының бириңисинен екіншисине өтиў формулаларын анықтайтуғын тәбияттың объектив болған нызамларын анықлауға алып келинеди.

§ 298. Салыстырмалық теориясы. Ньютон механикасы механикалық салыстырмалық принципине бағынады. Бул принцип материаллық ноқаттың тезленийін оған тәсир ететуғын күшлер менен байланыстыратуғын Ньютон нызамларының нәтийжеси болып табылады:

$$m\ddot{x} = f_x; m\ddot{y} = f_y; m\ddot{z} = f_z. \quad (1)$$

Бул теңликтерде \ddot{x} , \ddot{y} ҳәм \ddot{z} лер тезленийдің қураушылары, ал f_x , f_y , f_z лер күштиң координата көшерлериниң бағытларындағы қураушылары болып табылады.

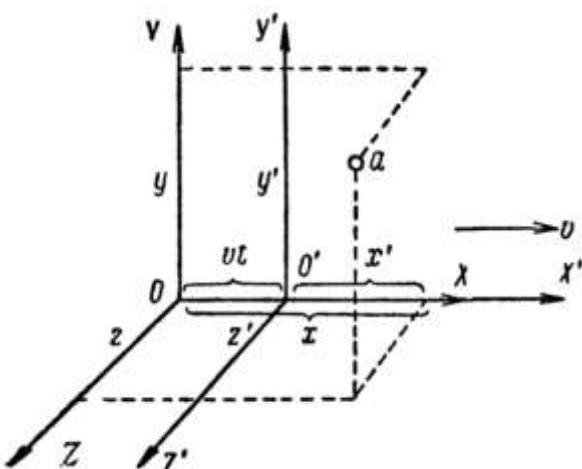
Ньютоның теңлемелери қалеген инерциаллық система, яғни бир бирине салыстырғанда тең өлшеўли ҳәм туұры сзығылды қозғалатуғын шексиз көп санлы инерциаллық есаплау системалары ушын дұрыс. Механиканың (1)-теңликтер менен келтирилген нызамлары барлық инерциаллық есаплау системаларында дұрыс болатуғын болса, онда системаның ишинде откерилген ҳеш бир механикалық тәжирийбениң жәрдемінде оның тең өлшеўли ҳәм туұры сзығылды қозғалысын анықлаудың мүмкіншилиги болмайды. Бул тастыйықлауды механикалық салыстырмалық принципиниң формулировкасы деп есаплауға болады (I том, 19-параграф).

Бул мәселеге екінши көз-қарастан да келиүге болады. Бир координаталар системасынан оған салыстырғанда қозғалатуғын координаталар системасына өтиў координаталардың түрлендірийі менен әмелге асырылады. XYZ системасы тынышлықта тур, ал сәйкес координата көшерлериниң бағыты усы $X'Y'Z'$ координаталар көшерлеринең

бағытларына параллель болған $X'Y'Z'$ системасы оған салыстырғанда OX көшерининң бағытында турақлы v тезлиги менен қозғалады деп болжаймыз (197-сүйрет). Бундай жағдайда қозғалыстың бағытына перпендикуляр болған барлық көшерлердин координаталары еки координаталар системасында бирдей, ал қозғалыс бағытындағы координата болса $x' = x - vt$ тәнлиги бойынша байланысқан болады. Демек, еки координаталар системаларындағы ноқаттың координаталарының арасындағы мынадай байланысқа ийе боламыз:

$$x' = x - vt, y' = y, z' = z. \quad (2)$$

Координаталардың арасындағы бул қатнасларды Галилей түрлендіриўлери деп атайды. v тезлиги турақлы болғанлықтан (2)-турлендіриў формулаларынан $\ddot{x}' = \ddot{x}$, $\ddot{y}' = \ddot{y}$, $\ddot{z}' = \ddot{z}$ түрлендіриў формулалары келип шығады, яғни ноқаттың тезленийі системалардың екеүинде де бирдей болатуғынлығын ҳәм (1)-Ньютон формулаларының еки системада да бирдей екенлеги келип шығады. Ньютон тәнлемелеринің формасы XYZ координаталар системасынан $X'Y'Z'$ координаталар системасына өткенде өзгермейди ямаса бундай жағдайда Ньютон механикасының тәнлемелери Галилей түрлендіриўлерине қарата инвариант деп айтыў қабыл етилген.



197-сүйрет.

Бир бирине салыстырғанда v тезлиги менен қозғалатуғын еки координаталар системасы.

Галилей түрлендіриўлериңен тезликтерди қосыў теоремасы келип шығады. Ҳақыйқатында да, (2) нинь биринши тәнлемесине ўақыт бойынша туғынды алсақ, онда

$$\dot{x}' = \dot{x} - v$$

ямаса

$$\dot{x} = \dot{x}' + v$$

тәнликтерине ийе боламыз. Әлбетте \dot{x} шамасы тезликтин OX көшерине түсирилген проекциясы ("абсолют" тезликтин проекциясы), ал \dot{x}' шамасы тезликтин OX' көшерине түсирилген проекциясы (салыстырмалы тезликтин проекциясы) болып табылады. v - көширмeli тезлик.

Демек, $\dot{x} = \dot{x}' + v$ тәнлиги XYZ координаталар системасындағы OX көшеринин бағытындағы a ноқатының тезлигинин қураўшысы усы a ноқатының $X'Y'Z'$ координаталар системасындағы OX' көшердин бағытындағы проекциясы менен $X'Y'Z'$ координаталар системасының XYZ координаталар системасына салыстырғандағы көширмeli v тезлигинин (болжаўымыз бойынша OX көшеринин бағытындағы) қосындысына тең.

Майкельсон тәжирийбелери тек механикалық құбылыслардың жәрдеминде ғана емес, ал оптикалық құбылыслардың жәрдеминде де системаның "абсолют" қозғалысын табыудың мүмкін емес екенligin көрсетти. Бундай жағдайда системаның эфирге салыстырғандағы қозғалысын табыўға болған тырысыўлардың тезликтерди қосыў теоремасын оптикалық құбылыслар областына қолланыў ҳақындағы болжаўға

тийкарланған екенлигин атап өтиў әхмийетли. Майкельсон тәжирийбелериниң есаплаўлары усы теорияның тийкарында өткерилди. Усы жағдайға байланыслы Майкельсон тәжирийбелериниң унамлы нәтийжелерди бермегенлиги бундай областта тезликлерди қосыў теоремасын, соған сәйкес Галилей түрлендириўлерин пайдаланыўға болмайтуғынлығын көрсетти.

Электронлық теорияны ислеп шығыўды эфир моделинен пайдаланған Лоренц мынадай жағдайлардың орынлы екенлигин көрсетти: егер эфирге салыстырғанда қозғалыс ҳалында туратуғын денелердин қысқаратуғынлығы ҳаққындағы гипотеза ҳәм соның менен бирге қозғалатуғын координаталар системасы ушын қозғалмайтуғын координаталар системасындағыдан өзгеше болған үақыт өлшеми қабыл етилсе, онда эфирге салыстырғандағы қозғалысты анықлаудың мүмкін емес екенлиги ҳаққындағы тәжирийбеде алынған нәтийжелердин теорияның теңлемелери менен сәйкес келетуғынлығын көрсетти. Бул нәтийже математикалық түрде Лоренц тәрепинен бир бирине салыстырғанда туýры сызықлы тең өлшемли қозғалыс ҳалындағы еки системадағы координаталар менен үақытты байланыстыратуғын түрлендириўлер формасында аңлатылды. 197-сүйретке сәйкес қозғалатуғын еки система ушын Лоренц түрлендириўлериниң формулалары төмөндегидей түрге ийе:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1)$$

Бул формулаларда $\beta = v/c$ - системаның тезлигинин жақтылықтың тезлигине қатнасы.

Әдеттегидей тезликлер ушын Лоренц түрлендириўлери Галилейдин классикалық түрлендириўлеринен жұдә киши айырмаға ийе. Себеби еки түрлендириўдің айырмасы әдетте жұдә киши болған $\beta = v/c$ шамасы бойынша айрылады. $\beta \rightarrow 0$ шегинде Лоренц түрлендириўлери Галилей түрлендириўлерине өтеди.

Лоренц өзи алған түрлендириўлере формал түрдеги мәнисти берди, ал түұрыдан-туýры мәнисти ол эфирге салыстырғанда қозғалатуғын денелердин ұзынлығының қысқарыўы гипотезасы ҳәм қозғалыўшы координаталар системалары ушын өзинин "жергиликли үақытты" киргизиўдің зәрүрлиги менен байланыслы деп есаплады. Бирақ, тәжирийбелерде алынған мағлыўматларды таллаў Лоренц түрлендириўлериниң эфирдин бар екенлиги ҳаққындағы гипотеза менен байланыслы емес екенлигин көрсетеди ҳәм оның қосымша математикалық усыл болып табылмайтуғынлығы, Бирақ тәжирийбелерден келип шығатуғын кеңислик пенен үақыттың тийкарыбы объективлик қәсийетлерин аңлататуғынлығы ҳаққындағы жуўмаққа алып келеди. Егер жағдай ҳақыйқатында да усындей болса ҳәм координаталар менен үақытты дұрыс түрлендириўлер (3)-аңлатпалар менен берилетуғын болса, онда Галилей түрлендириўлериниң жуўық екенлигин ҳәм олардың тек әдеттеги механикалық тәжирийбелерде орын алатуғын v/c қатнасының киши мәнислеринде дұрыс болатуғынлығы келип шығады.

Классикалық физика "абсолют" кеңислик ҳәм үақыт ҳаққындағы метафизикалық көзқараслардан пайдаланды. Бул түснеклерге Ньютоның өзи мынадай анықламаларды берди: "Абсолют, ҳақыйқый ҳәм математикалық үақыт өз-өзинен ҳәм өзинин тәбиятына сәйкес қандай да бир обьекттен ғәрэзсиз тең өлшеўли өтеди" ҳәм "Абсолют кеңислик өзинин тәбиятына байланыслы қандай да бир басқа обьекттен ғәрэзсиз бирдей болып ҳәм қозғалыссыз қалады". Бирақ, кеңислик пенен үақыттың объективлик қәсийетлері ҳақыйқатында басқаша, оларды биз тек тәжирийбеде алынған мағлыўматлардың тийкарында биле аламыз.

Салыстырмалық теориясының тийкарлары тәжирийбеде алынған мағлыўматлар тийкарында алынатуғын нәтийжелерди избе-из қолланыўдың тийкарында алынады (297-

параграфқа қараңыз): 1) тең өлшеўли ҳәм туұры сыйықлы қозғалыстағы барлық системалар эквивалент, яғнай системада өткерилген оның "абсолют" қозғалысын анықтай алатуғын тәжирийбе болмайды; 2) салыстырмалы тең өлшеўли ҳәм туұры сыйықлы қозғалатуғын қәлеген системада өлшенген жақтылықтың тезлиги бул жақтылықтың дерегинин тезлигинен ғареездан бирдей мәниске тең болады. Усындағанықламалардан Лоренц формулаларының келип шығатуғынлығы көрсетиүге болады (майда шрифт пенен жазылған текстти қараңыз). Солай етип, егер есаплау системасы сыйпатында пайдаланыўға болатуғын эфир ҳаққындағы гипотезаны дыққаттан шығарып тасласақ ҳәм тәжирийбелерде алынған мағлыұматларды ғана пайдалансақ, онда Лоренц түрлендириўлерин алыў ушын ҳеш қандай қосымша физикалық гипотезаны киргизиўдің кереги болмайды. Керисинше, Лоренц түрлендириўлерин пайдаланыў есаплау системалары бир бирине салыстырғанда қозғалғандағы, соның ишинде қозғалыушы денелердин оптикасы менен байланыслы болған қәлеген физикалық құбылысты таллауға болады. Бундай барлық жағдайларда тәжирийбелерде алынған мағлыұматлар менен дәл сәйкес келиў орын алады.

Салыстырмалық теориясы қәлеген физикалық нызамның Лоренц түрлендириўлерин қанаатландырыуы керек деп есаплайды. Бул математикалық жақтан бир системаның координаталарында аңлатылған тәбияттың нызамының (3)-формула бойынша екинши системаның координаталарына өткенде өзинң түрин сақтайтуғынлығын аңғартады. Демек, қәлеген нызамның Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант болатуғынлығы келип шығады. Галилей түрлендириўлерине қарата инвариант болған Ньютон нызамлары Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант емес. Салыстырмалық теориясының идеяларының раýажланыуы Ньютон теңлемелеринің мынадай мәнистеги өзгерислерине алып келди: Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант $\beta = v/c$ қатнасының шексиз киши мәнисинде Ньютон теңлемелерине өтетуғын механиканың теңлемелери келтирип шығарылды. Механиканың жаңа теңлемелеринің нәтижелерин тәжирийбеде сынап көриў бул жаңа теңлемелердин дұрыс екенлигин көрсетти. Электродинамиканың теңлемелерине (Максвелл теңлемелерине) келетуғын болсақ, онда олар Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант болып шықты. Солай етип, классикалық физиканың электродинамика обласындағы, соған сәйкес оптика обласындағы нызамларының салыстырмалық теориясының талапларын қанаатландыратуғынлығы айқын болды. Ал классикалық (Ньютоның) механиканың нызамларының тек ғана $v \ll c$ теңсизлиги орынланатуғын анықланды. $v > c$ тезликтери ушын Лоренц түрлендириўлериниң мәнисинин жоғалатуғынлығына итибар беремиз. Бул денелердин жақтылықтың тезлигинен үлкен тезликтерде қозғала алмайтуғынлығына сәйкес келеди.

Лоренц түрлендириўлерин келтирип шығарыў ушын еки координаталар системасын қараймыз: штрихланбаған XYZ системасы (бул системаны қозғалмайды деп шәрт қоямыз) ҳәм салыстырмалы қозғалыстағы штрихланған $X'Y'Z'$ системасы (бул системаны қозғалады деп шәрт қоямыз, 198-сүйрет). Еки системаның көшерлерин бир бирине параллель етип аламыз, $X'Y'Z'$ системасының XYZ системасына салыстырғандағы тұрақты салыстырмалы тезлиги v ның бағыты OX көшері менен бағытлас етип аламыз ҳәм ўақыттың басланғыш моментинде ($t = 0, t' = 0$) системалардың екеўиниң координаталар басы бир ноқтатта турды деп болжаймыз. Бундай шәртлер орын алғанда ү ҳәм z координаталарының

$$y' = y, z' = z$$

тезликтери бойынша түрленетуғынлығын аңсат көрсетиүге болады ҳәм бул мәселе менен биз шуғыллынбаймыз. x координатасы менен ўақыт t ның қалайынша түрленетуғынлығын қараймыз. Қозғалатуғын системаның координаталар басына сәйкес келетуғын ноқтаты аламыз, әлбетте оның координатасы x' нолге тең болады:

$$x' = 0. \quad (4)$$

Усы ноқаттың x координатасы (қозғалмайтуғын системада) t ўақыт моментинде (қозғалмайтуғын системада белгилеп алынған) $x = vt$ да тең болады

Бул теңлікти былайынша көширип жазамыз:

$$x - vt = 0. \quad (5)$$

(4)- хәм (5)-теңліклерди салыстырып кеңисликтиң бир ноқатында x' шамасының да (штирхланған системадағы), $x - vt$ шамасының да (штрихланбаған системадағы) нолге айланатуғынлығы аңғарамыз. Соныңтан x' ҳәм $x - vt$ шамалары ўақыттың қәлеген моменти ушын бир бириңен тек тұрақлы α көбейтиші менен ғана айрылады деп болжай тәбийий.

$$x' = \alpha(x - vt). \quad (6)$$

Енди қозғалмайтуғын системаның координаталар басына сәйкес келетуғын ноқатты қараймыз; усы системадағы оның x координатасы нолге тең:

$$x = 0. \quad (7)$$

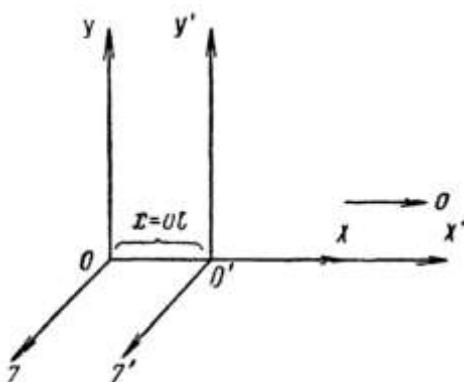
Қозғалатуғын системада болса t' ўақыт моментинде (қозғалатуғын системада белгилеп алынған) усы ноқат $x' = -vt'$ шамасына тең болған x' координатасына ийе болады. Буннан усы ноқат ушын

$$x' + vt' = 0$$

теңлиги орынлы болады. Бул теңлікти тап сол ноқатты тәрийиплейтуғын (7)-теңлік пенен салыстырып, жоқарыда ислегенимиздей

$$x = \alpha(x' + vt') \quad (8)$$

теңлигин жазамыз.



198-сүйрет.
Лоренц түрлендіриўлеринин формулаларын келтирип шығарыўға.

(6)- ҳәм (8)-формулалардағы пропорционаллық коэффициентлердин бирдей болыуының керек екенлигин еки системаның эквивалент екенлиги ҳақындағы тәжирийбеде алынған нәтийжелерге, яғни үйлемдердегі қайсысының абсолют қозғалатуғынлығын анықлаудың мүмкін емес екенлигine тиімділік аңсат көрсетиүгө болады.

Түрлендіриў нызамын табыу ушын α коэффициентин анықлау керек. Оның ушын еки системада өлшенген жақтылықтың тезлигинин бир с шамасына тең болатуғынлығы ҳақындағы тәжирийбеде алынған мағлыўматтарға сүйенемиз. Жақтылық сигналын еки координаталар системаларының координаталар баслары бир ноқатта турған моментте жиберемиз (еки системадағы бул моменти басланғыш момент деп есаптаймыз: $t = t' = 0$). Ўақыттың ықтыярлы түрде алынған t (t') моментлеринде координаталары сәйкес

$$x = ct, x' = ct' \quad (9)$$

теңліктери менен анықланатуғын ноқатларға келип жетеди.

(6)- ҳәм (8)-теңлемелерден мынаған ийе боламыз:

$$xx' = \alpha^2(x - vt)(x' + vt').$$

Бул теңлікке x пенен x' тың орындарына олардың (9)-аңлатпалар бойынша анықланған мәнислерин қойып

$$c^2 = \alpha^2(c^2 - v^2)$$

теңлемесин табамыз. Бул теңлемени α ге қарата шешип мынаған ийе боламыз (түбірдин алдындағы он белгі ушын):

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

а ның табылған мәнислери (6)- ҳәм (8)-координаталарды түрлендириуди мына түрде жазыўға мүмкіншилик береди:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, x = \frac{x' + vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Биринши теңдиктен x' ты қойып, мынаны табамыз:

$$x\sqrt{1 - \beta^2} = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} + vt'.$$

Бул теңлемени t' шамасына қарата шешип, мынадай формулаға ийе боламыз:

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Тап усындай жоллар менен t ушын мынадай формуланы аламыз:

$$t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Алынған барлық қатнасларды бириктирип, қозғалатуғын системадағы координаталар менен ўақыт ушын аңлатпаларды қозғалмайтуғын системадағы координаталар менен ўақыт арқалы жазамыз:

$$\left. \begin{array}{l} x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \\ t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \end{array} \right\} \quad (10)$$

Қозғалмайтуғын системадағы координаталар менен ўақыт ушын аңлатпаларды қозғалатуғын системадағы координаталар менен ўақыт арқалы былайынша жазамыз:

$$\left. \begin{array}{l} x = \frac{x' + vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \\ t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \end{array} \right\} \quad (10a)$$

(10)- ҳәм (10a) формулалар координаталар менен ўақытты бир есаплау системасынан екинши есаплау системасына өткендеги түрлендириўлерди аңғартады. Көринип турғанында, (10)-формулалар (3)-Лоренц түрлендириўлерине сәйкес келеди

Штрихланған ҳәм штрихланбаған системалардың эквивалент екенлигин ҳәм (10)-түрлендириўдің (10a) түрлендириўден салыстырмалы тезликтиң белгисин өзгертиў менен алышнатуғының аңғарамызы.

§ 299. Салыстырмалық теориясының түрлендириўлеринен келип шығатуғын нәтийжелер. Лоренц түрлендириўлериниң ең әхмийетли нәтийжелерин қараймыз.

а) Ҳәр қыйлы системалардағы денелердин үзынлығы. Лоренц түрлендириўleri бир денениң усы дene түрған системадағы сызықлы өлшемлериниң усы денеге салыстырғанда қозғалыста болатуғын системадағы усы денениң сызықлы өлшемлерине тең болмайтуғының көрсетеди. XYZ системасында тынышлықта түрған базы бир стержень OX көшериниң бағытында жайласқан ҳәм бул системада l үзынлығына тең (бул үзынлық оның басы менен ушының координаталарының айырмасына тең) деп болжаймыз:

$$l = x_2 - x_1.$$

Стерженге салыстырғанда оның үзынлығының бағытында v тезлиги менен қозғалатуғын штрихланған координаталар системасындағы оның үзынлығы неге тең?

Бул I' узынлығын табыў ушын оны штрихланған системадағы стерженниң басы менен ушының x'_2 ҳәм x'_1 координаталарының айырмасы түринде аңғарттыў керек. Бундай жағдайда Лоренц түрленирийлерин пайдаланып, x'_2 ҳәм x'_1 координаталарын штрихланған системада анықланған ўақыттың бир моментинде алыў керек. Солай етип, x'_2 ҳәм x'_1 координаталарын 298-параграфтағы (3)-формуланың жәрдеминде x_2 ҳәм x_1 координаталары менен байланыстырып, штрихланған системадағы ўақытты алыў керек. Бул ўақытты турақты деп есаплат төмендегилерге ийе боламыз:

$$x'_2 = x_2 \sqrt{1 - \beta^2} - vt', \quad x'_1 = x_1 \sqrt{1 - \beta^2} - vt'.$$

Буннан мынадай теңлик келип шығады:

$$x'_2 - x'_1 = (x_2 - x_1) \sqrt{1 - \beta^2}$$

ямаса

$$l' = l \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Өзине салыстырғанда қозғалатуғын координаталар системасындағы стержень усы стержень тынышлықта турған координаталар системасына салыстырғанда келтерек болады:

$$l' < l.$$

Егер биз штрихланған системада тынышлықта турған стерженди алсақ, оның узынлығы $l' = x'_2 - x'_1$ шамасына, ал штрихланбаған системада оның узынлығы $l = x_2 - x_1$ шамасына тең болған болар еди. Енди өлшеүлерди штрихланбаған системадағы t ўақыт моментинде өткериў керек. 298-параграфтағы (3)-Лоренц түрленирийлеринен пайдаланып, x_2 ҳәм x_1 шамаларын x'_2 ҳәм x'_1 шамалары арқалы аңлатамыз. Бундай жағдайда биз

$$x_2 - x_1 = (x'_2 - x'_1) \sqrt{1 - \beta^2}$$

ямаса

$$l = l' \sqrt{1 - \beta^2}$$

теңлигине ийе боламыз, яғни стержень тынышлықта турған системада узынырақ болады екен.

Денелердин OY ҳәм OZ көшерлериниң бағытындағы өлшемлериниң еки системада да бирдей болатуғынлығын аңғарамыз.

Салыстырмалық теориясының билігінде жағдай $\beta = 0.99$ (денелердин өлшемлериниң қысқаратуғынлығы ұақыттың гипотезаны алмастырады). Салыстырмалық теориясы бойынша стержень тынышлықта турған системада ең үлкен узынлыққа ийе болады.

b) Ҳәр қыйлы системалардағы ўақыялардың узақлығы. Ўақыялардың узақлығы да ҳәр қыйлы координаталар системаларында ҳәр қыйлы болады. Штрихланбаған XYZ координаталар системасындағы A нокатында узақлығы $\tau = t_2 - t_1$ болған базы бир ўақыя жүзеге келди деп болжайық (199-сүйрет). Бул теңликтегі t_1 менен t_2 арқалы $X'Y'Z'$ координаталар системасында белгиленип алғынған усы ўақыяның басы менен ақырының ўақыт моментлери белгиленген. Штрихланған $X'Y'Z'$ координаталар системасындағы усы ўақыяның узақлығы $\tau' = t'_2 - t'_1$ қандай болады? XYZ координаталар системасында белгиленип алғынған t_1 ҳәм t_2 ўақыт моментлерине $X'Y'Z'$ координаталар системасындағы A нокаты ушын t'_1 ҳәм t'_2 ўақыт моментлери сәйкес келеди (яғни x координатасының бир мәниси ушын). Демек, бизге x координатасының бир мәниси ушын t' пенен t ны байланыстыратуғын 298-параграфтағы (3)-формуланы пайдаланыў керек болады. Нәтийжеде биз мынадай аңлатпаларға ийе боламыз:

$$\sqrt{1 - \beta^2} \cdot t'_1 = t_1 = \frac{xv}{c^2}, \quad \sqrt{1 - \beta^2} \cdot t'_2 = t_2 = \frac{xv}{c^2}.$$

Буннан

$$\sqrt{1 - \beta^2} (t'_2 - t'_1) = t_2 - t_1$$

ямаса

$$\tau' = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

формулаларын аламыз.

τ' ўақыт аралығы түрлөрдегінен киши болады.

Кері мәселениң қойылуы да болады. Мейли, штрихланған системада (x' тұрақты) базы бир ўақыяның ұзақтығы $\tau' = t'_2 - t'_1$ шамасына тең болсын. Бул ўақыяның штрихланбаған системадағы ұзынлығы қандай болады?

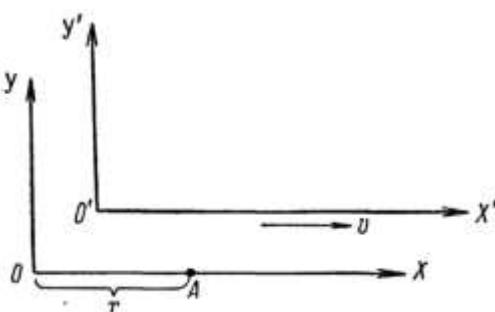
Бул сорауға жуýап бериў ушын 298-параграфтағы (3)-түрлердириўди пайдаланамыз ҳәм ондағы x' шамасын тұрақты деп болжаймыз. Бундай жағдайда

$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

ямаса

$$\tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

формулаларына ийе боламыз. Енди τ' ўақыт аралығы τ' ўақыт аралығынан үлкен. Буннан мынадай жүймаққа келемиз: базы бир A нөкательде болып өтетуғын ўақыяның ұзынлығы усы A нөкательде тұныштырылған координаталар системасындағы анықлауға.



199-сүйрет.

Ўақыялардың ҳәр қылышы координаталар системаларындағы ұзынлықтарын анықлауға.

298-параграфтағы түрлендіриўдің (3)-математикалық формасына сәйкес системалардың салыстырмалы тезлигі қанша үлкен болса, онда усы еки системаға қарата анықланған ўақыяның ұзынлықтарының айырмасы үлкен болады.

с) тезликлерди қосыў теоремасы. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, Ньютон механикасындағы тезликлерди қосыў теоремасы Галилей түрлендіриўлері менен байланыслы. Әдетте бул теорема былайынша айтылады: нөкаттың "абсолют" тезлигі u оның салыстырмалы тезлигі (u') пенен көширмели (v') тезликтеринин геометриялық қосындысына тең:

$$u = u' + v'.$$

Бундай жағдайда "абсолют" тезлик деп (оны эфирге салыстырғандағы гипотезалық "абсолют" тезлик пенен шатастырмау керек) берилген мәселениң шәрти бойынша қозғалмайды деп қабыл етилген системаға салыстырғандағы тезликті түсінеди. Бул системаны XYZ арқалы белгилеймиз. Демек, "абсолют" тезлик штрихланбаған системада өлшенеди. Салыстырмалы u' тезлик деп биз штрихланған системаның штрихланбаған системаға салыстырғандағы тезлигин түсінемиз. Лоренц түрлендіриўлеринен жоқарыда келтирілген тезликлердин арасындағы байланыстың Ньютон механикасындағы тезликлердин арасындағы байланыстан өзгеше болатуғынлығы келип шығады. Бул

байланысты табыў ушын 298-параграфтағы (3)-теңлемелердин бириншисин соңғысына ағзама-ағза бөлемиз ҳәм нәтийжеде

$$\frac{x}{t} = \frac{x' - vt'}{t' + \frac{x'v}{c^2}} = \frac{\frac{x'}{t'} + v}{1 + \frac{x'}{t'} \cdot \frac{v}{c^2}}$$

теңлигине иие боламыз. x/t ның "абсолют" тезликтин ОХ көшерине түсирилген проекциясы (дәэлиреги оның орташа мәниси), x'/t' тың салыстырмалы тезликтин $O'X'$ көшерине түсирилген проекциясы, ал v ның системаның көширмели тезлиги екенлигин аңғарып, соңғы аңлатпаны

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + u'_x \frac{v}{c^2}} \quad (1)$$

түринде жазамыз. Тап сондай жоллар менен тезликтин басқа да проекцияларын аламыз:

$$u_y = \frac{u'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + u'_x \frac{v}{c^2}}, \quad u_z = \frac{u'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + u'_x \frac{v}{c^2}}. \quad (1a)$$

298-параграфтағы (3)-теңлемелерди пайдаланып усындај жоллар менен

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - u'_x \frac{v}{c^2}}, \quad u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - u'_x \frac{v}{c^2}}, \quad u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - u'_x \frac{v}{c^2}}$$

формулаларын алыўға болады. Бул формулалар (системалардың салыстырмалы қозғалысы ОХ көшеринин бойында болады деген болжаўдің тийкарында келтирип шығарылған) классикалық физиканың тезликлерди қосыў ушын жазылған әдеттеги формулаларды алмастырады. Тезликтин "көлденен" ҳәм "бойлық" проекциялары ушын жазылған (1)- ҳәм (1a) формулалардың ҳәр қыйлы екенлигин аңғарамыз. Егер биз жақтылықтың тезлигине барабар тезликлер менен ис алып барсақ бул формулалар бойынша өткерилиген есаплаўлардың нәтийжелери классикалық механиканың формулалары бойынша өткерилиген есаплаўлардың нәтийжелеринен үлкен айырмаға иие болады. Мысал ретинде штрихланған системада $O'X'$ көшеринин бағытында c тезлиги менен қозғалатуғын жақтылық нұрын қараймыз ҳәм оның штрахланбаған системадағы тезлигин анықтаймыз. (1)-формула бойынша $u'_x = c$ тенденциясынан дегендей болады. Егер бул формула менен c тенденциясынан үлкен болса, мәнисин қайтадан аламыз.

$$u_x = \frac{c + v}{1 - c \frac{v}{c^2}} = c$$

нәтийжесине иие боламыз. Штрихланбаған системадағы тезлик c ға тен. Классикалық формуланың бул жағдайда $c + v$ тезлигин беретуғынлығы тәбийий. Әлбетте, бул нәтийжениң алыныўын күтиў керек еди, себеби Лоренц түрлендириўлерин келтирип шығарыў жақтылықтың тарқалыў тезлигинин системаның қозғалысынан ғәрзесиз екенлигине тийкарланған еди.

Жоқарыда атап өтилген жақтылықтың тезлигинин шеклик характеристи тезликлерди қосыў формулаларынан айқын көрингендей, әфир теориясының сәтсизлиги Физо, Майкельсон тәжирийбелерин ҳәм жулдызлық аберрация құбылысын бирден-бир көз қараста таллаудың барысында көринди. Усыған байланыслы мынадай сораудың пайда болыўы тәбийий: бул құбылыслар салыстырмалық теориясында қалайынша түсіндіріледи? Майкельсон тәжирийбеси арнаўлы түрдеги таллауды талап етпейди, себеби, атап

§ 300. Қозғалышы денелер оптикасы ҳәм салыстырмалық теориясы. Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей, әфир теориясының сәтсизлиги Физо, Майкельсон тәжирийбелерин ҳәм жулдызлық аберрация құбылысын бирден-бир көз қараста таллаудың барысында көринди. Усыған байланыслы мынадай сораудың пайда болыўы тәбийий: бул құбылыслар салыстырмалық теориясында қалайынша түсіндіріледи? Майкельсон тәжирийбеси арнаўлы түрдеги таллауды талап етпейди, себеби, атап

айтқанда, оның өзи салыстырмалық теориясының тийкарғы талапларын белгилеүде басланғыш жағдай сыпатында қабыл етилди.

Физо тәжирийбесиниң нәтийжелери тезликлерди қосыў теоремасының туýрыдантуýры нәтийжеси сыпатында эфирдин толық емес алып жүрилиў ҳақындағы болжаўсызы ақ алынады. Тәжирийбени усындаі көз-қараста қараймыз. Сүйдүң сындырыў коэффициентин n арқалы белгилеп, суýдағы жақтылықтың салыстырмалы тезлиги u'_x ты

$$u'_x = \frac{c}{n}$$

шамасына тең етип аламыз.

Сүйдүң ағысы v көширмели тезлиги менен анықланады. Интерференция картинасы жақтылықтың дүзилиске салыстырғандағы тезлиги u_x бойынша анықланады. v/c шамасын киши деп есаплад ҳәм оның екинши, үшинши ҳәм оннан да жоқары дәрежелерин есапқа алмай, 299-параграфтағы тезликлерди қосыў теоремасы (1) тийкарында мынаны аламыз:

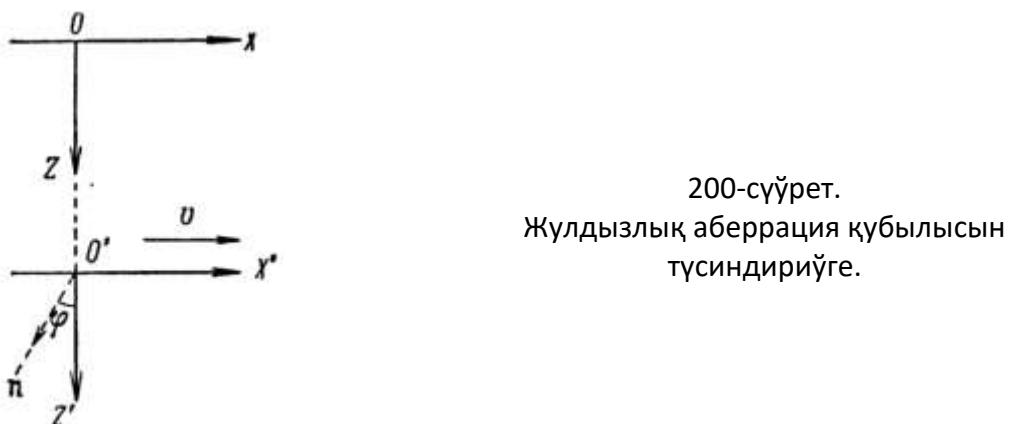
$$u_x = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{c}{n} \cdot \frac{v}{c^2}} \cong \left(\frac{c}{n} + v \right) \left(1 - \frac{v}{nc} \right).$$

Буннан кейин v/c қатнасы бар ағзаны есапқа алмаў жолы менен төмөндеги теңликке ийе боламыз:

$$u_x = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1)$$

Егер эфирдин алып жүрилиў коэффициентин $\left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$ шамасына тең деп есапласақ, онда бул нәтийже тезликлерди қосыўдың әдеттеги теоремасына, яғни Физо тәжирийбесиниң нәтийжесине сәйкес келеди.

Солай етип, Майкельсон ҳәм Физо тәжирийбелери бирден-бир көз-қарастан түсиндриледи екен.



Жұлдызлық аберрация құбылысын қараймыз. Оның ушын штрихланбаған системаны биз бақлайтуғын жүлдyz берен, ал штрихланған система телескоп орналастырылған Жер менен байланыслы деп болжаймыз (200-сүйрет). Мейли, жүлдыздың жақтылық нуры OZ көшериниң бағытында тарқалатуғын болсын. Бул нурдың Жердеги $O'Z'$ көшери менен қандай мүйешти жасайтуғынлығын анықтаймыз. Еки системаның OX ҳәм $O'X'$ көшерлері Жердин тезлиги v ға параллелью XOZ тегислигінде OZ бағытында тарқалатуғын жақтылық нурының теңлемеси мынадай түрге ийе:

$$s = a \cos 2\pi v \left(t - \frac{z}{c} \right). \quad (2)$$

Бул теңликтеке a арқалы тербелестин амплитудасы, ал v арқалы жийилиги белгиленген. Тап сол нур $O'A'Z'$ координаталар системасында $O'Z'$ көшериниң бағытында емес, ал

$O'X'Z'$ тегислигінде жететуғын \mathbf{n} векторы менен анықланатуғын базы бир бағытта тарқалады. Бұл нурдың тәңлемесин

$$s = a \cos 2\pi\nu' \left(t' - \frac{x'\alpha + z'\gamma}{c} \right) \quad (3)$$

түріндегі жазыўға болады. Бұл тәңлемеде α менен γ арқалы нур менен $O'X'$ ҳәм $O'Z'$ көшерлериниң арасындағы мүйешлер белгиленген. Ал t' болса $X'Y'Z'$ системасында есапланған үақыт болып табылады.

Жер менен байланыслы болған системадағы нурдың бағытын анықлау ушын (2)-тәңлемедеги координаталар менен үақытты Лоренц формулаларының жәрдемінде түрлендіремиз ҳәм штрихланған системадағы тербелислердин фазасын анықтаймыз.

298-параграфтағы (3)-түрлендириуди пайдаланып,

$$s = a \cos 2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) = a \cos 2\pi\nu \left(\frac{t' + x' \frac{\nu}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{z'}{c} \right)$$

ямаса

$$s = a \cos 2\pi \frac{\nu}{\sqrt{1 - \beta^2}} = a \cos 2\pi\nu \left(t' + \frac{x' \frac{\nu}{c} - z' \sqrt{1 - \beta^2}}{c} \right)$$

тәңлигине ийе боламыз. Бұл тәңликті (3)-формула менен салыстырып

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \alpha = -\frac{\nu}{c}, \gamma = \sqrt{1 - \beta^2} \quad (4)$$

формулаларына ийе боламыз.

(4)-формуладан Жер менен байланыслы болған координаталар системасында Жулдыздың жақтылығы $O'Z'$ көшери менен косинусы $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$ шамасына тең ф мүйешин жасайды екен; демек, телескоптың трубасы вертикальға салыстырылғанда үсындағы мүйешке қыяланған болыўы керек. Ф мүйешиниң синусы $\beta = \frac{\nu}{c}$ шамасына тең. Жердин орбитасындағы тезлиги $3 \cdot 10^6$ см/сек, ал жақтылықтың тезлиги $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек шамасына тең болғанлықтан $\beta = 10^{-4}$ шамасына тең болады. β ның үсындағы мәнислеринде синус пенен тангенслер ис жүзинде бир бирине тең ҳәм баз жулдызлық аберрация ушын классикалық сәйкес келиўге ийе боламыз: телескоптың көшериниң қыялышы мүйешиниң тангенси ν/c ға тең. Биз аберрация құбылысын дара мысалда түсіндірдік; мәселени нурдың ықтыярлы бағыты ушын улыўмаластырыўға болады¹⁹.

Допплер құбылысын таллағандағы Лоренц түрлендириўлериниң тутқан орны жүдә әхмийетли. Бұл құбылыс жақтылықтың дерегине салыстырылғанда қозғалатуғын системада қабыл етилетуғын жақтылықтың жийилигиниң өзгерисинен ибарат. Серпимли орталықта тарқалатуғын толқынлар ушын әдеттеги Допплер құбылысы төмендегиден ибарат (I том, 113-параграф). Дерек тербелислер тарқалатуғын орталықта қозғалғанда тербелислерди регистрациялайтуғын қандай да бир әсбап тәрепинен қабыл етилетуғын жийиликтиң шамасы ν' дерек тәрепинен шығарылған жийилик ν дан өзгеше болады. ν' жийилиги ν жийилиги менен былайынша байланысқан:

$$\nu' = \nu \frac{V - \nu_1}{V - \nu_2}. \quad (5)$$

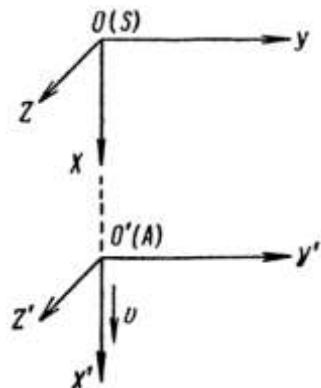
Бұл тәңликті V - тербелислердин орталықта тарқалыў тезлиги, ν_1 менен ν_2 - регистрациялайтуғын әсбап пенен деректин тезликтериниң олардың екеўин

¹⁹ Қатаң түрде айтқанда, аберрация құбылысын Жердин Құяштың дөгерегиндеги ҳақыйқый қозғалысының инерциаллық емес характеристике де түсіндіриўге болады. Бундай жағдайда оны тең өлшеўли ҳәм туýрысызықтың қозғалыс пенен алмастырыўдың кереги жоқ.

тутастыратуғын туўрыға түсирилген проекциялары; егер v_1 ҳәм v_2 тезликleri жақтылықтың тарқалыў бағыты менен бағытлас болса, онда олардың белгиге ийе деп есапланады. (5)-формула жийиликтиң өзгерисиниң тек салыстырмалы тезлик $v = v_1 - v_2$ деген ғана ғәрэзли емес, ал тербелис тарқалатуғын орталыққа салыстырғандағы v_1 ҳәм v_2 тезликлериниң өзлериңен де ғәрэзли екенлигин көрсетеди. Демек, жийиликти өлшеў орталықтағы жақтылықтың дерегиниң (ямаса регистрациялайтуғын әсбаптың) тезлигин анықлау ушын да хызмет ете алады екен.

Жақтылық эфирде қозғалады деп есапланған жағдайда Допплер эффектиндеғи жийиликтиң өзгериси эфирге салыстырғандағы қозғалысты, яғни "абсолют" қозғалысты табыўға болады деп болжаўға болады. "Абсолют" қозғалысты табыўдың мүмкін емес екенлиги табылғаннан кейин жақтылық толқынлары ушын Допплер құбылысының теориясын қайтадан қарап шығыўдың ҳәм оны салыстырмалық теориясының талаплары менен сәйкес келтириўдің зәрүрлиги пайда болды.

201-сүрет.
Допплер құбылысы ушын аңлатпаны
келтирип шығарыўға.



Деректиң ҳәм жақтылық толқынларының тәсіри үйренилетуғын системаның салыстырмалы қозғалысындағы жийиликтиң өзгериси Лоренц түрлендириўлериниң жәрдеминде аңсат алынады. XYZ координаталар системасы S дереги менен байланысқан, ал жийиликти өлшеў $X'Y'Z'$ системасында әмелге асырылады ҳәм оның v арқалы белгиленген салыстырмалы тезлиги $O'X'$ көшери менен бағытлас деп болжаймыз.

Мейли, жақтылық S дерегинен (201-сүрет) OX көшеринин бағытында тарқалатуғын болсын. Бундай жағдайда XYZ системасындағы тербелислердин фазасы $2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)$ да тең. Бул аңлатпада v - дерек тәрепинен шығарылған жақтылықтың жийилигі; басқа сөз бенен айтқанда v арқалы XYZ системасында ўақыт бирлигінде қабыл етилетуғын тербелислердин санына тең (усы системада саналған). $2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)$ фазасын $X'Y'Z'$ системасындағы координаталар менен ўақытқа түрлендиримиз. 298-параграфтағы (3)-формулалар бойынша

$$2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right) = 2\pi\nu \left(\frac{t' + x' \frac{v}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x' - vt'}{c\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \quad (6)$$

теңлигине ийе боламыз.

$X'Y'Z'$ системасында v ўақыт бирлигіндеги тербелислердин санына (яғни жақтылықтың жийилигине) тең болмайды. Себеби бул системада ұзынлық пенен ўақыттың масштаблары басқаша. $X'Y'Z'$ системасында қабыл етилетуғын жақтылықтың жийилигі v' туы (6)-аңлатпаның он тәрепин $2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)$ түрине алып келиў жолы менен табамыз.

$$2\pi\nu' \left(t' - \frac{x'}{c} \right) = 2\pi\nu \left(\frac{t' + x' \frac{\nu}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x' - vt'}{c\sqrt{1 - \beta^2}} \right)$$

теңлигинен

$$\nu' = \nu \frac{1 - \frac{\nu}{c}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (7)$$

теңлигин аламыз.

(7)-аңлатпана

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1 - \frac{\nu}{c}}{1 + \frac{\nu}{c}}} \quad (7a)$$

түринде де ямаса жуұық түрде

$$\nu' \cong \nu \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\nu}{c} \right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\nu}{c} \right) \cong \nu \left(1 - \frac{\nu}{c} \right)$$

түринде жазыўға болады. Тап ұсындај жуұықлауда классикалық (5)-формула мынаны береди:

$$\nu' \cong \nu \left(1 - \frac{\nu_1 - \nu_2}{V} \right) = \nu \left(1 - \frac{\nu}{V} \right).$$

Буннан, биз көрсеткен жуұықлауда салыстырмалық теориясының формулалары менен классикалық формуланың бир бирине сәйкес келетүұнлығын көремиз.

Бирақ, дәл болған (7a) формула менен классикалық (5)-формуланың арасында үлкен айырма бар: классикалық (5)-формулаға регистрациялайтуғын әсбаптың тезлиги ν_1 менен деректиң тезлиги ν_2 өз алдына бөлек киретуғын болса, (7a) формулаға тек регистрациялайтуғын әсбап пенен деректиң салыстырмалы тезлиги ν ғана киреди. Солай етип, басқа барлық физикалық құбылыштар сыйқылар Допплер құбылышы да қандай да бир системаның "абсолют" тезлигин анықлауға мүмкіншилик бермейди.

Салыстырмалық теориясының екинши әхмийетли нәтийжеси Допplerдин қөлдененең құбылышы болып табылады. Бул құбылыштың мәниси $X'Y'Z'$ системасындағы оның тезлик v ға перпендикуляр бағытта тарқалғандағы жақтылықтың жийилигиниң өзгерисинен ибарат.

Егер Лоренц түрлендириўлерин ықтыярлы бағытта тарқалатуғын толқынға қоллансак, онда (7)-формуланың орнына

$$\nu' = \nu \frac{1 - \frac{\nu}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (8)$$

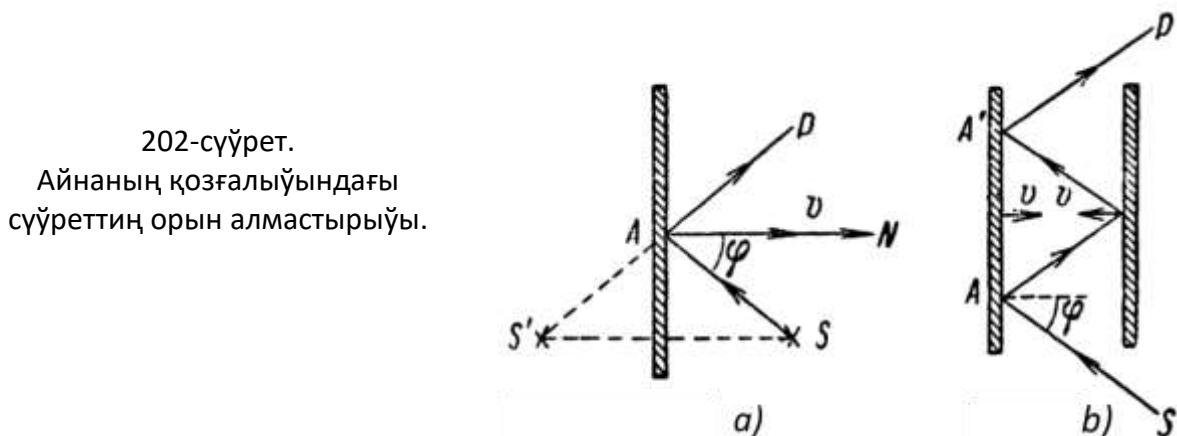
формуласы алынады. Бул формулада φ арқалы жақтылықтың тарқалыў бағыты менен v тезликтиң бағытының арасындағы мүйеш белгиленген ($X'Y'Z'$ системасында өлшенген). Жақтылық тезликтиң бағытына перпендикуляр бағытта тарқалса ($\varphi = \pi/2$), (8)-формула мынаны береди:

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cong \nu \left(1 + \frac{1}{2} \beta^2 \right). \quad (8a)$$

[(4)-формула менен салыстырыңыз]. Егер мүйештиң $X'Y'Z'$ системасындағы мәнисин алсак, онда (8)- хәм (8a) формулаларындағы v менен ν' шамаларының орынларын алмастырыў керек болады.

Көлдененең эффект бойлық эффекттен әдеүир киши, себеби ол тек β^2 шамасынан ғана ғәррезли.

Оптикадағы Допплер құбылысын тиккелей бақлау бойынша биринши тәжирийбелерди А.А. Белопольский тәрепинен өткерилди (1900-жылы).



202-сүйрет.

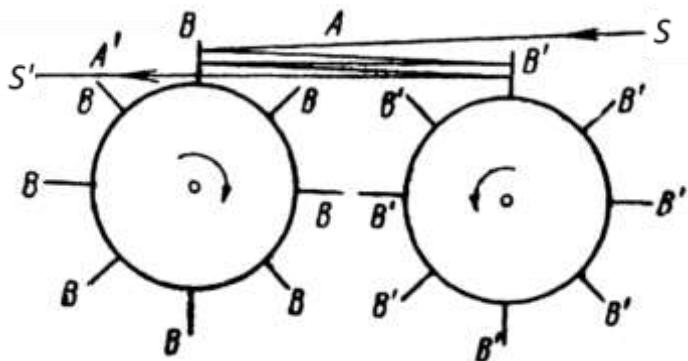
Айнаның қозғалығындағы сүйреттің орын алмастырыуы.

Бул тәжирийбелердин схемасы тәмемдегидей. Жақтылық қозғалатуғын айнада шағылысқанда объекттің сүйреті қозғалады. Мейли, (202-а сүйрет) айна v тезлигине нормаль бағытта қозғалатуғын, ал нур нормалдың бағытына φ мүйешин жасап түсетуғын болсын. Бундай жағдайда S' сүйрет тегислигиниң көриү бағыты болған $S'AP$ бағытына түсирилген проекциясының $2v \cos \varphi$ шамасына тең болатуғынлығын аңсат есаплауға болады. Егер SA нұры бир бирине қарай қозғалатуғын айналарда (202-б сүйрет) n рет шағылысатуғын болса, онда ҳәр бир шағылысы $2v \cos \varphi$ тезлигин пайда етеди ҳәм $A'P$ бағытында тарқалатуғын жақтылық усы $A'P$ бағытында $2vn \cos \varphi$ тезлиги менен тарқалатуғын жақтылыққа эквивалент болады. Солай етип, айналардың қозғалысы жақтылықтың дерегиниң қозғалысын алмастыра алады. Егер айналардың салыстырмалы қозғалысы 202-б сүйретте көрсетилгендей болса, онда ол деректің A ноқатына қарай қозғалысына эквивалент болады. Бундай жағдайда бақланатуғын жийиликтің деректің жийилигинен үлкен болыўы керек; спектраллық сызықтың аұысыўы киши толқын узынлықтарына қарай болады. Айналардың қозғалысының қарама-қарсы бағыттарында аұысыў үлкен толқын узынлықтарына қарай болады. А.А.Белопольский параллель көшерлери бар еки айланатуғын барабанды алды. Бул барабанларда 203-сүйретте көрсетилгендей етип B ҳәм B' айналары жайластырылды. SA жақтылық нұры B айнасына түсип B ҳәм B' айналарында бир қатар избе-из шағылысыўларға ушырады ҳәм $A'S'$ бағытында спектраллық әсбапқа келип түскен. Егер барабанлар сүйретте көрсетилген бағыттарда айланысқа келтирисе, B ҳәм B' айналары бир бирине қарай қозғалады. Барабанлардың айланысның қарама-қарсы бағытында айналар бир биринен қашықласады. Усындан тәжирийбелердин жәрдеминде А.А.Белопольскийге допплерлик аұысыўды табыудың сәти түсти ҳәм аұысыўдың белгисиниң теория талап еткен белгиге сәйкес келетуғынлығын көрсетти. Кейинирек бул тәжирийбе Б.Б.Шолициң тәрепинен әдеўир дәлирек өткерилди.

Допpler құбылысы астрономиялық бақлауларда үлкен әхмийетке ийе. Мысалы, аспан денелериниң спектриндеги спектраллық сызықтардың аұысыўы бойынша бундай денелердин Жерге салыстырғандағы нурлық тезлиги ҳақында жуўмақтарды шығарады. Қос жулдызлардың бар болыўы факты спектраллық сызықтардың екиге ажыралыўы бойынша табылады. Бундай екиге ажыралыў жулдызлардың екеүинин ҳәр қыйлы нурлық тезликлерге ийе болыўының салдарынан жүзеге келеди. Қуаш дискиниң ҳәр қыйлы шетлеринен келип жететуғын фраунгоферлик сызықтарды бақлау оның бетиниң қозғалысын анықлауға мүмкіншилик береди. Жақтыртқышлардың спектриниң үстинде

ұсындаған типтеги изертлеўлерди тұрақты түрде өткөреди ҳәм бундай изертлеўлер олардың қозғалысларын үренийде баслы орынды ийелейди.

Жоқарыда келтирилген тәжирийбелер қайсы формуланың ҳақыйқатлықта (салыстырмалық теориясының ямаса классикалық теорияның формуласының) жақсырақ сәйкес келетуғынлығын тексерип көриў ушын жеткиликли дәрежеде дәл емес. Еки теорияның сезилерлікей айырмасы салыстырмалық теориясының "көлденең эффектти" беретуғынлығында, ал ески теорияда бул эффект жоқ. Бул эффекттиң жүдә киши екенлигине байланыслы оны эксперименталлық бақлау жүдә қыйын. Бирақ, 1938-жылы тезлиги шама менен 10^8 см/сек шамасына тең каналлық водород нурлардырған жақтылықты бақлаудың барысында көлденең эффектти бақлады. Солай етип, салыстырмалық теориясына сәйкес келетуғын Допплер эффектинин формуласы тастыйықланды.



203-сүйрет.
А.А.Белопольскийдин
тәжирийбесинин схемасы.

§ 301. Салыстырмалық теориясының механикасы. Жоқарыда келтирилген таллаўларымызда Ньютон механикасының нызамлары инвариант болған Галилей түрлендириўлеринин Лоренц түрлендириўлеринин v/c қатнасының нолге умтылатуғын жағдайдағы шеклик анлатпасы болатуғынлығын көрдик. Соныңтан Ньютон механикасының теңлемелеринин де салыстырмалық теориясы талап ететуғын Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант болған базы бир улыўмалық теңлемелердин шеклик дара жағдай болып табылады деп ойлаўға болады.

Егер Ньютон теңлемелерине оларды Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант ететуғындай өзгерислерди киргизсек, онда салыстырмалық теориясының механикасының теңлемелеринин түрин табыўға болады.

Ньютон механикасының теңлемесин векторлық түрде жазамыз:

$$\frac{d}{dt}(mv) = f. \quad (1)$$

Ньютон механикасында масса m ди қозғалыс ҳалынан ғәрэзсиз болған тұрақты шама деп есаплайды. Бул болжайдың теңлемелердин Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант болыўы талабы менен сәйкес келмейтуғынлығын көрсетиүгө болады. Салыстырмалық теориясының механикасындағы, Ньютон механикасындағыдай, қәлеген изоляцияланған системада қозғалыс мұғдарының сақланыў нызамының орынланыўы талабы менен бир системадан екинши системаға өткенде тезликлерди түрлендириў нызамларын есапқа алыў салыстырмалы қозғалыс ҳалында болатуғын ҳәр қайлы системалардағы денениң массасының ҳәр қандай болатуғынлығына алып келеди. Бундай жағдайда массаларды түрлендириў нызамы мынадай түрге ийе болады:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (2)$$

Бул теңликтегі m_0 арқалы ол тынышлықта түрған системада өлшенген масса, ал m арқалы бириңи системада салыстырғанда v тезлиги менен қозғалатуғын системада өлшенген сол массаның мәниси белгиленген. Егер (1)-формуладағы m массасының орнына (2)-нызам бойынша түрленетуғын массаны қойсақ, онда механиканың теңлемелери Лоренц түрлендіриўлерине қарата инвариант болады. Солай етип, салыстырмалық теориясының механикасының теңлемелери төмендегидей формаға ийе болады:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \mathbf{v} \right) = \mathbf{f}. \quad (3)$$

Әлбетте, Ньютон теңлемелеринен өзгешеликтерге ийе болған бул теңлемелер классикалық механиканың беретуғын нәтийжелеринен басқа нәтийжелерди бериү керек. Тәжирибелердеги бул нәтийжелерди тексерип көриў теңлемелердин өзлерин тексерип көриў болып табылады.

Классикалық механикада қозғалыс теңлемесин мына түрде жазыўға да болады: $\frac{d}{dt} \mathbf{p} = \mathbf{f}$. Бул теңлемеде \mathbf{p} арқалы қозғалыс мұғдары белгиленген. Оны (3)-теңлеме менен салыстырып, салыстырмалық теориясының механикасында қозғалыс мұғдарының орнын

$$\mathbf{p} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m \mathbf{v} \quad (4)$$

ийелейтуғынлығын көриўге болады.

(3)-формуладан келип шығатуғын күш пенен тезлениўдин арасындағы байланыс күштин базланғыш тезликтиң бағытында ямаса оған перпендикуляр бағытта тәсир ететуғынлығына байланыслы ҳәр қайлы болады. Бириңи жағдайдағы күш пенен тезлениўди бойлық (f_t, w_t), ал екинши жағдайдағыны көлденең (f_n, w_n) деп атайды. Бойлық күш ушын

$$\frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} w_t = f_t,$$

көлденең күш ушын

$$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} w_n = f_n$$

түриндеги аңлатпалар алынады. Соңықтан $\frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$ шамасына тең массаны көлденең, ал

$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ шамасына тең массаны бойлық масса деп атайды. Соңғы формула II томдағы 218-

параграфта талланған көлденең электр майданындағы электронлардың қозғалысы ушын тексерип көрildи ҳәм алынған нәтийжелер формуланың дұрыслығын толық тастыыйқлады.

Салыстырмалық теориясының оғада әхмийетли болған нәтийжеси энергия менен массаның арасындағы байланыстың орнатылығы болып табылады. (3)-формулаға тиикарланып, бул қатнасты табамыз. Классикалық механикада материаллық ноқаттың кинетикалық энергиясының өзгериси усы ноқатқа түсирилген сыртқы күшлер тәрепинен исленген жумысқа тең. (3)-теңлеме ушын сәйкес таллаўлар өткеремиз. f күшинин

элементар жұмысы dA күш пенен ұзындықтың тәсиринде ноқаттың орын алмастырыуы dr дин скаляр көбеймесине тең:

$$dA = f \cdot dr.$$

Бул шама ноқаттың кинетикалық энергиясының өсімін берійи керек:

$$dA = dE_k.$$

(3)-формуланың тиикарында

$$dE_k = dA = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right)$$

теңдіктерин аламыз. Дифференциаллауды орынлап

$$dE_k = \left(\frac{\frac{m_0}{c^2} \frac{dv}{dt}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{m_0 v}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{dv}{dt} \mathbf{v} \right) \cdot d\mathbf{r}$$

ямаса, $d\mathbf{r}/dt$ шамасы \mathbf{v} тезликтен тең болғанлықтан,

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot d\mathbf{r} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot dv = v dv; \quad \frac{dv}{dt} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{r} = dv \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} = v^2 dv$$

теңдіктеринің орынлы екенлегин есапқа алсақ, онда

$$dE_k = \frac{\frac{m_0 v}{c^2}}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \cdot dv$$

аңлатпасын аламыз. Екинши тәрептен, (2)-формула бойынша

$$dm = \frac{\frac{m_0 v}{c^2}}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \cdot dv$$

теңдігінің орынлы болатуғынлығын табамыз. Соңғы формулаларды бир бири менен салыстырып dE_k менен dm нің арасында

$$dE_k = c^2 dm \tag{5}$$

түріндегі байланыстың бар екенлегин табамыз. Энергияның өзгериси массаның өзгерисине пропорционал екен, оның үстине пропорционаллық коэффициенти хызметин жақтылықтың тезлигинің квадраты атқарады. Егер E энергия менен m массаның арасында

$$E = mc^2 \tag{5a}$$

түріндегі улыўмалық байланыс болатуғынлығын көремиз.

Масса менен энергия физика изертлейтуғын материяның түрлеринің сапалық жақтан ҳәр қыйлы болған қәсийетлеринің характеристикалары болып табылады. Масса материяның инерциялық қәсийетлерин (Ньютоның екинши нызамы) ҳәм пүткіл дүньялық тартысында көринетуғын қәсийетлери тәрийиплейди. Энергия болса өзгериси система тәрепинен орынланған жұмысты анықтайтуғын шама болып табылады. Салыстырмалық теориясынан келип шығатуғын (5)- ҳәм (5a) қатнаслар ұзындықтарынан көрсетеди: биреүинің өзгериси екиншисинің эквивалент болған өзгерисине алып келеди. Системаның массасының өзгериси тек сыртқы денелер менен (атомлар ҳәм молекулалар менен) зат алмасында салдарынан ғана өзгерип қоймай, системаға энергияны берійдің салдарынан да өзгереди. Мысалы, егер системаға ΔQ жылдылық энергиясы берилсе, ұзындық салдарынан (5)-теңдікке сәйкес оның массасы да бир үақыттың ишинде $\Delta m = \Delta Q/c^2$ шамасына үлкейеди. Басқа мысал: егер нурланындың салдарынан системаның энергиясы ΔE шамасына кемейетуғын болса, онда соның менен бир үақытта оның массасы

$\Delta t = \Delta E / c^2$ шамасына кемейеди. Жабық система ушын оның массасы сақланады, демек оның толық энергиясы да сақланады.

Жақтылықтың бослықтағы тарқалыў тезлиги с ның жұдә үлкен екенлигине байланыслы энергияның ΔE шамасының белгили болған санлық мәнисине массаның жұдә киши болған Δt шамасына өзгериси орын алады. Системаның энергиясы болған E шамасы $1 \text{ дж} = 10^7$ эрг шамасына үлкейгенде оның массасы тек $\Delta t \cong 1,1 \cdot 10^{-14}$ г шамасына ғана үлкейеди. Соныңтан денелердин энергиясының әдеттегидей өзгерисинде массаларының өзгериси соншама киши болады ҳәм бундай өзгерислерди тиккелей сезиў қыйын болады. Бирак, ҳәзирги заман физикасы ядролық реакцияларда бөлиніп шығатуғын энергияның жұдә үлкен болатуғынлығы менен байланыслы энергия менен массаның арасындағы қатнасты тексеріў мүмкіншилигине ийе (369-параграф).

Энергия менен массаның арасындағы қатнастан энергия менен қозғалыс мұғдарының арасындағы байланыстың формасы келип шығады. (5-а) аңлатпаға t нин орнына оның (2)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып энергия менен массаның арасындағы

$$E = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} c^2 \quad (6)$$

түриндеги байланысты аламыз. Бул теңлекті квадратқа көтерип ҳәм алгебралық түрлендириўлерди өткергеннен кейин

$$m_0^2 c^4 = E^2 - E^2 \frac{v^2}{c^2}$$

ямаса (4)-аңлатпаның тийкарында

$$m_0^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2 \quad (7)$$

аңлатпаларына ийе боламыз.

Салыстырмалық теориясы физикадағы басқа қәлеген ири илимий ашылыў сыйқылды толық қәлиплескен ҳәм үйреншикли болған, солардың ишинде, мысалы, денелердин узынлығының олардың қозғалыс ҳалынан ғәрэзсизлиги, массаның өзгермейтуғынлығы ҳ.т.б. көз-қарасларды қайтадан қарап шығыўды талап етти. Көп санлы буржуазия философлар бул ашылыўларды идеалистлик "материя жоғалды" ҳ.т.б. көз-қарасларды тийкарлаў ушын пайдаланып келди ҳәзирги ўақытларды да пайдаланбақта ...

XXVII БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ АҒЫСЫ ҲӘМ НУРЛАНЫЙ ТЕРМОДИНАМИКАСЫ

§ 302. Көриниүй функциясы. Жақтылықтың ағысы. Қандай да бир майдан арқалы ұқыт берлигіндеги жақтылық толқыны тәрепинен алып өтилетуғын энергияны жақтылық энергиясының ағысы деп атайды. Жақтылық энергиясының ағысы құйаттың өлшем бирлигине ийе болып, ағысты толығы менен жутатуғын денеге берилген жыллылықтың мүғдары бойынша өлшеүге болады.

Тек айрым жағдайларда ғана жақтылықты шама менен бир толқын ұзынлығына ийе деп қарайды ҳәм көз тәрепинен "таза" спектраллық рең сыйатында қабыл етиледи (монохромат жақтылық). Көпшилік жағдайларда биз көзге көринетуғында, көзге көринбейтуғын да областларға сәйкес келетуғын жүдә ҳәр қылыш болған толқын ұзынлықтарына ийе толқынлардың қосындысы менен ис алып барамыз. Қыздырылған қатты ҳәм сүйік денелер нурландыратуғын ақ жақтылықта мүмкін болған барлық ұзынлықтағы толқынлар қатнасады. Бундай жақтылықтың толық энергиялық характеристикасы ушын энергияның толқын ұзынлықтары бойынша тарқалығын көрсетиү керек болады. Улыўмалық құйаты E болған жақтылықтың ағысында базы бир λ_1 толқын ұзынлығынан λ_2 толқын ұзынлығына шекемги толқын ұзынлықтарының интервалын айырып аламыз. Егер толқын ұзынлықтарының $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$ интервалын жүдә киши етип алсақ, онда усы интервалға сәйкес келетуғын $\Delta E_{\lambda, \lambda+\Delta\lambda}$ құйатты $\Delta\lambda$ шамасына пропорционал деп есаплауға болады:

$$\Delta E_{\lambda, \lambda+\Delta\lambda} = e_\lambda \cdot \Delta\lambda. \quad (1)$$

Шекте $\Delta\lambda$ шамасын шексиз киши деп болжаймыз ҳәм (1)-қатнасты былайынша жазамыз:

$$\Delta E_{\lambda, \lambda+\Delta\lambda} = e_\lambda \cdot d\lambda. \quad (1a)$$

Берилген λ толқын ұзынлығының қасында алынған толқын ұзынлығының бир бирлигіне сәйкес келетуғын құйатқа тең болған e_λ шамасын энергияның толқын ұзынлығы бойынша тарқалығы функциясы деп атайды. Бул функция толқын ұзынлығының функциясы болып табылады, оның түри нурландырышы денениң тәбиятынан ҳәм нурланыў жүзеге келип атырған шарайтлардан ғәрэзли. Базы бир дара жағдай ушын e_λ функциясының толқын ұзынлығы λ нин් функциясы сыйатындағы өзгерислері 204-сүйретте көрсетилген. λ_1 дең λ_2 ге шекемги шекли интервалға сәйкес келетуғын құйат штрихланған бағананың майданы менен сүйретленеди. λ_1 дең λ_2 ге шекемги шекли интервалға сәйкес келетуғын құйаттың мәниси

$$E_{\lambda_1, \lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_\lambda \cdot d\lambda \quad (2)$$

интервалының жәрдемінде бериледи.

Графикте E_{λ_1, λ_2} құйаты ABCD фигурасының майданы менен сүйретленеди.

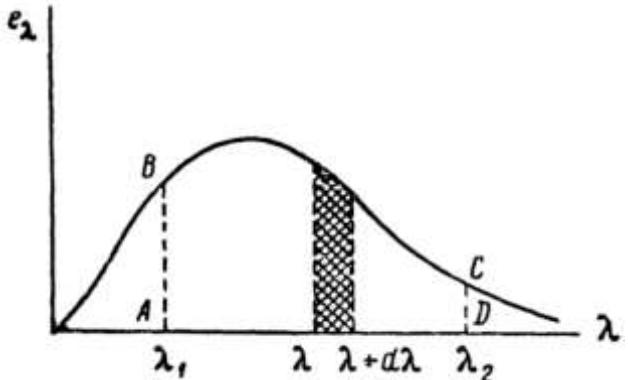
Барлық толқын ұзынлығына сәйкес келетуғын толық ағысты (2)-аңлатпадағы интегралды толқын ұзынлықтарының $\lambda_1 = 0$ дең $\lambda_2 = \infty$ мәнисине шекемги барлық областына тарқатыў арқалы аламыз:

$$E = \int_0^\infty e_\lambda \cdot d\lambda. \quad (2a)$$

Жақтылық ағысының усы характеристикасы энергиялық көз-қарастан толық болып табылады. Бирақ ол жақтылық ағысы пайда ететуғын субъективлик сезим ҳақында ҳеш

нәрсени де айта алмайды. Сезиүдин интенсивлиги көздин анау ямаса мынау толқын узынлығына сезирлигинин дәрежесинен ғәрэзли болады. Құрамында инфрақызыл ҳәм ультрафиолет нурлар бар, Бирақ көзге көринетугын нурлар болмаған ағыс үсы ағыс тәрепинен алып жүрилетуғын энергияның шамасы жұдә үлкен болған жағдайда да, ҳеш қандай көриў сезимин пайда етпейди. Керисинше, көз ең сезир болған нурлардан туратуғын ағыстың қуяты жұдә киши болған жағдайда да интенсивли түрдеги көриў сезимин пайда етеди. Адамның көзинин көзге көринетуғын ҳәр қыйлы реңлерге болған сезирлиги ҳәр қыйлы болады. Мысалы, бирдей интенсивликтерге сезимниң пайда болыу үшін қызыл реңге ийе болған нурлардың қуяты жасыл реңдеги нурлардың қуятынан әдеўир үлкен болыу үшін керек. Соныңтан, жақтылық ағысының көриў сезимин пайда етиў қабилетлигин тәрийиплейтуғын шаманы киргизиў үшін көздин ҳәр қыйлы узынлықтағы жақтылық толқынларына болған сезирлигин қараў керек болады. Көздин сезирлигине қатнасы бойынша әдеўир индивидуаллық аўысыўлар үшірасады. Соныңтан "орташа" сезирликті алыўға туýры келеди. "Орташа" сезирлик көп санлы адамларды изертлеўдин нәтийжесинде алынады. Усы көп санлы адамлардың арасына көриў дефекти бар адамлар кирмейди. Адамның көзинин үсындай "орташа" салыстырмалы сезирлигин тәрийиплейтуғын шама көриниў функциясы деп аталады.

204-сүйрет.
Нурланыў қуятының толқын узынлықтары бойынша тарқалыўы.



Көриниў функциясының графигин дүзиў әдеўир қыйыншылық пенен әмелге асырылады. Себеби субъективлик көз-қаразтан ҳәр қыйлы реңлердин (мысалы қызыл ҳәм көк) "жарықлығын" анықлаў аңсат емес (толығырақ 306-параграфта қараңыз).

Хәзирги ўақытлары көриниў функциясын дүзиў үшін "басқышлы" үсылдан пайдаланады. Оның мәниси толқын узынлықтары бойынша бир бирине жақын болған еки дәстениң субъективлик жарықлығының бирдей екенлегин анықлаўға алып келинеди.

Мейли, еки қоңылас майдан, мысалы, гүнгірт шийшениң қоңылас болған еки участкасы, үсындай ети дәсте менен жақтыландырылған болсын. Толқын узынлықтарының айырмасы киши болғанлықтан жақтыландырылған еки майдан дерлик бирдей реңге ийе болып көринеди. Бул еки майданың субъективлик жарықлығының қандай жағдайда бирдей болатуғынлығын жеткиликли дәрежедеги дәллікте анықлаўға болады. Мейли, бириňши ағыс базы бир белгили болған λ_1 толқын узынлығының қасындағы тар болған $d\lambda$ интервалға киретуғын толқынлардан, ал екинши толқын болса шамасы λ_1 толқын узынлығына жақын болған λ_2 толқын узынлығының қасындағы тар болған $d\lambda$ интервалға киретуғын толқынлардан туратуғын болсын. Еки ағыстың қуяты $dE_{\lambda_1} = e_{\lambda_1} d\lambda$ ҳәм $dE_{\lambda_2} = e_{\lambda_2} d\lambda$ шамаларына тең. Егер көздин сезирлиги толқын узынлықтарының екеўи λ_1 менен λ_2 ге бирдей болатуғын болса, онда қуятлардың теңлигі $dE_{\lambda_1} = dE_{\lambda_2}$ орын алғанда майданлардың екеўи де бирдей жарық болып көринеди. Ҳақыйқатында болса, субъективлик жарықлықтардың тең болыу үшін ағысларының ҳәр қыйлы болған dE_{λ_1}

хәм dE_{λ_2} қуүатларын алдыға түйрү келеди: көздин сезирлиги үлкен болған толқын узынлықлары ушын ағыстың киши қуүатын алды жеткилики.

Сонлықтан, көзлерди $\Phi(\lambda)$ көриниү функциясының жәрдеминде тәрийиплеп, усы $\Phi(\lambda)$ көриниү функциясының бир бирине жақын болған λ_1 ҳәм λ_2 толқын узынлықлары ушын сан мәнисиниң жарықтың бирдей сезимин беретуғын dE_{λ_1} ҳәм dE_{λ_2} қуүатларына кери пропорционал болады деп болжаймыз:

$$\frac{\Phi(\lambda_1)}{\Phi(\lambda_2)} = \frac{dE_{\lambda_2}}{dE_{\lambda_1}}. \quad (3)$$

Бир қоңылас спектраллық участкадан екиншисине избе-из өтиў жолы менен көзге көринетуғын барлық спектрдин шеклериндеги көриниү функциясы $\Phi(\lambda)$ нин салыстырмалы мәнислерин анықлауда болады. Адамның көзиниң сезирлиги толқын узынлығы 0,555 мкм болған жасыл жақтылыққа жоқары. Бул толқын узынлығы ушын көриниү функциясының мәнисин 1 ге тең етип алады. Бундай жағдайда басқа толқынлардың барлығы ушын $\Phi(\lambda) < 1$, ал көзге көринетуғын спектрдин шеклеринин сыртында $\Phi(\lambda) = 0$.

$\Phi(\lambda)$ көриниү функциясының ҳәр қыйлы толқын узынлықлары ушын мәнислери VII кестеде берилген; $\Phi(\lambda)$ функциясының толқын узынлығына байланыслы өзгериси 205-сүретте келтирилген (1-тутас сыйық).

Мысалы, VII кестеден бирдей жақтыландырылғанлық сезимин бериүи ушын толқын узынлығы 0,650 мкм болған қызыл нурлардың қуүатлығының толқын узынлығы 0,555 мкм болған жасыл нурдың қуүатлығынан дерлик 10 есе үлкен болыуының керек екенлигі көринип тур.

VII кесте
Көриниү функциясының сан мәнислери

мкм лардағы λ .	$\Phi(\lambda)$ көриниү функциясы
1,400	0,0004
0,450	0,038
0,500	0,323
0,550	0,995
0,555	1,000
0,560	0,995
0,590	0,757
0,650	0,107
0,700	0,0041
0,760	0,00006

Көриниү функциясын қарап, биз жақтылықты көриү сезимин пайда ете алдың қабилетлиги бойынша тәрийиплей алатуғын жаңа шаманы киргизе аламыз. Бундай шама жақтылық ағысы деп аталады ҳәм оның мәниси жақтылық энергиясының ағысы менен көриниү функциясының көбеймесинен турады. λ толқын узынлығының қасындағы толқын узынлықларының жүдә тар интервалы $d\lambda$ ге сәйкес келетуғын монохромат ағыс ушын жақтылық ағысы

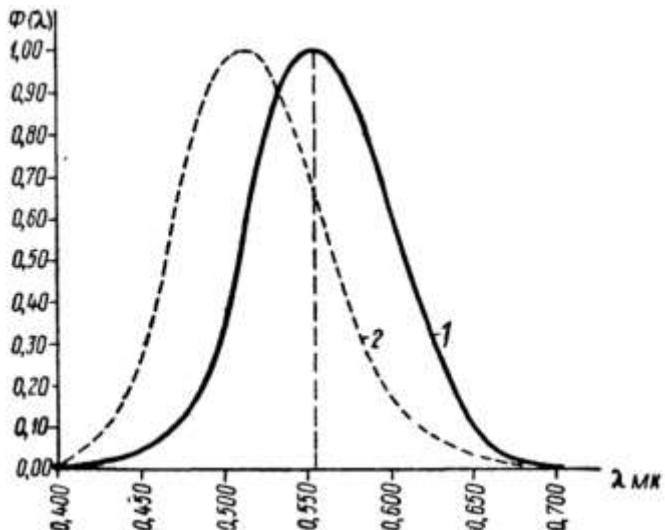
$$dF_\lambda = \Phi(\lambda) \cdot dE_\lambda = \Phi(\lambda) \cdot e_\lambda d\lambda \quad (4)$$

түріндеге жазылады. Нурланыўдың толық ағысы F мынаған тең

$$F = \int_0^\infty \Phi(\lambda) \cdot e_\lambda d\lambda. \quad (4f)$$

Интеграллау 0 ден ∞ ке шекемги шеклерде өткериледи, себеби көзге көринетүүн спектрге сәйкес келетүүн толкын узынлықтарының шеклериниң сыртында $\Phi(\lambda) = 0$. F жақтылық ағысы бойынша берилген құйатқа ийе ҳәм берилген спектраллық құрамдағы жақтылықтың қандай субъективлик көриү сезимин пайда етиүге қәбилетли екенлигин айтыға мүмкиншилик береди.

205-сүрет.
Көриниү функциясы:
1 - күндизги көриү;
2 - геүгимдлик көриү.



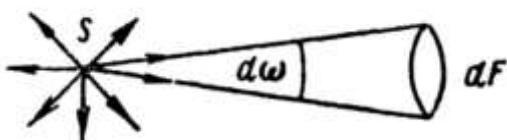
§ 303. Жақтылықтың күши, жарқынлық ҳәм жақтыландырылғанлық. Жақтылықты барлық тәреплерге тарқататуын S ноқатлық дерегин қараймыз (206-сүрет). Базы бир бағытта шексиз киши $d\omega$ денелик мүйешин айырып аламыз. Мейли, усы денелик мүйештин шеклеринде dF жақтылық ағысы тарқалатуын болсын. Бундай жағдайда

$$I = \frac{dF}{d\omega} \quad (1)$$

шамасын деректин берилген бағыттағы жақтылығының күши деп атайды. (1)-қатнастан жақтылықтың күшинин бир бирлик денелик мүйешке сәйкес келетүүн жақтылықтың ағысына тең екенлиги көринип түр. Егер дерек изотроп болса, яғни оның жақтылық күши барлық бағытларда бирдей болса, онда (1)-қатнастағы шексиз тар денелик мүйешти Ω денелик мүйеши менен алмастырыға болады ҳәм бундай жағдайда

$$I = \frac{F}{\Omega}$$

қатнасына ийе боламыз.



206-сүрет.
Шексиз тар $d\omega$ денелик мүйештиң шеклеринде жақтылық ағысы.

Соңғы теңликтен изоляцияланған дерек ушын

$$F = I \cdot \Omega \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

(2)-теңликтеги Ω денелик мүйешин 4π ге тең деп болжап, изотроп дерек тәрепинен барлық тәреплерге нурландырылатуын толық ағыс F ти аламыз:

$$F = 4\pi I. \quad (2a)$$

Изотроп емес дерек ушын ҳәр қыйлы бағытлардағы жақтылықтың күши ҳәр қыйлы. Поляр координаталарды киргизген жағдайда биз жақтылық күшинин поляр мұйешлердин функциясы болатуғынлығы көремиз: $I = I(i, \varphi)$.

Графикалық түрде изотроп болмаған деректи базы бир басланғыш О ноқатынан барлық тәреплерге қарай радиус-векторларды жүргизиў арқалы сүүретлеўгө болады. Усы радиус-векторлардың узынлықтары ҳәр бир берилген бағытта усы бағыттағы жақтылықтың күши $I = I(i, \varphi)$ ге пропорционал болыўы керек. Бул радиус векторлардың ушларын қоршап туратуғын сзық ҳәр қыйлы тәреплердеги деректин жақтылық күши ҳақындағы көзқарасты береди. 207-сүүретте әдеттегидей электр лампасы ушын усындағы векторлық диаграмма келтирілген.

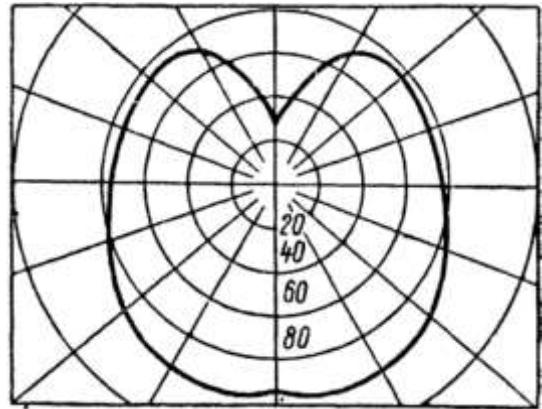
Изотроп емес дерек ушын таллаўларды өткериўге

$$I_0 = \frac{F}{4\pi} \quad (3)$$

қатнасының жәрдеминде анықланатуғын жақтылықтың орташа сфералық күши I_0 деп аталатуғын шаманы киргизиўгө болады. Бул теңликтен F арқалы дерек тәрепинен барлық тәреплерге нурландырылатуғын толық ағыс белгиленген.

207-сүүрет.

Электр лампасының жақтылық күшинин векторлық диаграммасы.



(3)- ҳәм (2a) теңликлерин салыстырыў изотроп дерек ушын жақтылықтың орташа сфералық күшинин оның ҳақындағы жақтылық күши I ге тең екенligин көрсетеди.

(1)-теңлик бойынша изотроп емес дерек тәрепинен нурландырылатуғын жақтылық ағысының шексиз тар болған денелик мұйеш $d\omega = \sin i \cdot di \cdot d\varphi$ теңлигинин жәрдеминде анықланатуғынлығы белгили. Буннан, (4)-формуланы байлайынша көширип жазыўға болады:

$$dF = I(i, \varphi) \cdot d\omega. \quad (4)$$

Поляр координаталарда денелик мұйеш $d\omega = \sin i \cdot di \cdot d\varphi$ теңлигинин жәрдеминде анықланатуғынлығы белгили. Буннан, (4)-формуланы байлайынша көширип жазыўға болады:

$$dF = I(i, \varphi) \cdot \sin i \cdot di \cdot d\varphi. \quad (4a)$$

О мұйешинин шеклериндеги F ағысын (4)- ямаса (4a) аңлатпасын интеграллаў жолы менен аламыз:

$$F = \int_{\Omega} I(i, \varphi) \cdot d\omega = \int_{\varphi} \int_i I(i, \varphi) \cdot \sin i \cdot di \cdot d\varphi.$$

Енди жақтылық күши I болған изотроп ноқаттың дерек тәрепинен төбесиндеги мұйеш α ге тең болған конустың шеклеринде шығарылатуғын жақтылық ағысын анықтаймыз.

Конустың көшерин сфералық координаталар системасының OZ көшери менен сәйкеслендіремиз (208-сүүрет). Конустың төбесиндеги мұйештиң шамасы сүүрет тегислигингде жатырған OA ҳәм OB жасаўшыларының арасындағы мұйешке тең. Конустың шеклеринде тарқалатуғын жақтылық ағысы F тиң мәниси (5)-интегралдың жәрдеминде анықланады. Бул жағдайда тұрақты болып табылатуғын жақтылықтың күши I ди интеграл белгисинен сыртқа шығарыўға болады:

$$F = I \int_{\varphi} \int_i \sin i \cdot di \, d\varphi.$$

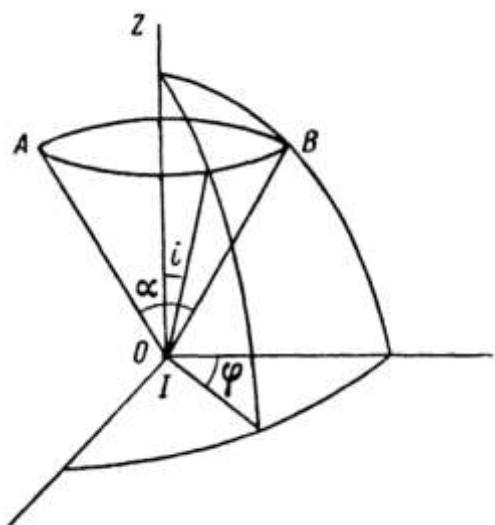
Интеграллауды φ мүйеши бойынша 0 ден 2π ге шекем, ал i мүйеши бойынша 0 ден $\alpha/2$ ге шекем өзгертиүгө болады. Нәтийжеде биз мынаған ийе боламыз

$$\begin{aligned} F &= I \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\alpha}{2}} \sin i \cdot di \, d\varphi = 2\pi I \int_0^{\frac{\alpha}{2}} \sin i \, di = \\ &= 2\pi \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right) I. \end{aligned} \quad (6)$$

$1 - \cos \frac{\alpha}{2}$ шамасын $2 \sin^2 \frac{\alpha}{4}$ шамасы менен алмастырып, ең ақырында

$$F = 4\pi I \sin^2 \frac{\alpha}{4} \quad (7)$$

аңлатпасын аламыз.



208-сүйрет.

Төбесинде мүйештиң шамасы α ге тен, болған конустың шеклеридеги жақтылық ағысын есаплаұға.

(7)-формуладан изотроп дерек тәрепинен барлық тәреплерге қарай тарқалатуғын толық жақтылық ағысы ушын (2a) аңлатпаны қайтадан алғыўға болады. Ҳақыйқатында да, (7)-аңлатпада $\alpha=2\pi$ теңлиги орынланады деп болжап, $F = 4\pi I$ аңлатпасын аламыз.

Енди жақтылықтың дереги шекли өлшемлерге ийе, мысалы қыздырылған қатты дene деп болжаймыз. Онда беттиң элементи dS ти айырып аламыз. Майданы dS болған усы участка тәрепинен барлық тәреплерге (2π шамасына тен денелик мүйештиң шеклеринде) тарқатылатуғын толық жақтылық ағысын dF арқалы белгилеймиз (209-сүйрет).

$$R = \frac{dF}{dS} \quad (8)$$

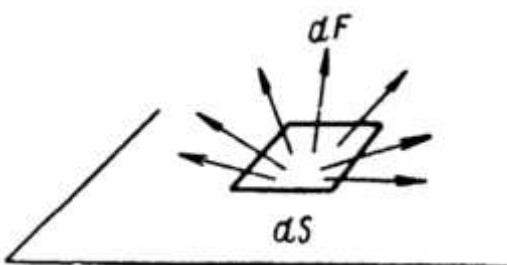
шамасы dS майданының жарқынлығы деп аталады. Жарқынлық сан мәниси бойынша жақтылық шығарып турған дөнениң бетиниң майданы тәрепинен шығарылатуғын толық жақтылық ағысына тен.

Жақтылық ағысы денелерден олардың тек жақтылық тербелислериниң өз бетинше дереги болғанлығы себепли ғана нурландырылмайды (қыздырылған денелер, фосфоресцияланыўши денелер ҳ.т.б), ал басқа денелер тәрепинен нурландырылған жақтылықтың олардың бетлеринде шашырауының ямаса шағылысыўының салдарынан да пайда болады. Соныңтан, көп санлы мәселелерди қарағанда жақтыландырылған дөнениң анау ямаса мынау бөліміне қанша мұғдардағы жақтылық ағысының келип түсетеуғынлығын да билий керек болады. Оның ушын сан мәниси

$$A = \frac{dF}{dS} \quad (9)$$

шамасына тең болған жақтыландырылғанлық деп аталауғын физикалық шама киргизиледи. Бул теңликте dF арқалы dS майданына келип түсетуғын толық ағыс белгиленген (210-сүйрет). Сан мәниси жақтылындырылғанлық жақтыландырылатуғын денениң бетинин майданының бир бирлигине түсетуғын жақтылық ағысына тең.

(8)- ҳәм (9)-формулаларды салыстырыў R жарқынлық пенен A жақтыландырылғанлықтың бир dF/dS қатнасы менен аңғартылатуғынлығын көрсетеди. Айырма мынадан ибарат: жарқынлықтың аңлатпасындағы dF ҳақында гәп етилгенде dS майданы тәрепинен нурландырылған жақтылық ағысы, ал жақтыландырылғанлықтың аңлатпасында болса - dS майданына келип түсетуғын жақтылықтың ағысы нәзерде тұтылады.



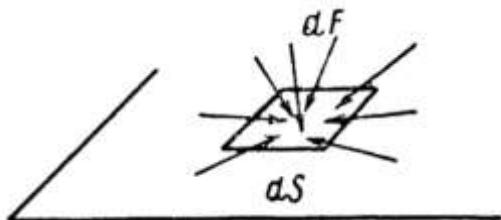
209-сүйрет.
 dS майданынан тарқалатуғын толық жақтылық ағысы.

Әлбетте, өз бетинше жақтылық тербелислеринин дереги болып табылатуғын денениң жарқынлығы улыўма айтқанда оның жақтыландырылғанлығы болып табылмайды. Керисинше, жақтылықты шығаратуғын денениң түсиўши нурлардың есабынан шашыраўының ямаса шағылысыўының есабынан жүзеге келетуғын жарқынлығы оның жақтыландырылғанлығы бойынша анықланады. Бундай денениң жақтыландырылғанлығы A қаншама үлкен болса, онда оның жарқынлығы R де соншама үлкен болады:

$$R = kA. \quad (10)$$

k шамасы шашыратыў (шағылыстырыў) коэффициенти деп аталаады. Барлық ҳақыйқый денелер үшын $k < 1$.

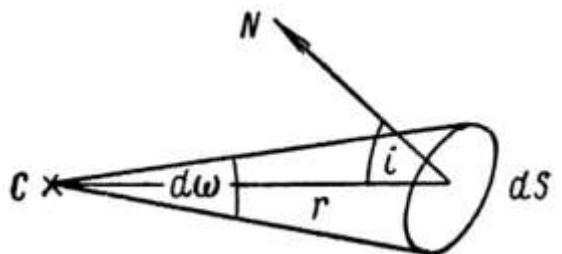
210-сүйрет.
 dS бетинин жақтыландырылғанлығы оған түсетуғын толық жақтылық ағысы dF бойынша анықланады.



Денелердин көпшилиги жақтылықты селективли түрде шашыратады, яғни олар үшын ҳәр қыйлы толқын узынлықтарында k ның мәнислери ҳәр қыйлы болады. Бундай денелер бизге "боялған" болып көринеди: егер олардың бетине ақ жақтылық келип түсетуғын болса, онда шашыраған жақтылық өзиниң құрамы бойынша ақ жақтылықтан өзгеше болады ҳәм белгили бир тең сезимин береди. Ақ дene деп k коэффициенти 1 ге жеткиликли дәрежеде жақын болған ҳәм көзге көринетуғын спектрдин шеклериндеги барлық толқын узынлықтары үшын тұрақлы болған денеге айтады. Ал k коэффициенти барлық толқын узынлықтары үшын тұрақлы ҳәм 1 ден көп киши болған зат қара зат болып табылады. Магнезийдин қатламы менен қапланған бет ямаса жаңа ғана жаўған қардың бети үшын k коэффициентинин мәниси 0,9 ға жете алады. Қара гүңгірт бетлер үшын $k \approx 0,02$.

Бирдей жақтыландырылғанлықта ҳәр қыйлы k шашыратыў коэффициентлерине ийе болған денелер ҳәр қыйлы жарқынлықта ийе болады. Мысалы, биз ақ қағаздың бетинин өзінде бир бөлімнін ақ етип қалдырысак, онда $k = 0,8$ ге теңлеги орынлы болады. Ал егер усы ақ қағаздың бетинин екинши бөлімнін k ның шамасы 0,02 ге тең болатуғындай етип қара бояу менен боясақ, онда тең өлшемли жақтыландырылғанлықта қараңғылатылған бөлімнін жарқынлығы ақ бөлімнін жарқынлығынан 40 есе киши болады.

211-сүйрет.
С ноқатлық деректен алғынатуғын
жақтыландырылғанлықты есаплауға.



Бул параграфтың ақырында жақтылық құши I ге тең болған ноқатлық жақтылық дерегинин r қашықтықта турған бетте қандай жақтыландырылғанлықты пайдалауғын қараймыз. Мейли, C - жақтылықтың ноқатлық дереги (211-сүйрет), ал dS - жақтыландырылғанлықтың C дерегинен dS бетинин ортасына түсірілген радиус-вектор усы бетке түсірілген нормаль менен i мүйешин жасайды деп болжаймыз. C дереги турған орыннан dS бети көринетуғын денелик мүйешти $d\omega$ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда жақтылықтың C дерегинен майданы dS болған бетке түсетуғын ағыс

$$dF = Id\omega$$

шамасына тең болады. Бирак, денелик мүйеш үшін

$$d\omega = \frac{dS}{r^2} \cos i$$

теңлеги орынлы болады. Буннан

$$dF = dS \frac{I}{r^2} \cos i$$

аңлатпасына ийе боламыз. Ағыстың шамасы dF ти dS бетке бөлип, A жақтыландырылғанлықтың шамасын анықладаймыз:

$$A = \frac{dF}{dS} = \frac{I}{r^2} \cos i. \quad (11)$$

(11)-аңлатпадан ноқатлық дерек тәрепинен пайдалауғын жақтылындырылғанлықтың оның жақтылық құши I ге пропорционал ҳәм сол ноқатлық деректен жақтылындырылғанлықтың бетке шекемги қашықтың квадратына кери пропорционал екенлеги келип шығады. Усының менен бирге, жақтыландырылғанлық нурдың бетке түсіү мүйеші i деңде ғәрзели: нур бетке қаншама үлкен қыялыш пенен түсетуғын болса, онда соншама киши жақтыландырылғанлық пайдалауғы болады.

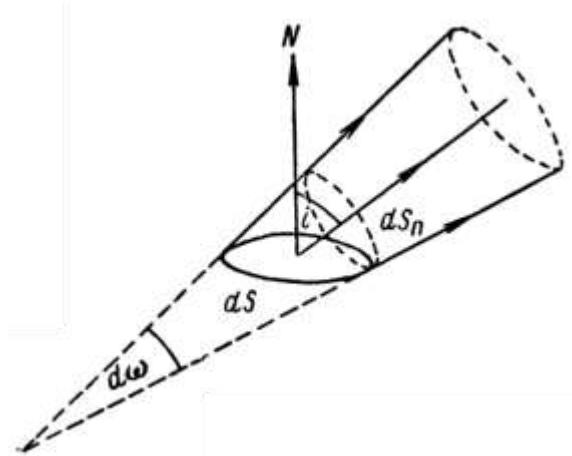
§ 304. Жарықлық. Буннан алдыңғы параграфта жарқынлықтың жақтылық шығарып турған беттің барлық тәреплерге нурланыратуғын жақтылық ағысы менен анықланатуғынлығы көрсетилді. Енди беттің dS элементі тәрепинен бетке түсірілген нормаль менен i мүйешин жасайтуғын бағыттағы шексиз киши денелик мүйеш $d\omega$ ның шеклериндеги жақтылық ағысы dF ти қараймыз (212-сүйрет). Бул ағыс $d\omega$ денелик мүйешине пропорционал ҳәм беттің майданы dS тен, мүйеш i дең ҳәм беттің қаншама ашық жақтылық шығарып турғанлығынан ғәрзели. Ағыстың i мүйешинен ғәрзелигін анықлау үшін ағыстың шамасы dF ти dS майданының көзге көринетуғын өлшемлері менен анықланады, яғни ағыс тарқалатуғын бағытқа перпендикуляр тегисликтегі dS_n

проекциясы бойынша анықланады деп болжаймыз. $dS_n = dS \cos i$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$$dF = B \cos i \, dS \, d\omega \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады деп болжаймыз.

B шамасы жақтылық шығарып түрған беттиң қәсийетлеринен ғәрэзли болады ҳәм жарықлық деп аталағы. Егер dF ағысы dS майданының көзге көринетуғын өлшемлерине пропорционал деген болжаў дұрыс болатуғын болса, онда *B* жарықлық жақтылық шығарып түрған берилген бет ушын i мүйешинен ғәрэзли болмаған турақлы болыўы керек. Егер бундай болмағанда dF ағысының i мүйешинен ғәрэзлилігі (1)-теңдиктеги $\cos i$ көбейтишисиниң бар болыўы менен шекленеп қоймаған ҳәм *B* жарықлықтың өзи болса i мүйешиниң базы бир функциясы болып табылған болар еди. Тәжирийбелер көп санлы жақтылық шығаратуғын денелер ушын (мысалы гедир-бұдыр бетке ийе қыздырылған денелер ушын) dF ағысының жақынласыудың жеткиликли дәрежесинде $\cos i$ ға пропорционал екенligин ҳәм *B* жарықлықтың турақлы екенligин көрсетеди. Бундай денелерди косинуслық нурландырышы денелер деп атайды. Улым айтқанда *B* жарықлықтың i мүйешинен ғәрэзлигін есапқа алыў керек болады, қала берсе ҳәр бир берилген жағдай ушын бул ғәрэзлик өзине тән характерге ийе болады. Шашыраған жақтылықтың есабынан жақтылық шығаратуғын бетлер болған жағдайда жарықлық сийрек турақлы болады. Тек гүңгірт бет ушын (мысалы, жылтырақ емес фарфордың, сыйылма сызатуғын қағаздың, жаңа ғана жаўған кардың бети) жуұықлаудың жеткиликли дәрежесинде i мүйешинен ғәрэзли емес. (1)-қатнас дәл орынланатуғын шашыратышы бетти идеал шашыратқыш деп атайды. Ис жүзинде бар болған бетлер ушын *B* жарықлықтың шамасы тек беттиң өзиниң қәсийетлеринен ғана емес, ал түсіүши нурдың бағытынан да ғәрэзли болады. Бет қандай да мұғдарда "жылтырайтуғын" болса, онда *B* жарықлықтың шамасы айналық шағылышың бағытында басқа бағыттардағыңа салыстырғанда үлкенирек болады (251-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз).



212-сүйрет.
Жарықлықты анықлауға.

(1)-формула жақтылық шығарып түрған беттиң dS элементиниң шексиз киши болған $d\omega$ денелик мүйештиң шеклериндеги шеклериндеги dF ағысын береди. Беттиң dS элементиниң Ω денелик мүйештиң шеклериндеги dF ағысын (1)-аңлатпаны интеграллау жолы менен анықланады:

$$dF = dS \int_{\Omega} B \cos i \, d\omega. \quad (2)$$

Егер берилген беттиң жарықлығы *B* турақлы болса, онда оны интеграл белгисинен сыртқы шығарыуға болады ҳәм бундай жағдайда

$$dF = B \, dS \int_{\Omega} B \cos i \, d\omega \quad (2a)$$

теңлигине ийе боламыз.

Беттиң жарықлығы менен оның жарқынлышының арасындағы байланысты табамыз. Оның ушын dS майданы тәрепинен барлық тәреплерге нурландырылатуғын dF ағысын қараймыз. Поляр координаталар системасын киргиземиз (213-сүйрет) ҳәм оның OZ көшерин dS бетине перпендикуляр етип өткөремиз. $d\omega$ денелик мүйеши поляр координаталар системасында былайынша жазылады $d\omega = \sin i \, di \, d\varphi$. Соныңтан dS бетинен шексиз киши болған $d\omega$ денелик мүйешиниң шеклеринде нурланатуғын dF ағыс ушын аңлатпанаыбыз жазамыз:

$$dF = B \cos i \sin i \, di \, d\varphi \, dS. \quad (3)$$

Барлық тәреплерге тарқалатуғын толық dF ағысын алыў ушын (3)-теңликті φ мүйеши бойынша 0 ден 2π ге, ал i мүйеши бойынша 0 ден $\pi/2$ ге шекемги шеклерде интеграллаймыз:

$$dF = B \, dS \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{i=0}^{\pi/2} \cos i \sin i \, di \, d\varphi = 2\pi B \, dS \int_0^{\pi/2} \cos i \sin i \, di.$$

Усының менен бирге

$$\int_0^{\pi/2} \cos i \sin i \, di = \frac{1}{2}$$

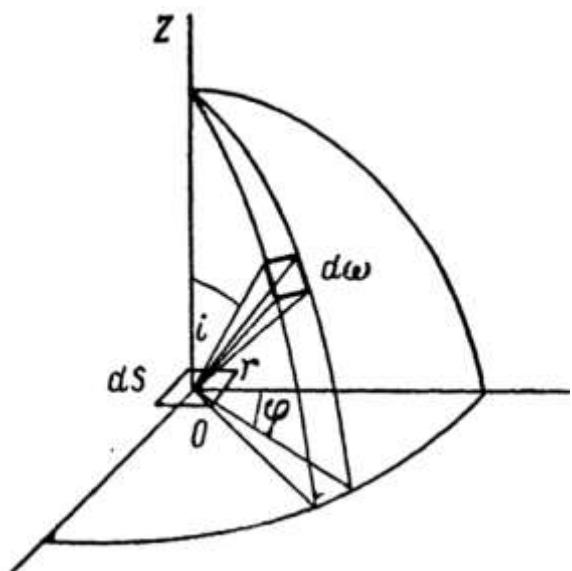
теңлиги орынлы болғанлықтан

$$dF = \pi B \, dS \quad (3a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

213-сүйрет.

Берилген жарықлыққа ийе болған майданнан шықкан толық жақтылық ағысын есаплаўға.



303-параграфта айтылғанлар бойынша тап сол беттиң жарқынлышы болған R шамасы dF/dS ке тең. Буннан

$$R = \frac{dF}{dS} = \pi B$$

ямаса

$$B = \frac{1}{\pi} R \quad (4)$$

теңлигин аламыз.

Алынған қатнас тек косинуслық нурландырыштың ушын дұрыс, себеби тек соның ушын жарықтың B түрақты ҳәм, сондықтан, оны (2)-аңлатпадағы интегралдың алдында шығарылған болады. Солай етип, косинуслық нурландырыштың ушын беттиң жарықтың оның жарқынлығынан π есе киши болады.

Егер бет өзине түсетеүін нурланыудың есабынан жақтылық шығаратуғын болса, онда 303-параграфта айтылып өтилгениндей, оның жарқынлығы R оның жақтыландырылғанлығы A арқалы

$$R = kA$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бул аңлатпада k арқалы шашырау коэффициенти белгиленген.

(4)-қатнасты пайдаланып, биз R жарқынлықты B жарықтың арқалы аңлатада аламыз. Бундай жағдайда

$$B = \frac{k}{\pi} A \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз. (5)-формулада шашыраған жақтылықтың есабынан жақтылық шығаратуғын беттиң жарықтың оның жақтыландырылғанлығы менен шашырау коэффициентине пропорционал екенлеги көринип түр.

Енди жарқынлық пенен жақтылықтың күшиниң арасындағы байланысты табамыз. Оның ушын (1)-аңлатпаны байлайынша қайтадан жазамыз:

$$B = \frac{dF}{dS \cos i \ d\omega}. \quad (6)$$

Бирақ, 303-параграфтағы (1)-теңлик бойынша

$$\frac{dF}{d\omega} = I.$$

Бул теңликтегі I арқалы жақтылықтың күши белгиленген. Буннан

$$B = \frac{I}{dS \cos i} \quad (6a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Бул аңлатпадан мынадай жағдай келип шығады: *беттиң жарықтың нормаль бағытта беттиң майданының бир бирлиги тәрепинен берилетуғын жақтылықтың күшине тең* ($i = 0$).

Усы параграфтың ақырында беттиң жарықтың B болған dS элементі тәрепинен оннан r қашықтығында жайласқан беттиң dS' элементіндегі жақтыландырылғанлықтың қараймыз. Мейли, r бағыты бетлердин dS ҳәм dS' элементтерине түсірилген нормаллар менен i ҳәм i' мүйешлерин жасайтуғын болсын (214-сүйрет). dS' майданына беттиң dS элементінен шыққан жақтылықтың $d\omega$ денелик мүйешиниң шеклеріндегі жақтылық ағысы келип түседи (dS майданында турып қарағанда dS' майданы $d\omega$ денелик мүйешиниң ишинде болып көринеди). (1)-аңлатпа бойынша бул ағыс мынаған тең:

$$dF = B dS \cos i d\omega.$$

Бирақ, $d\omega$ денелик мүйеши төмендегидей теңлик орынлы болады:

$$d\omega = B \frac{dS dS' \cos i \cos i'}{r^2}$$

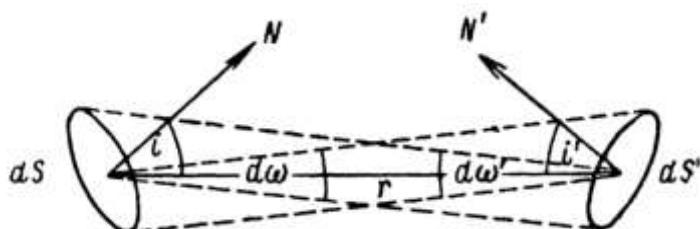
Бул соңғы аңалатпаны түрлендириүге болады. Оның ушын $\frac{dS \cos i}{r^2}$ шамасының dS' майданы жайласқан орыннан ишинде dS майданы көринетуғын $d\omega'$ денелик мүйеши болып табылады. Буннан

$$dF = B dS' d\omega' \cdot \cos i'$$

формуласын аламыз. dS' майданының биз излеп атырған жақтыландырылғанлығы мынаған тең:

$$A' = \frac{dF}{dS'} = B d\omega' \cdot \cos i'. \quad (8)$$

Солай етип, беттиң жақтылық шығарып турған элементтің тәрепинен пайда етилетуғын жақтыландырылғанлық, усы элементтің жарықтылығына ҳәм бул элемент жақтындырылғанлығы анықланып атырған ноқаттан қарағанда көринетуғын денелик мүйештиң шамасына пропорционал.



214-сүйрет. Берилген жарықтылыққа ийе болған майданнан алынатуғын жақтыландырылғанлықты есаплауға.

Бул нәтийжени 303-параграфтағы (11)-формула менен салыстырыуыдың барысында мынаны көремиз: жақтылық шығарып турған бет тәрепинен пайда етилетуғын жақтыландырылғанлық оның жарықтылығына пропорционал, ал жақтылықтың ноқатлық дереги тәрепинен пайда етилетуғын жақтыландырылғанлық оның жақтылық күшине пропорционал.

§ 305. Фотометрик шамалардың өлшем бирликлери. Жақтылық ағысын ҳәм жақтылық құбылысларының санлық характеристикаларын өлшейтуғын физиканың бөлими *фотометрия* деп аталады.

Тийкарғы фотометрик бирлик сипатында жақтылық күшинин бирлигі қабыл етилген. Ҳәр қыйлы үақытларда бул бирлик ҳәр қыйлы үсыллар менен анықланды. Ең дәслеп бирлик сипатында шамның жалының белгили болған бағытта беретуғын жақтылық күши қабыл етилди. Шам стандартластырылды - оның материалы, диаметри, пиликтиң узынлығы көрсетилді. Буннан кейин шамның жалыны таза амилацетат жанатуғын белгили болған конструкцияға ийе лампаның жалыны менен алмастырылды. Буннан кейин пликли лампа электр лампасы менен алмастырылды. Бундай жағдайда жақтылық күшинин бирлигі сипатында этalon электр лампасының орташа сфералық жақтылық күши қабыл етилди. Лампаның конструкциясы, өлшемлери, оған электр энергиясын бериү шараптандыры стандартласты. Метрологиялық мәкемелерде үсындей этalon лампалардың жыйнақтары сақланып түр ҳәм жақтылықтың күшинин бирлигі барлық жыйнақтың лампаларының жақтылық күшинин орташа мәниси сипатында табылады. Үақыттың өтийи менен лампалар өзлеринин қәсийетлерин өзгеретуғын болғанлықтан (қартаяды), лампалардың жыйнағы турақлы түрде жаңалынып турған. Бундай жағдайда эталонның турақлы болыуы лампаларды бир бири менен салыстырып көриү жолы менен әмелге асырылады. Үсындей үсыл менен анықланған жақтылық күшин *халық аралық шам* деп атайды (қысқаша х.ш.)

ССРД да ҳәзиригі үақытлары қайтадан тикленетуғын жақтылық эталоны қабыл етилген. Бул эталон платинаның қатыү температурасындағы (2046,6 K) абсолют қара дene түринде соғылған. Бундай жақтылық эталоны Пүткіл Союзлық метрология илим-изертлеу институтының проф. П.М.Тиходеев тәрепинен басқарылатуғын фотометрия лабораториясында жүзеге келтирілген. Жақтылықтың күшинин бирлигі болған жаңа шам (ш) сипатында жоқарыда айтылған эталонның 1 cm^2 бетинен нормаль бағытта нурланылған жақтылық күшинин $1/60$ бөлими қабыл етиледи. Оннан бурынғы халық аралық шам жаңа шамның $1,005$ бөлимине тең.

Қалған фотометрик шамалардың өлшем бирликлери жақтылықтың күши менен байланыслардың нызамлықтары тийкарында орнатылады.

Жақтылық ағысының бирлигі 303-параграфтағы (1)-қатнастың тийкарында табылады:

$$dF = I d\omega.$$

Жақтылық ағысының бирлиги сыйпатында люмен (қысқаша лм) қабыл етилген. Оның шамасы жақтылық күши 1 ш болған изотроп деректен 1 стерадиан денелик мүйештиң шеклериндеги жақтылықтың ағысына тең.

Люменниң усы жақтылық эталонының жәрдеминде тикелей анықланыуы да мүмкін. Атап айтқанда: люмен бетиниң майданы $5,305 \cdot 10^{-3}$ см² болған платинаның қатың температурасындағы абсолют қара дене тәрепинен шығарылатуғын жақтылықтың ағысына тең.

303-параграфтағы (2а) формула бойынша жақтылық күши 1 ш болған изотроп дерек тәрепинен нурландырылатуғын толық ағыс мынаған тең:

$$F = 4\pi I = 3\pi \text{ лм} \cong 12,566 \text{ лм.}$$

Жақтыландырылғанлықтың бирлиги 303-параграфтағы (9)-формуланың тийкарында табылады:

$$A = \frac{dF}{dS}.$$

Жақтыландырылғанлықтың бирлиги сыйпатында 1 см² майданда бир текли тарқалған 1 лм ағысқа тең фот (қысқаша ϕ) қабыл етилген. Фот пенен бир қатарда жақтыландырылғанлықтың басқа бирлиги люкс (қысқаша лк) қолланылады. Оның шамасы 1 лм ағыс тәрепинен 1 м² майданда тең өлшеуди тарқалған ағыс тәрепинен пайда етилген жақтыландырылғанлыққа тең. Көринип түрғанында, люкс пенен фоттың арасында мынадай қатнас бар:

$$1 \text{ люкс} = 10^{-1} \text{ фот.} \quad (1)$$

$R = dF/dS$ қатнасының жәрдеминде анықланатуғын жарқынлық та фотларда өлшенеди.

Стильб (қысқаша сб) деп аталатуғын жарықлықтың өлшем бирлигин анықлау үшін 304-параграфтағы (6а) қатнасынан пайдаланамыз:

$$B = \frac{I}{dS \cdot \cos i}.$$

Усы қатнастың тийкарында стильбтиң майданы 1 см² болған тегис беттен тең өлшемли түрде күши 1 ш ға тең жақтылықтың нормаль бағытта ($i = 0$) беретуғын жарықлыққа тең екенлинин көремиз.

Шашыраған жақтылықтың есабынан пайда болатуғын бетлердин жарықлығын өлшеү үшін гейпара жағдайларда апостильб деп аталатуғын басқа бирлик пайдаланылады. Апостильб жақтыландырылғанлығы 1 лк шамасына тең идеал түрдеги шашыратыўшы беттиң жарықлығына тең. Идеал ақ (ямаса абсолют ақ) бет деп барлық толқын узынлықтары ҳәм барлық толқын узынлықтары үшін $k = 1$ коэффициентине ийе болған бетке айтады.

304-параграфтағы (5)-формула бойынша шашыраған жақтылықтың есабынан жақтылық шығаратуғын беттиң жарықлығының

$$B = \frac{k}{\pi} A$$

шамасына тең. Бул теңликтегі A - жақтыландырылғанлық. A ны фотларда, B ны стильблерде өлшеп ҳәм $1/\pi$ дин шама менен 0,318 ге тең екенligин есапқа алып, мынаны аламыз:

$$B \text{ (стильб)} = 0,318 kA \text{ (фот.)}$$

Буннан, түсіүши нур бетинде 1 люкс = 10^{-4} фот жақтыландырылғанлықты пайда ететуғын идеал ақ беттиң ($k = 1$) жарықлығының

$$B = 0,318 \cdot 10^{-4} sb = 3,18 \cdot 10^{-5} sb$$

шамасына тең екенligин аламыз.

Бул жарықлық 1 апостильбеке тең деп қабыл етилетуғын болғанлықтан,
1 апостильб = $3,18 \cdot 10^{-5}$ стильб
теңлигине ийе боламыз.

Жоқарыда келтирилген жақтылық күши, жақтыландырылғанлық ҳәм жарықлық пенен бир қатарда оларға уқсас болған энергиялық шамаларды қараўға да болады. Оларды тап сол қатнаслардың жәрдеминде жақтылықтың ағысын энергиялық ағыс E менен алмастырыудың жәрдеминде алынады. Бул шамаларды абсолют өлшемде өлшеүге болады. Мысалы, энергиялық жақтыландырылғанлықты ($\text{эр}/\text{сек} \cdot \text{см}^2$) · см^2 ямаса $\text{вт}/\text{см}^2$ ҳ.т.б. өлшеү мүмкін. VIII кестеде тийкарғы фотометрик ҳәм энергиялық шамалар және олардың өлшем бирликлери келтирилген.

Жийи ушырасатуғын жағдайлар ушын жақтыландырылғанлықтар менен жарықлықтардың жууық түрде алынған мәнислерин IX кестеде көриўге болады.

1 лм шамасына тең жақтылық ағысына жақтылықтың спектраллық қурамының қандай болыуына байланыслы ҳәр қыйлы ағыслар сәйкес келеди. Бирақ, егер гәп спектраллық қурамы белгили болған жақтылық ҳақында айтылатуғын болса, онда 1 лм шамасына тең ағысқа мәниси белгили болған қуятуға сәйкес келеди ҳәм, солай етип, фотометрик ҳәм энергиялық бирликлердин арасындағы байланысты қурыўға болады. $\lambda = 0,555 \text{ мкм}$ толқын үзынлығының, яғни адамның көзинин сезирлиги максимал болған жағдайға сәйкес келетуғын толқын үзынлығының қасына тийисли тар интарвалға киретуғын жақтылықты қараў қабыл етилген. Бул областта 1 лм ағысқа $0,00155 \text{ вт}$ қуятуға сәйкес келеди:

$$1 \text{ люмен} (1 = 0,555 \text{ мкм}) = 0,00155 \text{ ватт.} \quad (2)$$

Басқа қәлеген спектраллық қурамға 1 лм жақтылық ағысына үлкен қуятуға сәйкес келеди. Соныңтан $0,00155 \text{ вт}/\text{лм}$ шамасы жақтылықтың минималлық механикалық эквиваленти атамасына ийе.

VIII кесте.

Шама	Өлшем бирликлери	
	фотометрик	энергиялық
Жақтылық ағысы F, E	люмен	эр/сек; вт
Тарқалыў функциясы e_λ	-	эр/(сек·см); вт/см
Жақтылық күши I	халық аралық шам	эр/(сек·стр); вт/стр
Жақтыландырылғанлық A	фот, люкс	эр/(сек·см ²); вт/см ²
Жарқынлық R	фот	эр/(сек·см ²); вт/см ²
Жарықлық B	стильб	эр/(сек·стр·см ²); вт/(стр·см ²)

IX кесте

Жақтыландырылғанлық	Люкслер	Жарықлық	Стильблер
Құяштың нурларының туýры астында (жазда).	10^5	Құяштың атмосфера арқалы.	$1,47 \cdot 10^5$
Күндиз, Құяш болмағандағы ашық орында.	$\sim 10^3$	Электр доғасының кратеринин.	$1,5 \cdot 10^4$
Күндиз өжирениң ишинде.	$\sim 10^2$	Газ бенен толтырылған вольфрам сымның.	$4,5 \cdot 10^2$
Оқыў ушын зәрүрли болған.	$3 \cdot 10^1$	75° тағы ашық аспандағы Құяштан.	$1,5 \cdot 10^{-1}$
Майда жұмысларды орынлаў ушын зәрүрли болған.	10^2	Атмосфера арқалы Айдың бетинин.	$2,5 \cdot 10^{-1}$

Толық Айда	$2,5 \cdot 10^{-2}$	Құяштың нұры түрі түсип түрған ақ беттің.	3
8-шамадағы жуулдыздан.	$1,4 \cdot 10^{-9}$	30 лк болған жағдайдағы ақ беттің.	10^{-3}

(2)-қатнастан

$$1 \text{ ватт} (\lambda = 0,555 \text{ мкм}) = 650 \text{ люмен} \quad (3)$$

теңлигинин орынлы екенлигин көремиз. Қәлелеген толқын ұзындығына тең болған монохромат жақтылық ушын мынадай қатнас орынлы:

$$1 \text{ ватт} (\lambda) = 650 \cdot \Phi(\lambda) \text{ люмен.} \quad (3a)$$

Бул теңликте $\Phi(\lambda)$ арқалы сол толқын ұзындығы ушын көриниў функциясының мәниси белгиленген.

Төмендегидей мысалды қараймыз.

Беттің үстінде $h = 4 \text{ м}$ бийиккітке жақтылық күши $I = 100 \text{ ш}$ болған ноқаттың изотроп дерек жайластырылған. Тегисликтиң бетінде h кесіндисинің төменги бөлімінен x қашықтығында жайласқан C ноқатыдағы жақтыландағы жақтыландағылғанлықты табыў керек (215-сүйрет).

Шешими. 303-параграфтағы (11)-формула бойынша C ноқатыдағы жақтыландағылғанлықтың шамасы мынаған тең:

$$A = \frac{I \cos i}{r^2}. \quad (4)$$

Бул теңликте r арқалы деректен C ноқатына шекемги қашықтық белгиленген. Сызылмадан

$$r = \sqrt{x^2 + h^2}, \quad \cos i = \frac{h}{r} = \frac{h}{\sqrt{x^2 + h^2}}$$

теңликлеринің орынлы екенлигин көремиз. Буннан кейин (4)-формула мынадай түрге енеди:

$$A = \frac{I h}{(x^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (5)$$

I ди халық аралық шамларда, h пенен x ты метрлерде аңғартып, A ны люкслерде аламыз. Жақтылықтың дерегинин астында ($x = 0$):

$$A = \frac{100}{16} lk = 6,2 lk.$$

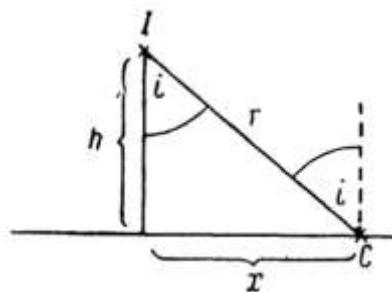
$x \gg h$ болған жағдайларда (5)-формуладағы h ты x қа салыстырғанда есапқа алмауға болады ҳәм бұндай жағдайда

$$A \cong \frac{I h}{x^3}$$

теңлигине ийе боламыз.

215-сүйрет.

I ноқаттың дереги беретуғын жақтыландағылғанлықты есаплауға.

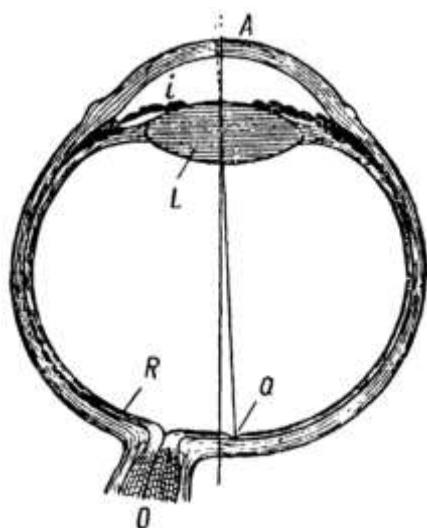


Жоқарыда келтирілген мысалда жақтылық күши 100 ш болған ноқаттың деректен бир неше метр қашықтықтағы жақтыландағылғанлық китап оқыў ушын зәрүрли болған жақтыландағылғанлықтан киши екенлиги көринип тур (30 лк). Бирақ, егер өжиреде 100 ш лампа бар болатуғын болса, оннан бир неше метр қашықтықта китапты оқыўға болатуғынлығын ҳәммеге мәлим. Мәселе соннан ибарат, өжирениң ишинде жақтылықтың дийўаллардағы, төбедеги, полда

көп қайтара шағылысыұры орын алады. Ал бул жағдай жақтыландырылғанлықтың үлкейиүине алып келеди (307-параграф пенен салыстырыңыз).

§ 306. Жақтылықты қабыллау. Фотометрик шамаларды өлшеу визуаллық түрде (визуаллық фотометрия) ямаса анау ямаса мынау қабыл ететуғын аппаратураның жәрдемінде әмелге асырылады (*объективлик фотометрия*). Сонықтан ең дәслеп жақтылықты қабыл ететуғын аппарат сырттында көз бенен, соның менен бирге жақтылықты қабыллау үшін хызмет ететуғын басқа да объективлик аппараттар менен танысыў зәрүр.

Субъективлик визуаллық сезим көздің тор тәризли қабығын жақтыландырыудың нәтийжесінде пайда болатуғын көриў нервінің титиркенийінің нәтийжесінде пайда болады. Адамның көзинің кесими 216-сүүретте көлтирилген. Бул сүүретте *A* - мөлдир қабық, *L* - хрусталик, *i* - радугалық ямаса ирислик қабық, *R* - торлы қабық, *O* - көриў нерви. Мөлдир қабық пенен хрусталиктиң арасындағы кеңислик сүйіқлық пенен, ал хрусталик пенен тор тәризли қабықтың арасындағы кеңислик шийше тәризли дене деп аталатуғын дене менен толтырылған. Радугалық қабық қарашық деп аталатуғын тесикке ийе. Қарашықтың өлшемлери өзгереди ҳәм соның салдарынан көздің ишине келип түсетуғын жақтылық ағысының шамасын ретлейди.



216-сүүрет.
Адамның көзинің кесими.

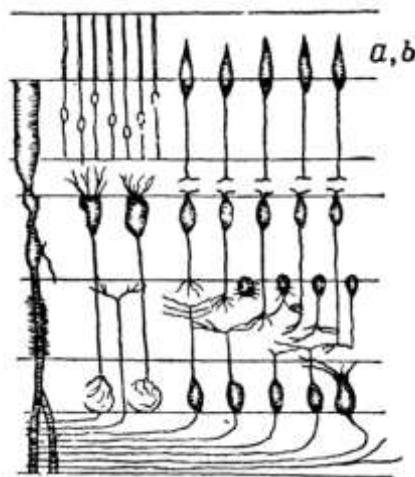
Жұдә құрамалы құрылышқа ийе болған торлы қабық көриў нерви талшықларының тармақланыұры болып табылады. Төменде қарап өтилетуғын (326-параграф) көздің оптикалық системасы торлы қабықта көзден сыртта жайласқан предметлердин ҳақыйқый сүүретин береди. Көриў сезиминің интенсивлігі торлы қабықта көзге түсетуғын жақтылық ағысы пайда ететуғын жақтыландырылыу бойынша анықланады. Торлы қабықтың схема түріндегі кесими 217-сүүретте көлтирилген.

Таяқшалар ямаса колбалар (*a, b*) деп аталатуғын элементтер көздің жақтылықты сезетуғын элементтери болып табылады. Адамның көзіндегі колбалардың саны 7 млн ға, ал таяқшалардың саны 100 млн ға жетеди. Торлы қабықтың перифериялық бөлими тек таяқшаларға ийе. Колбалар болса тийкарынан торлы қабықтың орайлық бөлімінде жайласқан. Көриў нервинен азмаз бир тәрепте орайлық ойықлыққа ийе болған сары дақ жайласады (216-сүүреттеги *a*). Орайлық ойық областында тек колбалар жайласады. Көзге көриў нерви киретуғын орын жақтылықты қабыл етпейди (қаранғы дақ).

Көриў сезими пайда болғанда таяқшалар менен колбалар ҳәр қыйлы орынды ийелейди. Таяқшалардың сезигрлиги колбаларлың сезигрлигине салыстырғанда әдеүир

жоқары, Бирақ олар реңлерди айырыў мүмкиншилигин бермейди. Реңди сезиў колбалардың титиркенийиниң салдарынан жүзеге келеди. Усының менен бир қатарда сетчатканың колбалар менен толған областлары таяқшалар менен толған областына салыстырғнада әдеўир көп санлы деталларды айырыўға мүмкиншилик береди. Усыған сәйкес, адам ҳәр қыйлы болған еки көриүге ийе болады. Колбалардың титиркенийи менен байланыслы болған олардың бири жеткиликли үлкен болған жақтыландырыўларда ҳәрекет етеди, ол реңлерди ажыратыўға ҳәм көп санлы деталларды бир бириңен ажыратып көриүге мүмкиншилик береди. Бул көриүди күндизги көриў деп атайды. Екиншиси таяқшалардың титиркенийи менен байланыслы болып, она геүгимдеги көриў деп атайды. Таяқшалар торлы қабықтың перифериясында жайласқан болғанлықтан, оны перифериялық көриў деп те атайды. Әдетте еки көриў де қандай да бир дәрежеде бир үақытта ҳәрекет етеди, Бирақ жақтыландырылғанлық киши болған жағдайда тек геүгимдеги көриў ғана ҳәрекетте болады.

217-сүрет.
Көздин торлы қабығының кесими.



Үлкен жақтыландырыўлардан киши жақтыландырыўға өткенде таяқшалар дәрхәл максималлық сезиўге өтпейди, усының салдарынан күндизги көриүден геүгимдеги көриүге өтиў салыстырмалы әстелик пенен жүзеге келеди. Күндиз көшеден жаман жақтыландырылған имаратқа кирип келгенде дәслеп ҳеш нәрсениң көринбей қалатуғынлығы ҳәммеге мәлим. Тек әстелик пенен, көздин "үйренийи" менен ҳәр қыйлы предметлерди бир бириңен ажыратып көриў қәбилетлиги пайда болады. Геүгимлик көриүдин иске түсиў процессин *адаптация* деп атайды. Толық адаптация ушын көзлерди қараңғыда 30-40 мин услап турыў керек. Толық адаптацияланған көздин сезигирлиги жүдә үлкен: ол энергиясы шама менен $4 \cdot 10^{-10}$ эрг/сек болған жақтылықты сезе алады²⁰. Жасыл реңли нурлар ушын бул қарашықтағы шама менен $5 \cdot 10^{-10}$ лк жақтыландырыўға сәйкес келеди. Көриў сезимин пайда ете алатуғын минималлық жақтылық ағысы көриниў шеги деп аталады. Әлбетте адаптацияланған көз ушын көриниў шеги ҳақында гәп етиў керек. Күндизги көриүде көз 200 эрг/сек ағысты да қабыл ете алады. Үлкен құйатларда аўыр сезимлер пайда болады ҳәм торлық қабықтың зақымланыўы мүмкін. Зақымланыў киши ағыслардан үлкен ағысларға жүдә тез өтиўдин салдарынан да пайда бола алады. Бундай жағдайда улыўма айтқанда үлкен құйаттың мәниси көздин аўырмай қабыл ете алатуғын құйаттың шегинен үлкен болмайды.

²⁰ Демек, адамның көзинде көриў сезиминиң пайда болыўы ушын көзге 1 сек үақыттың ишинде ҳәр бириңиң энергиясы 2,48 еВ = $3,97 \cdot 10^{-12}$ эрг болған (бул көз сезигир болған жасыл-сары жақтылыққа сәйкес келеди) жүз фотонның келип түсиўи керек (Аўдарыўшылар).

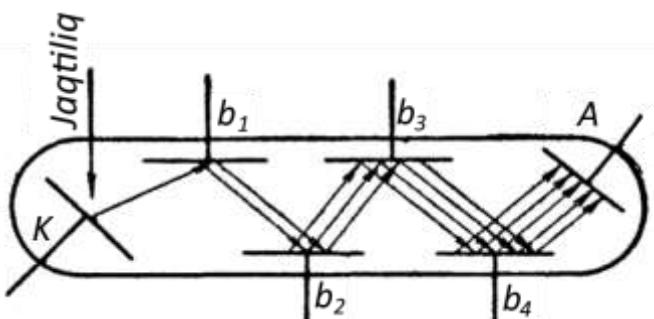
Көриүдин шекли мүйеши менен көринетуғын предметлердин субъективлик жарықтылығының олардың фотометрик жарықтылығы менен байланыслы екенлигин биз кейинирек көремиз (327-параграф).

Геүгимдеги көриүде ҳәр қыйлы узынлықтардағы жақтылық сөк-сур реңдеги бирдей сезимди пайда етеди. Ҳәр қыйлы толқын узынлықтары ушын геүгимлик көриүдин сезирлиги ҳәр қыйлы болады. Геүгимлик көриүди күндизги көриүдин көриниү функциясынан басқа көриниү функциясы менен тәрийиплеўге болады. Усындағ геүгимлик көриү ушын көриниү функциясы 205-сүрреттеги 2-пунктирлик иймеклик пенен сүрретленген. 2-иймекликтің максимумы күндизги көриүдин көриниү функциясын беретуғын 1-иймекликке салыстырғанда қысқарақ толқынлар областына қарай жылышқан; ол 0,510 мкм толқын узынлығының қасында жатады.

Көриүдин жоқарыда келтирилген өзгешеликтери көзди фотометрик өлшеўлерде қабыл ететуғын аппарат сыйпатында пайдаланғанда жұдә әхмийетли.

Күндизги көриүден геүгимлик көриүге өтиүди ҳәм оның өзине тән өзгешеликтерин демонстрациялауды салыстырмалы жеңил әмелге асырыўға болады. Оның ушын толық қараңғылатылған өжиреде проекциялық фонардың жәрдеминде экранға ҳәр қыйлы реңге ийе болған (мысалы, биреүи қызыл, екиншиси көк) еки ярым дөңгелек проекцияланады. Бул ярым дөңгелеклердин реңлерин оларды бирдей жарық болып көринетуғындағы етип сайлап алынады. Буннан кейин жақтылық ағысын әстелик пенен ҳәлсизленириү керек, усының жәрдеминде реңли сүрреттің екеўи де пайда болады. Буны фонардың объективиниң қасындағы дәстелер бир бириңен еле ажыраспаған орында еки николди қойыў жолы менен әмелге асырыўға болады. Николлердин "параллель" ҳалдан "атанақ" ҳалға избе-из өтийінде қызыл ҳәм көк сүрретлерди пайда ететуғын ағыслардың қуяты бирдей шамаға ҳәлсирейди. Бирақ жұдә киши болған жақтыландырыўда көк ярым дөңгелек қызыл ярым дөңгелектен жарығырақ болып көринеди. Ағысларды ҳәлсиретиүди буннан былай даўам еткенде қызыл реңли ярым дөңгелек көк реңли ярым дөңгелектен бурын сөнеди, соның менен бирге көк реңли ярым дөңгелек өзинин реңин өзгертеуде ҳәм сурлаў болып көринеди. Бул тәжирийбе бир геүгимлик көриүдин тәсиринде реңлик сезимниң жоғалыўын ҳәм геүгимлик көриүдин қызыл реңге салыстырғанда көк реңге сезирлигиниң жоқары болатуғынлығын айқын түрде көрсетеди.

218-сүррет.
Фотоэлектрик көбейткіш.



Объектив түрдеги қабыл ететуғын аппаратлардан биз мынадай принциплерде ислейтуғынларын атап өтемиз: фотоэлектрик, термоэлектрик, фотографиялық ҳәм жыллылық.

Фотоэлектрик құбылыслар принципінде ислейтуғын аппаратларды *фотоэлементтер* деп атайды (333-параграф). Вакуумлық ҳәм қатты фотоэлементтер бар. Фотоләемент қосылған шынжырға түсіүши жақтылықтың тәсиринде электр тоғы пайда болады. Пайда болған тоқтың күши фотоэлементке түсетеуғын жақтылық ағысы бойынша анықланады. Вакуумлық фотоэлементтер ушын тоқтың күши менен жақтылықтың қуятының арасында туұры пропорционаллық орын алады (берилген толқын узынлығында). Қатты фотоэлементтер ушын туұры пропорционаллық орын алмайды.

Соның менен бирге олар вакуумлық фотоэлементлерге салыстырғанда кемирик тұрақтылыққа ийе. Фотоэлементлер күшли көринетуғын селективликке ийе: олардың ҳәр қыйлы толқын узынлықтарына болған сезгирилигі ҳәр қыйлы. Сезгирилик иймеклиги жақтылықты сезгиш қатламның тәбиятынан ғәрезли ҳәм ҳәр қыйлы қатламлар ушын пүткіллей ҳәр қыйлы болады. Барлық фотоэлементлердин сезгирилигі үлкен толқын узынлықтары тәрепинен шекленген. Бети таза ңезийден туратуғын вакуумлық фотоэлемент $\lambda = 0,63$ мкм ге шекемги жақтылықты сезеди, кислородлы-ңезийли катодқа ийе фотоэлементлер $\lambda = 1,2$ мкм, қатты таллофидлик фотоэлементлер $\lambda = 1,4$ мкм, ал селенник-қорғасынлы ҳәм теллурлы-қорғасынлы катодқа ийе фотоэлементлер $\lambda = 5,5$ мкм толқын узынлығына шекемги жақтылықты сезеди.

Фотоэлементлер ис жүзинде инерцияға ийе емес ҳәм соңықтан жүдә қысқа болған жақтылық импульслерин ҳәм жақтылық ағысының үақытқа байланыслы өзгерислерин регистрациялау ушын қолланылады.

Фотоэлементлердин сезгирилигі жүдә жоқары ҳәм 1 люменде 100 микроамперге жетеди. Ал қатты фотоэлементлер болса 500 мкА/лм шамасына жететуғын оннан да жоқары сезгирилікке ийе.

Фотоэлектрик әсбаплардың сезгирилигин жоқарылатыу ушын ҳәзирги үақытлары электронлық лампаларға ийе болған күшетиүши схемалар қолланылады²¹. Фототоқты күшетиүши ушын биринши рет Г.А.Кубецкий тәрепинен ұсынылған екинши электронлық эмиссия құбылышына тийкарланған принцип қолланылады (II том, 173-параграф). Усы принципте соғылған фотоэлектрик көбейткіштиң (ФЭК) схемасы 218-сүйретте көрсетилген. Бул схемада K - жақтылықты сезгиш катод, оннан түсиүши жақтылықтың тәсиринде фотоэлектронлар ушын шығарылады. Бул электронлар түсирилген электр майданының тәсиринде b_1 электродына қарай тезлетиледи. Екинши электронлық эмиссияның салдарынан b_1 электродынан оған келип түскен электронлардың санынан көп сандағы электронлар ушып шығады. Пайда болған электронлар b_2 электродына қарай қайтадан тезлетиледи ҳәм бул электродта оннан да көп санлы электронлар шығарылады ҳ.т.б. Ақырғы есапта A анодына K катодынан ушып шықкан электронларға салыстырғанда әдеүір көп санлы электронлар жетип барады ҳәм ФЭК тутастырылған шынжырда өлшеү аңат болған жеткиликли дәрежеде құшлы тоқ пайда болады. Ҳәзирги үақытлардағы ФЭК лердин сезгирилигі ҳәр люменге бир неше амперге жетеди.

Термоэлектрик әсбаплар II томның 170-параграфтында тәрийипленди. Оларда электр тоғы электр тоғы дәнекерленген орынлардың қызығының есабынан пайда болады ҳәм кең шеклерде нурланыудың қүйатына пропорционал. Соның менен бирге дәнекерленген орынларды қараға жақсылап боялғанда термоэлектрик әсбаплар селективликке ийе болмайды ҳәм принципинде қәлеген толқын узынлықтарының ағысларын өлшеү ушын жараммы. Фотоэлементлерге салыстырғанда термоэлектрик әсбаплар сезилерлікей инерцияға ийе болады.

Фотографиялық пластинка да жақтылық ағысларын регистрациялыу ҳәм өлшеү ушын кең түрде пайдаланылады. Фотографиялық пластинканың қарауытының жақтыландырылғанлық бойынша анықланады. Бирақ бир ағыстың қандай майданға тарқалғанлығына байланыслы пүткіллей ҳәр қыйлы қарауытыұды берійи мүмкін. Фотопластинка интеграллаушы қәсийетке де ийе болады; жақтыландырыу үақытының үлкейиүи қаруытыұдың үлкейиүине алып келеди. Бул фотопластинканың жәрдемінде жүдә киши болған құйатты табыуға мүмкіншилик береди (егер олар жеткиликли дәрежеде узақ үақыт тәсир ете алатуғын болса). Ҳәзирги заман фотографиялық усыллары жүдә киши

²¹ Ҳәзирги үақытлары электронлық лампаларға ийе болған күшеткішлер пүткіллей қолланылмайды.

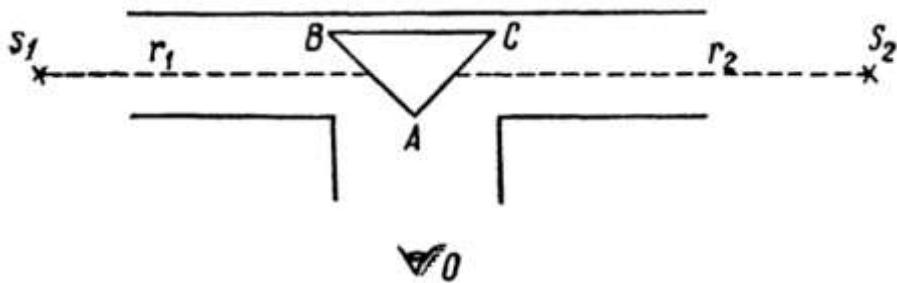
болған толқын ұзынлықтарынан шама менен 1,2 мкм ға шекемги толқын ұзынлықтарын регистрациялау үшін қолланылады.

Жыллылық ұсыллары түскен жақтылық ағысын жутыўдың тәсиринде қызыўдың салдарынан пайда болатуғын екинши қубылыштарға тийкарланған. Соңғы үақытлары бул ұсыллар совет физиклері тәрепинен табыслы испел шығылмақта.

М.Л.Вейнгеров денелердин жыллылық кеңейиў бойынша нурланыўды регистрациялаудың ұсылын испел шықты. Балқытылған кварцтың жүдә жуқа плекасына металл висмуттың қараўытқан қатламы түсириледи. Бундай қос планка вакуумда илдирип қойылады. Оған нурланыў келип түскенде ол бираз қызады ҳәм бундай жағдайда балқытылған кварц пенен висмуттың жыллылық кеңейиў коэффициентлеринің ҳәр қылыш болыўы себепли майысады. Майысыўды микроскоптың жәрдемінде тиккелей бақлауға ямаса планканың шетиндеги шашыраған жақтылық нұрының аўысыўы бойынша бақлауға болады.

Екинши жыллылық ұсылы жутылатуғын жақтылықтың тәсиринде метал жолақтың қызыўының салдарынан оның омлық қарсылығының өзгериүине тийкарланған. Бул ұсылды болометрик ұсыл деп атайды ҳәм ол XIX əсирде инфракызыл нурларды регистрациялау үшін пайдаланылды. Бирақ сезирлиги жеткиликли дәрежеде болмағанлықтан, бул ұсыл пайдаланылмай қалды. Соңғы үақытлары Б.П.Козырев оны бираз жетилистирди ҳәм соның нәтийжесінде бул ұсыл өзинің сапасы бойынша басқалардан тәмен емес дәрежеге жетти. Бул жағдайда да, қараға боялған алтын фольга вакуумда илдирип қойылады. Бул жолақтың омлық қарсылығының өзгериси тоқтың шамасын буннан былай күшетип, көпір ұсылы бойынша өлшенеди (II том, 167-параграф). Жолақтың киши массасына байланыслы әсбаптың инерциясы жүдә киши болады.

§ 307. Фотометрик шамаларды өлшеу. Көз, басқа да сезиў органлары сыйқылды титиркендіриўшіге санлық баға бере алмайды, яғни субъективлик көриў сезиминиң тийкарында бир жақтылық ағысының екинши жақтылық ағысынан неше есе үлкен екенлигин анықтай алмайды. Бирақ, көзлер, егер бирдей реңдеги жақтылық пенен жақтыландырылған болса, онда еки қоңсылас майданлардың бирдей болып жақтыландырылғанлығын жоқары дәрежелі дәллікте анықлауға мүмкіншиликті береди. Сонлықтан визуаллық фотометрияның барлық ұсыллары көз бенен бақланатуғын жақтыландырылғанлықты теңлестириүге алып келинеди. Ең әпиүайы түрде бул принцип үш қапталлы призмалы фотометрде жүзеге келтиріледи (219-сүйрет). Ақ үш қапталлы ABC призмасы қараңғылатылған трубаның ишинде жайластырылған. Еки симметриялы AB ҳәм AC қапталлары еки S_1 ҳәм S_2 дереклері тәрепинен жақтыландырылады. О көз бенен AB ҳәм AC қапталларының екеўин де көргенде олардың бирдей болып жақтыландырылып шәртін аңсат табыуға болады.



219-сүйрет. Үш қапталлы призмаға ийе фотометр.

Көрсетилген фотометр дереклердин жақтылық күшлерин салыстырыуға мүмкіншиликті береди. Егер дереклердин өлшемлери киши болса ҳәм олар призмадан жеткиликли

дәрежеде алыста жайласқан болса, онда оларды ноқатлық дереклер деп есаплауға болады.

Бул жағдайда 303-параграфтағы (11)-формула бойынша AB ҳәм AC қапталларының жақтыландырылғанлығы тең:

$$A_1 = \frac{I_1}{r_1^2} \cos i, \quad A_2 = \frac{I_2}{r_2^2} \cos i. \quad (2)$$

Бул теңликтерде I_1 менен I_2 арқалы сәйкес S_1 ҳәм S_2 дереклериниң жақтылық күшлери, r_1 ҳәм r_2 лер арқалы олардан призмаға шекемги қашықлықтар, i арқалы нурлардың призманың қапталына түсіү мүйеші белгиленген (S_1 ҳәм S_2 дереклері симметриялы жайласқан жағдайда AB ҳәм AC қапталларына нурлар бирдей мүйеш пенен келип түседи). Қашықлықтардың биреүин, мысалы r_2 ни, өзгертип жақтыландырылғанлықтардың теңлигин жүзеге келтириү мүмкін: $A_1 = A_2$, бундай жағдайда (1)-қатнастан

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2$$

қатнасына ийе боламыз. Усындай жоллар менен еки деректин жақтылық күшлериниң қатнасын оларға шекемги қашықлықтар r_1 менен r_2 лердин қатнасы бойынша өлшеүге болады екен. Егер дереклердин бириниң жақтылық күши белгили болса, онда екинши деректин жақтылық күшин өлшеүге болады екен.

(1)-қатнас жақтылық призманың AB ҳәм AC қапталларынан келип түсетуғын ҳәм қоршаған предметлерде шағылысқан ямаса шашыраған жақтылық болмаған жағдайдаған орынланады. Сонықтан фотометрлекендегі дереклердин артқы тәреплери менен қапталларын қараңғылатылған бетлер менен жаўып қойыу керек.

Шекли өлшемлерге ийе болған дереклер үшін олар пайда еткен жақтыландырылғанлық олардың B жарықлығына пропорционал. 304-параграфтағы (7)-формула бойынша жақтылық шығарып турған dS бетинен dS' бетине түсетуғын ағыс мынаған тең:

$$dF = B \frac{dS dS' \cos i \cdot \cos i'}{r^2}.$$

Бул аңлатпада r - майданлардың арасындағы қашықлық ҳәм i , i' - нурлар менен еки бетке түсірилген нормаллардың арасындағы мүйешлер. Усы қатнасқа тийкарланып, жоқарыда айтылған фотометрдин жәрдемінде жақтылық шығарып турған еки беттин жарықлығын салыстырыуға болады. Мейли, бир бири менен салыстырып көрілетуғын S_1 ҳәм S_2 дереклері фотометрдин көшерине нормаль бағытта жайласқан үлкен болмаған жақтылық шығарып турған dS ҳәм dS' майданлары болсын ($i_1 = i_2 = 0$), бундай жағдайда AB ҳәм AC қапталларының жақтыландырылғанлығы сәйкес мыналарға тең:

$$A_1 = \frac{dF_1}{dS'} = B_1 \frac{dS_1 \cos i'}{r_1^2},$$

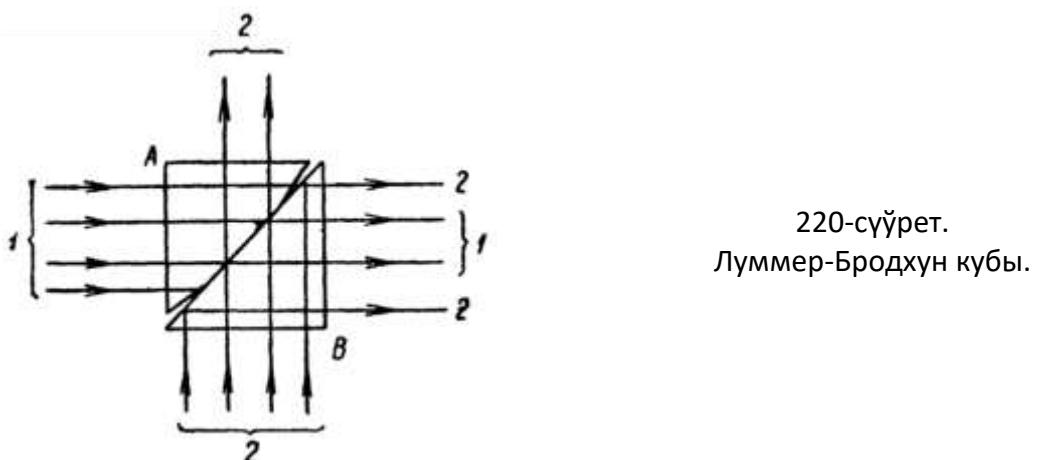
$$A_2 = \frac{dF_2}{dS'} = B_2 \frac{dS_2 \cos i'}{r_2^2}.$$

Бул аңлатпаларда dS' арқалы AB ҳәм AC призмаларының бириниң бети, i' арқалы усы қапталларға нурлардың түсіү мүйеші белгиленген. r_1 менен r_2 қашықлықтарының сәйкес түрде сайлап алып, биз A_1 менен A_2 жақтыландырылғанлықтарының бирдей болыуына қайтадан жетисиўимиз мүмкін. Бундай жағдайда (2)-аңлатпадан төмендегидей қатнасты аламыз:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{dS_2}{dS_1} \cdot \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2.$$

Буннан майданлардың қатнасы болған dS_2/dS_1 қатнасының ҳәм r_1/r_2 қатнасының шамасын билип, жақтылық шығарып турған еки беттин жарықлықтарының қатнасын табыудың мүмкін екенлеги келип шығады.

Дәлирек болған фотометрлерде ABC призмасы Луммер-Бродхун кубы деп аталауғын куб пенен алмастырылады. Бул кишине куб (220-сүйрет) A ҳәм B түйрү мүйешли шийше призмаларынан турады, олардың биринде (220-сүйреттеги A қапталы) гипотенузаса сәйкес келетуғын қаптал тек орайды тегис етип қалдырылған; оның шетлери шлифовкаланған. Призмалардың бир бирине тиисип турған орынларда бир текли мөлдир денедей қәсийетке ийе болыўы ушын олар бир бирине қысылған ("оптикалық контактқа" келтирилген). Мейли, кубқа 1 ҳәм 2 жақтылық ағыслары келип түсетуғын болсын. 1-ағыс контактқа келтирилген орын арқалы өтип оң тәрепке қарай шығады. A призмасының қапталы шлифовкаланған орынларда 1-нур қапталларға шашырайды. 2-ағыс контактқа келтирилген орын арқалы жоқары қарай өтеди. Қалған орынларда ол толық ишки шағылышыўға ушырайды ҳәм оң тәрепке қарай шығады. Усының салдарынан оң тәрепке қарай ағыслардың екеүинин де нурлары шығады, бул бир үақытта еки жақтыландарылған майданды бақлауға мүмкіншилик береди. Луммер-Бродхунның кублы фотометриниң улыўмалық схемасы 221-сүйретте көрсетилген. Бул схемада S_1 менен S_2 - өлшенетуғын дереклер, E - еки тәрепи де толық бирдей болған ақ экран, E' пенен E'' - басқа еки ақ экран, AB - Луммер-Бродхун кубы, L - лупа, O - бақлаушының көзи. Бақлауларды өткергенде кубтың орайы S_1 дерегинен шыққан нур менен, ал кубтың сыртқы бөлими S_2 дегеринен шыққан нур менен жақтыландарылған майданды қоршап турады ҳәм жақтыландарыўлар бирдей болмаған жағдайда олардың арасындағы айырмасын түрде көринеди. Жақтыландарыўлар бирдей болғанда шегара толық жоғалады.

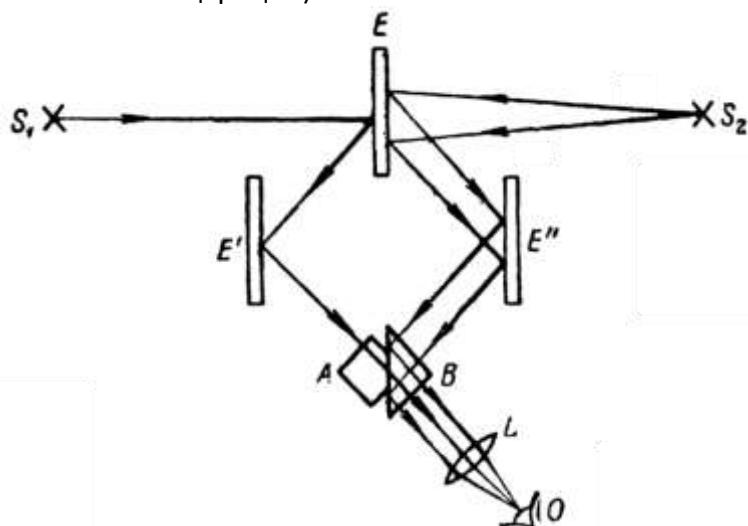


Жақтыландарылғанлықтарды тенлестириўди тек дереклерге шекемги қашықлықтарды өзгериў жолы менен ғана емес, ал басқа да дүзилислердин жәрдемінде әмелге асырыўға болады. Олардың ишиндеги ең жийи қолланылатуғыны жұтыўшы сыналар менен поляризациялық системалар болып табылады.

Жақтылық дәстелерин ҳәлсиретиў ушын сымларының майданына қатнасы бойынша үлкен ямаса киши болған толар ҳәм ҳәр қыйлы өлшемлерге ийе кесилген саңлақларға ийе болған айланатуғын дисклер де қолланылады. Соңғы дүзилис ис жүзінде ағысты емес, ал ағыстың тәсир етиў үақытын өзгертереди. Ал ағыстың ҳәм оның тәсир ететуғын үақытының бир бирине эквивалент емес екенлигин атап өтемиз.

Визуаллық фотометрияның жоқарыда талқыланған ұсыллары ҳәр қыйлы реңге ийе болған ағысларды салыстырыўға жарамайды (гетерохромлық фотометрия), егер бул жақтыландарылғанлықтарды реңли бойынша бир биринен күшли айрылатуғын жақтылық ағыслары пайда ететуғын болса еки майданның жақтыландарылғанлықтарының айырмасын табыўға болмайды. Гетерохромлы фотометрияның мәселелерин визуаллық

түрде адаптацияланған көздин жәрдемінде шешиүге болады (С.И.Вавилов ұсыны, майда шрифт пенен жазылған текстті қараңыз).

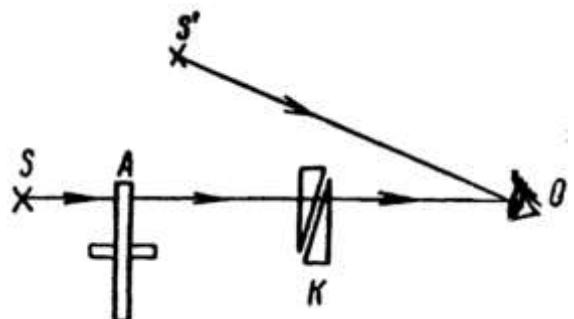


221-сүйрет. Луммер-Бродхұн кубы бар фотометрдин схемасы.

С.И.Вавилов ҳәм оның хызметкерлері тәрепинен адаптацияланған көриўдин босағасының үлкен турақтылықта ийе болатуғының көрсетилди. Бул жудә ҳәлсиз болған жақтылықтың дереклерин фотометрлеўдин ұсылларын ислеп шығыўға мүмкіншілік береди. Көриў сезиминин жоғалыў моментин дәлирек белгилеў ушын жылпылықлаўлар ұсылы қолланылады. Бул ұсылдың схемасы 222-сүйретте келтирилген. Бақлаушының көзи O қосымша болған әззи S' жақтылық дерегине қарай бағдарланған. S жақтылық дерегинен шықсан өлшенетуғын ағыс көздин торлы қабығының перифериялық (шетки) бөліміне келип түседи. Нәтийжеде бул деректин жақтылығының перифериялық (гейгимлик) қабыл етилийин тәмийинлейди. Нұрдың SO жолына саңдағы бар айланатуғын A диски қойылады ҳәм ол S дерегинин жылпылдысын пайда етеди. K сынасының жәрдемінде S дерегинен жетип келген ағысты белгили бир сан есе ҳәлсиретиүге болады. Жақтылықтың құйаты көриниў босағасынан киши болғанда жылпылды жоғалады.

222-сүйрет.

С.И.Вавиловтың адаптацияланған көриўдин босағасы бойынша фотометрлеў ұсылының схемасы.



Жылпылдылардың жоғалыўы ушын жақтылықтың дерегинен көздин қарашығына келип түсетеуғын дәслепки ағыс F тиң шамасы k есе ҳәлсиретилген деп болжаймыз. Бундай жағдайда

$$\frac{F}{k} = F_0. \quad (3)$$

Бұл теңліктегі F_0 - көриў босағасына сәйкес келетуғын ағыс. Егер берилген бақлаушы ушын адаптацияланған көриў болсағасының шамасы алдын-ала өлшенген болса, онда (3)-қатнас F шамасын өлшеүге мүмкіншілік береди. Дәслеп ҳәр қыйлы толқын ұзынлықтары ушын көриў босағасын өлшеп, ұсындај жоллар менен тек ғана бирдей реңге ийе болған жақтылық дереклерин ғана емес, ал ҳәр қыйлы толқын ұзынлықтарына ийе жақтылықты беретуғын дереклерди де, яғни гетерохромлық фотометрияның мәселелерин шешиүге болады.

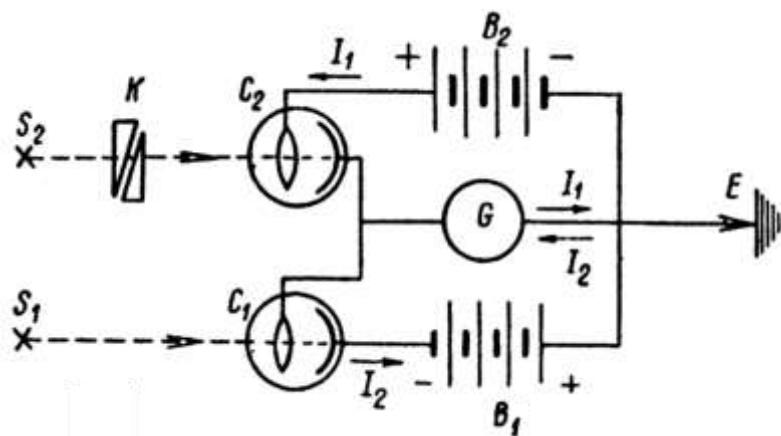
Объективлик фотометрия үсылларында буннан алдыңғы параграфтағы жақтылықты сезетуғын үсыллардың бири қолланылады. Аппаратты тек ағыслардың тең екенлигин анықлау ушын пайдаланыўға болады. Бундай үсыллар дифференциаллық атамасына ийе ҳәм аппаратқа келип түсетуғын жақтылық ағысы менен усы аппарат көрсеткен шаманың арасындағы пропорционаллықты талап етпейди. Еки фотоэлементке ийе болған дифференциаллық фотометрдин әпиүйайы схемасы 223-сүүретте көлтирилген. Бул сүүрете S_1 менен S_2 - бир бири менен салыстырылатуғын жақтылықтың дереклері, C_1 менен C_2 - бирдей болған еки фотоэлемент, B_1 менен B_2 - батареялар, G - гальванометр. Шынжырдың E ноқаты Жер менен тутастырылған. Фотоэлементлерди жақтыландағандың олар арқалы стрелкалардың бағытында I_1 ҳәм I_2 тоқлары өтеди. Көринип тұрғанында, гальванометр арқалы $I_1 - I_2$ тоқлардың айырмасына тең тоқ өтеди. Мейли, S_2 дереги S_1 дерегинен интенсивлірек болсын. Бундай жағдайда S_2 дерегинен шыққан дәстениң алдына K сынасын жайластырып, еки фотоэлементке келип түсетуғын ағысларды теңлестириүге болады. Усының нәтийжесинде $I_1 - I_2$ тоқлардың айырмасы нолге тең болады ҳәм G гальванометриниң стрелкасының бурылыўы тоқтайды. Егер оның ушын S_2 дерегинен шыққан дәстениң интенсивлігін k есе кемейтий керек болса, онда

$$\frac{1}{k} F_2 = F_1$$

теңлигине ийе болады. Бул аңлатпада F_1 арқалы S_2 дерегинен келетуғын ағыс белгиленген. Буннан еки деректің ағысларының қатнасын аламыз:

$$\frac{F_2}{F_1} = k.$$

Пайда болатуғын электр тоғының шамасы оларға түсетуғын жақтылық ағысына пропорционал болған вакуумлық фотоэлемент пенен термопараны ағыслардың шамаларын тиккелей өлшеў ушын пайдаланыўға болады. Бундай жағдайда термопара, соның менен бирге М.Л.Вейнгеров пенен Б.П.Козыревтың қараға жақсылап боялған жыллыштық әсбаплары ҳәр қыйлы толқын узынлықтарына ийе ағыслардың құйаттарын салыстырыў, яғни гетерохромлық фотометрияның мәселелерин шешиў ушын жараммы.



223-сүүрет. Дифференциаллық фотоэлектрик фотометрдин схемасы.

Фотоэлементтер менен термопарлардағы жақтыландағырыўдың нәтийжесинде пайда болған тоқларды күшетиў ушын радиотехникалық күшетиўши схемалар пайдаланылады. Усындағы күшетиўши схемаларды пайдаланыў жақтылық ағысларын өлшеў менен регистрациялаудың объективлик үсылларының сезирлигін көп есе жоқарылатыўға мүмкіншиликті береди.

Селективлик қәсийетлериниң бар болыуына байланыслы фотоэлементлерди гетерохромлы фотометрияның мәселелерин тиккелей шешиў ушын пайдаланыўға

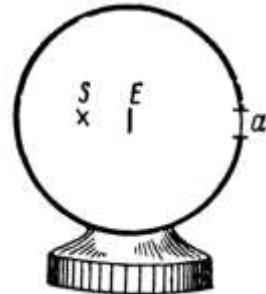
болмайды. Бирақ, егер энергияның спектри белгили болса, онда ҳәр қыйлы толқын узынлықтарына ийе еки жақтылық ағысы ушын қүйатлықтардың қатнасын анықлауға болады. Оның ушын ағыслардың ҳәр қайсысы энергияның тарқалыўы белгили болған деректиң спектриниң сәйкес участкасы менен салыстырылады. Буннан нурландырылатуғын ағыслардың қүйатларының қатнасы табылады. Энергиясының спектр бойынша тарқалыўы белгили болған дерек сыйпатында өзиниң қәсийеттери бойынша мүмкін болғанынша абсолют қара денеге жақын дерек алынады (309-параграф).

Ис жүзинде белгили болған орынлардағы, солардың ишинде жұмыс орнындағы жақтыландырылғанлық мәселесин шешиүге туýры келеди. Жақтыландырылғанлықты өлшейтуғын ҳәм люкслерде градуировкаланған әсбапларды люксометрлер деп атайды. Әпиўайы люксметрлерде өлшенетуғын жақтыландырылғанлық стардарт лампа тәрепинен пайда етилген жақтыландырылыш менен салыстырылады. Соңғы үақытлары гальванометр менен тутастырылған қатты фотоэлементтен туратуғын люксометрлер кең тарқала баслады. Гальванометрдин шкаласы люкслерде градуировкаланды. Бундай люксметрлер үлкен тұрақтылық ҳәм дәллік пенен айрылып турмайды, Бирақ көплеген әмелій мәселелерди шешиүде олар толық жарамалы ҳәм пайдаланыў ушын қолайлыш.

Жақтылық техникасында жақтылық дерегиниң орташа сфералық күшин анықлау әхмийетли мәселелердин қатарына киреди.

Бирақ, дерек ис жүзинде жийи ушырасатуғын анизороп болған жағдайда (мысалы электр лампасы) жақтылық күшиниң орташа сфералық күшин анықлау әдеўир қыйыншылықтарды пайда етеди. Бундай жағдайда ҳәр қыйлы бағытлардағы жақтылықтың күшин көп санлы өлшеўлер ҳәм алынған нәтийжелерди орташалау талап етиледи. Бул қыйыншылық интеграллық фотометр деп аталатуғын әсбаптың жәрдеминде аңсат шешиледи. Бундай фотометр иши құйыс, ишкі тәрепи аққа боялған ыдыс түrine ийе болады. Бундай ыдыстың ең қолайлы түри - сфералық (шар тәризли) фотометр болып табылады. Өлшенетуғын дерек (224-сүйрет) шардың ишине жайластырылады. Үйдистың ишинде жақтылықтың көп санлы шағылышыларының салдарынан деректиң жақтылықтың орташа сфералық күшине тең жақтыландырылыш менен жаўып қойылған тесик исленеди. Мөлдир емес E пластинкасы гүңгирт шийшени S дерегинен туýры шыққан нурлардан сақтайтынды.

224-сүйрет.
Шар фотометр.



Есаплаўлар шардың ишиндеги оның бетиндеги жақтыландырылғанлықтың мынаған тең екенлигин көрсетеди:

$$A = A_0 + \frac{kI_0}{(1-k)R^2}. \quad (4)$$

Бул теңликте I_0 - жақтылық дерегиниң орташа сфералық күши, k - дийўаллар тәрепинен жақтылықты шашыратыў коэффициенти, R - шардың радиусы ҳәм A_0 - дерек пайда ететуғын жақтыландырылыш.

Шар фотометрде (224-сүйрет) а гүңгирт айнасы туýры жақтыландырылған сақтайтуғын E пластинкасының жәрдеминде сақланған, сонлықтан оның ушын $A_0 = 0$ ҳәм

$$A = \frac{kI_0}{(1-k)R^2},$$

яғнай жақтыландырылып жақтылықтың сфералық күши I_0 бойынша анықланады. Көринип турғанында, бул жағдайда A ның мәниси деректин шардың ишинде қайсы орында жайласқанлығынан ғәрзели емес. k менен R ди билип ҳәм өлшенген жақтыландырылғанлық A бойынша жақтылықтың орташа сфералық күши I_0 ди анықлауға болады.

(4)-аңлатпа биз ушын басқа тәрептен де қызық: k ның шамасы 1 ге жақын болған жағдайларда жақтылықтың сфераның ишки бетинде көп санлы шашырауының салдарынан пайда болған жақтыландырыудың шамасы нурлардың деректен туұрыдан-туұры келип түсійиниң нәтийжесинде пайда болған жақтыландырыудың шамасынан әдеүир үлкен болады (305-параграфта айтылып өтилген жағдай менен салыстырыңыз). Мысал ушын жақтылық күши I ге тең болған ноқатлық деректин шардың орайында турған жағдайды қараймыз.

Бундай жағдайда $A_0 = I/R^2$ ҳәм толық жақтыландырылғанлық A ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$A = \frac{I}{R^2} + \frac{kI}{(1-k)R^2} = \frac{1}{1-k} \cdot \frac{I}{R^2}.$$

Демек, бундай жағдайда пайда болатуғын жақтыландырылғанлықтың мәниси туұры жақтыландырылғанлық A_0 дин мәнисинен $\frac{1}{1-k}$ есе үлкен болады екен. $k = 0,9$ теңлиги орынлы болғанда $\frac{1}{1-k} = 10$, яғнай толық жақтыландырылғанлық ишки бети қараға боялған шардағы туұры жақтыландырылғанлықтан 10 есе үлкен болады екен.

§ 308. Температуралық нурланыў. 275-параграфта айтып өткенимиздей, жақтылықтың шығарылыуы менен жұтылыуы атомлар менен молекулалардағы зарядланған бөлекшелердин тербелислеринин салдарынан жүзеге келеди. Сонықтан, жақтылықтың шығарылыуы менен жұтылыуы құбылысларын толық тәрийипләуди зарядланған бөлекшелер менен нурланыў арасындағы өз-ара тәсирлесіўлердин нызамларының тийкарында бериў керек. Кейинирек (332-параграф) биз бул нызамлардың классикалық электродинамиканың шеклеринен шығатуғынлығын ҳәм айрықша квантлық характеристеге ийе болатуғынлығын көремиз. Бирақ жақтылықтың шығарылыуы менен жұтылыуы менен байланыслы болған бир қатар құбылысларды олардың механизмлерин есапқа алмай, ал оларды тек энергиялық (термодинамикалық) көз-қарасларда түріп таллауға болады. Усындағы таллаулар менен шуғылланатуғын физиканың бөлимин нурланыў термодинамикасы деп атайды.

Қәлеген нурланыў энергияның жоғалыуы менен жүзеге келеди. Сонықтан нурланыў денениң өзинин энергиясының кемейиүи ямаса сырттан алынған энергия менен байланыслы.

Бир неше мысаллар келтиремиз.

1. Фотолюминесценция құбылысы жүзеге келеди (332-параграф): алдын ала жақтылықты жутқан дene өзинен-өзи жақтылық шығарады. Жақтылықты жутқанда дeneде өзгерислер жүзеге келеди, нәтийжеде ол қоздырыў энергиясы (ямаса активация энергиясы) деп аталатуғын базы бир энергияны аллады. Буннан кейинги нурланыў қоздырыў энергиясының есабынан болады.

2. Денен химиялық реакциялардың есабынан жақтылық шығарады (хемилюминесценция). Мысалы ҳаўадағы кислородтағы әстелик пенен окислениўдин салдарынан фосфор жақтылық шығарады. Бул жағдайда химиялық процессте ажыралып шығатуғын энергияның есабынан нурланыў энергиясы пайда болады.

3. Сийреклетилген газ арқалы электр тоғы өткенде усы газдин жақтылықты шығыратуғынлығы бақланады. Газдин нурланыў ушын жумсайтуғын энергиясы электронлардың соқырысынан салдарынан атомлар менен молекулаларға беретуғын энергиясының есабынан толтырылып барылады.

4. Белгили болған температураға шекем қыздырылған денелер де жақтылық шығарады.

Егер дene қоршаған денелерден нурланыұды жутыў ямаса шығарыў жолы менен энергияны алатуғын болса, онда нурланыұдың есабынан үсы денениң энергиясының кемейиүі компенсацияланып барады ҳәм бундай процесс тен қалмақты түрде өтеди. Бундай жағдайда нурланыұшы денениң ҳалы белгили болған тұрақты T температуры менен тәрийипленеди. Температура түснегин статистикалық тен қалмақты бар жағдайда ғана қолланыұға болатуғынлығын еске түсиремиз (I том, 66-параграф). Сонықтан жоқарыда көрсетилген тен қалмақтың нурланыұры температуралық нурланыұ деп аталады.

Дене тәрепинен сырттан алғынатуғын жаллыштықтың муғдары нурланыұ энергиясын толық компенсациялау ушын жеткилики болмаса, онда нурланыұ энергиясының бир бөлими денениң ишкі энергиясының запасының есабынан алынады. Улыұма айтқанда, бул жағдайда бөлекшелердин тарқалыұы бузылады ҳәм нурланыұ тен қалмақтың нурланыұры болыудан қалады. Бирақ, егер нурланыұ сондай әстелик пенен жүретуғын болса, онда денедеги ишкі энергияның тарқалыұы тенлесиүге үлгереди ҳәм нурланыұ тен қалмақтың нурланыұры болып қала береди. Бундай жағдайда нурланыұ тен қалмақтың характерге ийе болады. Бирақ, денениң температуры төменлейди ҳәм ҳәр бир берилген моменттеги денениң ҳалын тен қалмақтың ҳал деп қарауға ҳәм оған температураның белгили болған мәнисин бериүге болады.

Қарап шығыұ үшын денениң энергиялық жарқынлығы деп аталауғын R_e шамасын киргиземиз ҳәм оны, 303-параграфта айтылғанларға сәйкес, жақтылық шығарып түрған денениң бетинин майданының бир бирлигинен шығатуғын жақтылық ағысы dE ниң сан мәнисине тен деп анықтаймыз²²:

$$R_e = \frac{dE}{dS}. \quad (1)$$

Бул аңлатпада dE жақтылық энергиясының интеграллық ағысы, яғни дene тәрепинен шығарылатуғын барлық толқын узынлықтарындағы жақтылық энергиясының ағысы болып табылады. (1)-тендик бойынша dE үшын

$$dE = R_e dS \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

302-параграфта биз жақтылық ағысындағы энергияның толқын узынлықтары бойынша тарқалыұын тәрийиплейтуғын e_λ шамасын киргизген едик. Тап сондай жал менен толқын узынлығы r_λ бойынша тарқалыұы функциясы болған энергиялық жарқынлық R_e функциясын да киргизиүимиз мүмкін. Бундай жағдайда толқын узынлықтарының $\lambda, \lambda + d\lambda$ интервалына тийисли болған ҳәм dS майданынан нурландырылатуғын жақтылық энергиясының тығызлығы үшын

$$dE_\lambda = r_\lambda d\lambda dS \quad (3)$$

аңлатпасын аламыз. r_λ шамасы берилген λ толқын узынлығының қасындағы толқын узынлығының бир бирлик интервалына сәйкес келетуғын энергиялық жарқынлық болып табылады; оны денениң нур шығарыў қабилетлиги деп атайды.

Барлық толқын узынлықтарына сәйкес келетуғын R_e интеграллық энергиялық жарқынлық, әлбетте, мынадай интегралдың жәрдемінде бериледи:

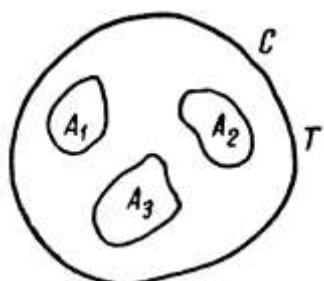
$$R_e = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda. \quad (4)$$

²² Жарқынлық R менен энергиялық жарқынлық R_e дин арасындағы айырма толқын узынлығының $d\lambda$ интервалына сәйкес келетуғын жақтылық ағысы менен жақтылық энергиясының ағысының арасындағы айырманың Φ көбейтишисиниң бар екенлигине байланыслы (көриниү функциясы, 302-параграф).

Енди денениң жақтылықты жұтыуын қараймыз. Мейли, денеге базы бир белгили болған λ толқын ұзынлығының қасындағы киши толқын ұзынлықтары $d\lambda$ интервалына киретуғын жақтылық энергиясының ағысы dE_λ түсетеуғын болсын. Бул ағыстың бир бөлими денеде шашырайды ҳәм шағылышады (мөлдир денелерде болса жақтылықтың бир бөлими дene арқалы өтеди), бир бөлими жұтылады. Тап сол $d\lambda$ интервалына киретуғын ағысты dE'_λ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда берилген λ толқын ұзынлығындағы ағыстың қандай бөлиминиң жұтылатуғынның аңғартатуғын

$$a_\lambda = \frac{dE'_\lambda}{dE_\lambda} \quad (5)$$

шамасын *денениң жұтыу қабилетлигі* деп аталады. Ис жүзинде денелердин барлығы селективликке ийе болады, яғни олар ҳәр қыйлы толқын ұзынлықтарын бирдей жұтпайды. Олар ұшын a_λ толқын ұзынлығының функциясы болып табылады. Егер қандай да бир дene толқын ұзынлықтарының базы бир интервалында жақтылықтың ағысын толығы менен жұтатуғын болса, онда ұсындаі толқын ұзынлықтары ұшын $a_\lambda = 1$. Ағыс толығы менен жұтылмайтуғын барлық жағдайларда $dE'_\lambda < dE_\lambda$ ҳәм $a_\lambda < 1$.



225-сүйрет.

Температурасы T турақты болған қабықтың ишиндеги денелер.

Тәжирийбелер денелердин шығарыў r_λ ҳәм жұтыу a_λ қабилетликтериниң арасында белгili болған байланыстың бар екенligин көрсетеди. Бир неше A_1, A_2, A_3 дeneси турақты T температурасында үслап тұрылатуғын C қабығының ишинде жайластырылған болсын (225-сүйрет). Мейли, қабықтың иши бослық болып, денелер бир бири ҳәм қабық пенен жақтылықты шығарыў ямаса жұтыу жолы менен энергия алmasатуғын болсын. Тәжирийбелер денелердин ұсындаі системасының базы бир үақыттан кейин жыллышық тең салмақтығына келетуғынның, яғни денелердин барлығының қабықтың температурасына тең болған T температурасына ийе болатуғынның көрсетеди. Бирақ үлкен энергиялық жарқынлық R_e ге ийе болған денелер үақыт бирлигинде бетлериниң майданының бир бирлигинен киши энергиялық жарқынлыққа ийе болған денеге салыстырғанда көбірек энергияны жоғалтады. Демек, басқа денелердин температурасындаі болған T температурасында тұрыўы ұшын, бундай денелердин энергияны көбірек жұтыуы керек. Солай етип, тек нурланыу ҳәм жұтыу менен энергия алmasатуғын денелердин арасындағы термодинамикалық тең салмақтығының орын алыўы ұшын денелердин шуғарыў ҳәм жұтыу қабилетликтериниң арасында пропорционаллықтың орын алыўы шәрт. Кирхгоф бул пропорционаллықтың өз алдына алынған толқын ұзынлықтарының ҳәр бир интервалы ұшын орынланатуғынның көрсетти. Егер A_1, A_2, A_3, \dots дeneлери сәйкес $r_{\lambda_1}, r_{\lambda_2}, r_{\lambda_3}, \dots$ ҳәм $a_{\lambda_1}, a_{\lambda_2}, a_{\lambda_3}, \dots$ нур шығарыў ҳәм нурды жұтыу қабилетликтерине ийе болса, онда

$$\frac{r_{\lambda_1}}{a_{\lambda_1}} = \frac{r_{\lambda_2}}{a_{\lambda_2}} = \frac{r_{\lambda_3}}{a_{\lambda_3}} = \dots = f(\lambda, T) \quad (6)$$

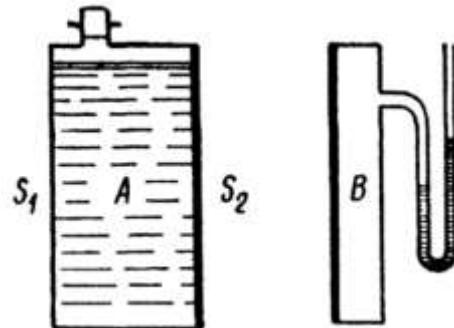
қатнасы орынланады. Бул (6)-қатнас Кирхгоф нызамын аңғартады: *нур шығарыў қабилетлигі менен нурды жұтыу қабилетлигиниң қатнасы r_λ/a_λ дeneниң тәбиятынан*

тәрзели емес ҳәм оның мәниси барлық денелер ушын бирдей болған және толқын үзынлығы менен T температураның функциясы болған $f(\lambda, T)$ функциясына тең.

Нур шығарыўшылық ҳәм нурды жутыўшылық қабилетликлердин арасындағы байланысты аңсат демонстрациялауға болады. Нурландырышы сыпатында параллелепипед түрине иие ыдыс алынады (226-сүйрет) ҳәм оның бир тәрепи S_1 жақсы полировкаланған металдан соғылған, ал екинши тәрепи (S_2) қараға боялған. Үйдис ыссы суý менен толтырылған ҳәм нәтийжеде ол жеткилик қуятқа иие болған инфрақызыл нурлардың дерегине айланады. S_1 бети өзине түскен нурлардың үлкен бөлимин шағылыштырады ҳәм соған сәйкес әззи жутады. S_2 бети құшли жутады. Кирхгоф нызамы бойынша S_1 бетиниң S_2 бетине салыстырғанда әззирек нурландырышы керек. Нурланыудың дереги сыпатында манометр менен тутастырылған жабық B ыдысы алынады. Бул ыдыстың дийўалларының бири қараңғылатылған. Егер оның қараңғылатылған бетин A нурландырышының S_2 бетине қарай бұрсақ (бул жағдай 226-сүйретте көрсетилген), онда B ыдысы жутылған нурланыудың есабынан сезилерлікей қызады ҳәм оның ишинде газ кеңейеди. Бул жағдайда монометрдин көрсетійінен анықлауға болады. Егер A ыдысын қараңғылатылған бет тәрепте полировкаланған бет қарайтуғындай етип бұрсақ, онда ҳаўаның кеңейійиниң шамасы әдеүир киши болады. Бул температураның бир мәнисинде полировкаланған S_1 бетиниң қараңғылатылған S_2 бетине салыстырғанда нурды кем шығаратуғынлығын көрсетеди.

226-сүйрет.

Полировкаланған ҳәм қараға боялған бетлердин нурды ҳәр қыйлы шығаратуғынлығын демонстрациялау.



§ 309. Абсолют қара дене. Қәлеген температурада қәлеген қурамға иие жақтылықты толық жутатуғын денени алыў мүмкін деп болжайық. Оның ушын жутыў қабилетлигі a_λ ниң температурадан тәрзесиз ҳәм қәлеген толқын үзынлығы ушын 1 ге тең болыўы керек. Бундай денени **абсолют қара дене** деп атайды.

308-параграфтаға (6)-формула менен аңлатылатуғын Кирхгоф нызамы бойынша, барлық денелер ушын нур шығырыў қабилетлигі r_λ дін жутыў қабилетлигі a_λ да қатнасы толқын үзынлығы менен температураның барлық денелер ушын бирдей болған функциясына тең:

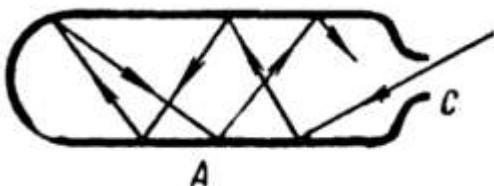
$$\frac{r_\lambda}{a_\lambda} = f(\lambda, T).$$

Абсолют қара дене ушын $a_\lambda = 1$ ҳәм усыған сәйкес оның нур шығарыўшылық қабилетлигі $f(\lambda, T)$ функциясының жәрдемінде тиккелей анықланады:

$$r_\lambda = f(\lambda, T). \quad (1)$$

Анықламасы бойынша нур шығарыўшылық қабилетлигі болған r_λ шамасы жарқынлықтың толқын үзынлығы бойынша тарқалыўы болғанлықтан, онда (1)-қатнастан биз мынадай жағдайға иие боламыз: берилген температурада барлық абсолют қара денелер нурландыратуғын энергияның толқын үзынлығынан бирдей тарқалыўына иие болады; барлық қара денелердин жарқынлығы температураға байланыслы бирдей болып өзгереди.

Тәбиятта қәсийетлери бойынша абсолют қара денениң қәсийетлериндей болған денелер болмайды. Құйик менен ямаса қара платина менен қапланған денелер тек толқын узынлығы λ ниң шекленген интервалында ғана 1 ге жақын болған a_λ жутыў қәбилетлигine иие болады; алыстағы инфрақызыл областта олардың жутыў қәбилетлигиги 1 ден сезилерлікей киши. Бирақ, абсолют қара денеге жасалма түрде қәлеленеше жакынласыўға болады. Үлкен болмаған C саңлағына иие дерлик жабық ыдысты аламыз (227-сүйрет). Усы C саңлағы арқалы ыдыстың ишине кирген нур тек көп санлы шағылышынан дардан кейин ғана сыртқа шыға алады. Мейли, ыдыстың ишкі бетине бир рет түскен нурдың жақтылық энергиясының k үлеси ғана шағылышатуғын болсын. n рет шағылышында дәслепки ағыстың nk бөлими ғана шағылышады. k ның мәниси барлық үақытта 1 ден киши болғанлықтан, n шамасының жеткиликли дәрежедеги үлкен мәнислеринде nk шамасының мәниси жүдә киши болады. Солай етип, C саңлағы арқалы кирген нурлардың тек оғада киши болған бөлими ғана сыртқа шыға алады ҳәм, соңықтан барлық толқын узынлықтары ушын C саңлағының жутыў қәбилетлигиги 1 ге жүдә жақын болады.

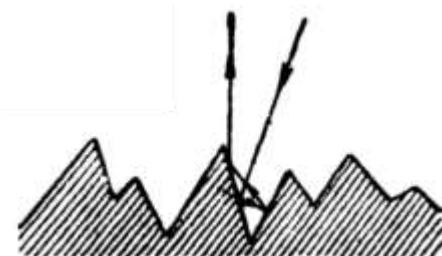


227-сүйрет.
Абсолют қара денениң модели.

Усындай жуўмақ ушын әпиүайы мысал ретинде көшеде турып қарағандағы айналардың ашылығы хызмет ете алады. Айналардың өлшемлери өжирениң өлшемлерине салыстырғанда киши болғанлықтан, ҳәтте өжириниң дийўалларында жақтылық жақсы шағылышатуғын болған жағдайда да, айналардан кирген жақтылықтың тек үлкен болмаған бөлими ғана көшеге кери бағытта қайтадан шығады. Соңықтан иштеги дийўаллардың рецинен ғәрэзсиз айналардың иши бираз қаранды болып көринеди.

Усының менен бирге, қайтадан шағылышынан нурлардың ҳәлсиреүинин нәтийжесинде, қандай да бир денениң гедир-бұдыр бети тап сол денениң полировкаланған бетинен қарандырақ болып көринеди. Гедир-бұдыр бетке түскен нур көпшиликтік жағдайларда сыртқа шығаман дегенше бир неше рет шағылышады (228-сүйрет).

228-сүйрет.
Гедир-бұдыр беттен жақтылықтың шағылышы.

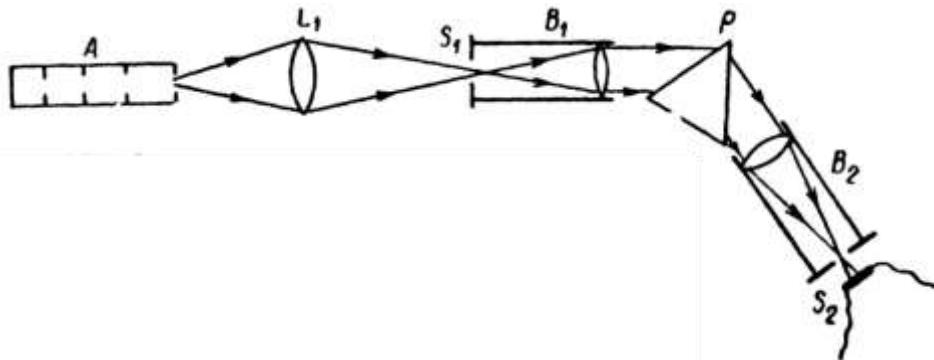


Кирхгоф нызамы бойынша a_λ шамасы 1 ге жақын болған беттин жарқынлығы абсолют қара денениң жарқынлығына жақын болады. Солай етип, егер A ыдысының дийўаллары базы бир T температурасына иие болса (227-сүйрет), онда C саңлағынан температурасы тап сол T температураға жақын болған абсолют қара денениң нурланығына жақын болған нурланыў шығады.

Әмделде абсолют қара денениң жоқарыда келтирилген моделин әдетте қыйын балқыйтутуғын металдан исленген узын ҳәм жиңишке най түринде соғады. Жақтылықтың

қыя бағытта түсійінде орын алатуғын көп қайтара шағылышыларды болдырмаў ушын саңлақлары бар бир қатар өткеллерди орналастырады.

Найды электр қыздырғышының ишине жайластырады ҳәм усы қыздарғыштың жәрдемінде найдың диүйіллары биз қәлеген базы бир T температурасына шекем қыздырылады. Найдың бир ушынан шықкан нурланыў өзиниң қәсийеттери бойынша абсолют қара денениң нурланыўына үсайды. Усындай моделдин жәрдемінде шама менен 3000 К температурасына шекемги жарқынлықты алғыўға болады.



229-сүйрет. Абсолют қара денениң жарқынлығын анықлаў бойынша өткерилиетуғын тәжирийбениң схемасы.

229-сүйретте абсолют қара денениң жарқынлығының толқын узынлықтары бойынша тарқалыўын анықлаўға мүмкіншилик беретуғын тәжирийбениң схемасы көрсетилген. Бул схемада A - абсолют қара денениң хызметин атқаратуғын қыздырылатуғын най, L_1 - жақтылық дәстесин B_1 найдының S_1 саңлағына жайнайтуғын линза. B_1 найды P призмасына түсетеуғын паралель нурлардың ағысын береди. P призмасы ҳәр қыйлы узынлықтағы толқынлардың дәстесин ҳәр қыйлы мүйешлерге бурады (281-параграфқа қараңыз)²³. B_2 найдының қандай мүйешке бурылғанлығына сәйкес S_2 саңлағы арқалы белгили λ_1 менен $\lambda_1 + \Delta\lambda_1$ аралығындағы толқын узынлықтары участкасына сәйкес келетуғын жақтылық ағысы өтеди. Бул ағыс бети қараға боялған термоэлементке келип түседи ҳәм ол сол ағыстың энергиясы ΔE_{λ_1} ди өлшейди. B_2 найдының басқа бурылыў мүйешинде S_2 саңлағы арқалы белгили λ_2 менен $\lambda_2 + \Delta\lambda_2$ аралығындағы толқын узынлықтары участкасына сәйкес келетуғын басқа ΔE_{λ_2} шамасына тең болған жақтылық ағысы өтеди. 308-параграфтағы (3)-формула бойынша бул ағыслардың қатнасы $\Delta E_{\lambda_1}/\Delta E_{\lambda_2}$ денениң нур шығарыў қәбилетлигигі r_λ менен байланыслы:

$$\frac{\Delta E_{\lambda_1}}{\Delta E_{\lambda_2}} = \frac{r_{\lambda_1}}{r_{\lambda_2}} \cdot \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_2}.$$

Буннан,

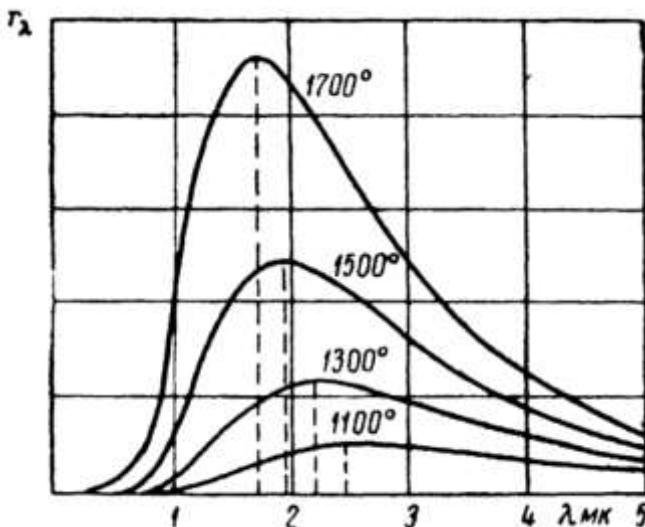
$$\frac{r_{\lambda_1}}{r_{\lambda_2}} = \frac{\Delta E_{\lambda_1}}{\Delta E_{\lambda_2}} \cdot \frac{\Delta\lambda_2}{\Delta\lambda_1} \quad (2)$$

қатнасына ийе боламыз.

Сондай жоллар менен берилген T температурасындағы ҳәр қыйлы толқын узынлықтары λ лер ушын абсолют қара денениң нур шығарыўшылық қәбилетлигі r_λ ниң айырым мәнислериниң алыныўы мүмкін. Бундай тәжирийбелерди өткергендердеги қыйыншылықтар қабыл ететуғын әсбаптың (термопараның) селективлігінен ҳәм

²³ Приzmanың орнына бурылыў мүйешиниң шамасы бойынша толқын узынлығын өлшеўге мүмкіншилик беретуғын дифракциялық пәнжерениң пайдаланған қолайлы (270-параграф). Бирақ бундай алмастырыў дүзилистиң принципиаллық схемасын өзгертпейди.

әсбаптың оптикалық бөлими тәрепинен қосылатуғын майысыўлардан құтылышың жоқ екенлиги менен байланыслы. Бирақ, усындаған жағдайларға қарамастан, ҳәзирғи үақытлары абсолют қара денениң жарқынлығының толқын узынлықтары бойынша тарқалыўы жақсы белгили. Берилген T температурасындағы нур шығарыўшылық қәбилетлигі r_λ ниң толқын узынлығынан ғәрэзлиги 230-сүйретте келтирилген. Усы 230-сүйреттеги ҳәр қыйлы иймекликлер ҳәр қыйлы температураға тийисли. Көринип турғанында, абсолют қара денениң нурландырыў қәбилетлигі r_λ температураға байланыслы тез өседи.



230-сүйрет.

Абсолют қара денениң жарқынлығының толқын узынлықтары бойынша тарқалыўына сәйкес келетуғын иймекликлер.

Ҳәр бир иймеклик бир максимумға ийе, ол температураның өсиўи менен қысқа толқынлар тәрепке қарай жылысады ҳәм өткірирек түрге ийе болады. Бул иймекликлердин түри жарқынлықтың, соған сәйкес денелердин жарықлығының температураның жоқарылаўына байланыслы тез өсетуғынлығы ҳәм шығарылатуғын жақтылықтың рецинин өзгериў фактын жақсы түснеди. Төменги температураға нур шығарыў қәбилетлигиниң максимумы үлкен толқын узынлықтары областына сәйкес келеди ҳәм дene тийкарынан инфрақызыл нурларды нурландырады. Бундай жағдайда нурлардың көзге көринетуғын нурларға сәйкес келетуғын үлесиниң шамасы жүдә киши ҳәм, сонлықтан, оны көз қабыл етпейди. Бир неше жүз градус температурада нурланышың қурамы усындағы. Шама менен 600°C температурада көзге көринетуғын спектрдин узын толқынлы шетине сәйкес келетуғын қујат көриў сезимин пайда етиў ушын жеткилики болады ҳәм дene қараңғы-қызыл реңдеги жақтылықты шығарады. Температураның буннан былай жоқарылаўы менен максимум қысқа толқынлар тәрепке қарай жылысады, көзге көринетуғын нурларға сәйкес келетуғын қујаттың бөлими үлкейеди ҳәм дene шығарып турған жақтылық кем-кемнен ақ реңге ене баслады.

Абсолют қара дene косинуслық нурландырыўшы болып табылады (304-параграф). Сонлықтан, абсолют қара денениң энергиялық жарқынлығы менен энергиялық жарықлығының арасында әпиўайы қатнас орын алады:

$$B_e = \frac{1}{\pi} R_e.$$

Толқын узынлықтарының бир интервалына сәйкес келетуғын энергиялық жарқынлық r_λ (нур шығарыў қәбилетлигі) менен бир қатарда толқын узынлықтарының бир бирлигine сәйкес келетуғын b_λ энергиялық жарықлықты да киргизиўге болады. b_λ шамасы абсолют қара денениң нур шығарыўшылық қәбилетлигі r_λ менен мынадай қатнас бойынша байланысқан:

$$b_\lambda = \frac{1}{\pi} r_\lambda.$$

Буннан абсолют қара денениң энергиялық жарықтығының толқын узынлықтары бойынша тарқалығының оның энергиялық жарқынлығының тарқалығына сәйкес келетүғынлығын келип шығады.

§ 310. Абсолют қара денениң нурланыў нызамлары. Буннан бурынғы параграфларда айтылғанлардан абсолют қара денениң нур шығарыўының характеристиниң оның температурасы T менен тәрийипленетуғынлығы келип шығады. Абсолют қара денениң нурландырышылық қабилетлиги r_λ толқын узынлығы менен температуралың белгилі функциясы болып табылады: $r_\lambda = f(\lambda, T)$. Тек термодинамикалық көз-қараслардағы таллаўлар бул функцияның түрін анықлаўға мүмкіншилик бермейди. Бирақ, термодинамикалық таллаўлардан абсолют қара денениң нурланыў бағының керек болған бир қатар улыўмалық нызамларды көлтирип шығарыўға болады. Бириңи нызам интеграллық жарқынлықта тийисли: *абсолют қара денениң интеграллық энергиялық жарқынлығы R_e денениң абсолют температурының төртнеші дәрежесине пропорционал өседи*

$$R_e = \sigma T^4. \quad (1)$$

Бул нызамды Стефан-Больцман нызамы деп атайды. Интеграллық жарқынлық нур шығарыўшылық қабилетлиги r_λ менен 308-параграфтағы (4)-қатнас бойынша байланысқан болғанлықтан, Стефан-Больцман нызамының байланысқанлығынша жазыўға болады:

$$\int_0^\infty r_\lambda d\lambda = \sigma T^4. \quad (1a)$$

Өлшеўлер σ турақтысы ушын мынадай мәнисти береди:

$$\sigma = 5,71 \cdot \frac{erg}{sek \cdot sm^2 \cdot grad^4} = 5,71 \cdot 10^{-12} \frac{vt}{sm^2 \cdot grad^4}.$$

230-сүйреттеги графиктерде интеграллық жарқынлық сәйкес нурландырышының қабилетлигиниң тарқалыў иймеклиги менен абсцисса көшериниң арасындағы майдан менен сүйретленеди.

Екинши нызам 230-сүйреттеги нур шығарыўшылық қабилетлиги r_λ ниң максимумлардың турған орынларына тийисли. Винниң аүйысыў нызамы деп аталатуғын бул нызам бойынша нур шығарыўшылық қабилетлиги r_λ дин максимумына сәйкес келетүғын толқын узынлығы λ_{max} абсолют температураға кери пропорционал өзгереди:

$$\lambda_{max} = \frac{C'}{T}. \quad (2)$$

Бул теңдикте C' арқалы белгили болған константа белгиленген.

Абсолют қара денениң температурасы қашама жоқары болса, нур шығарыўшылық қабилетлиги r_λ дин максимумына сәйкес келетүғын толқын узынлығы λ ниң шамасы киши болады. Өлшеўлер C' турақтысы ушын мынадай санлы мәнисти береди:

$$C' = 2886 \text{ mkm} \cdot grad.$$

Вин нызамынан нурланыудың максимумы сәйкес келетүғын λ_{max} толқын узынлығының микронлардағы мәнисиниң мынадай болатуғынлығы келип шығады:

$$\lambda_{max}(\text{mkm}) = \frac{2886}{T}. \quad (2a)$$

Бул теңдикте T температуралардың абсолют шкаласында өлшенген. (2a) қатнастан температуралың әмелде жетиў болған мәнислеринде абсолют қара денениң нурландырышының қабилетлигиниң максимумына сәйкес келетүғын толқын узынлығының инфрақызыл областта жататуғынлығын көриүге болады. 3000 К температурада нурланыў қабилетлигиниң максимумы спектрдин көзге көринетүғын шегиниң сыртында, $\lambda = 0,96 \text{ мкм}$ шамасының қасында жатады. Тек 5000 K температурада ғана максимум спектрдин сары-

жасыл областына киреди ($\lambda_{max} = 0,577$ мкм). 7200 К нен жоқары температураларда максимум ультрафиолет областта жатады.

Үшинши нызам абсолют қара денениң максималлық нурландырышылық қәбилеттігі $r_{\lambda_{max}}$ шамасының абсолют қара денениң температурасының бесинши дәрежесине пропорционал өсетеүінлігін көрсетеді:

$$r_{\lambda_{max}} = C'' T^5. \quad (3)$$

Өлшеўлер C'' ушын мынадай сан мәнисти береди:

$$C'' = 1,301 \cdot 10^{-15} \frac{vt}{cm^2 \cdot mkm \cdot grad^5}.$$

Х кестеде абсолют қара денениң ҳәр қыйлы температуралардағы интеграллық жарқынлышының ҳәм жарықлығының мәнислери келтирилген.

Х кестеден абсолют қара денениң жарқынлышының температураның өсиүи менен жұдә тез өсетеүінлігін ҳәм жоқары температураларда жұдә үлкен болған мәнислерге ийе болатуышының көринип түр. 6000 К температурада абсолют қара денениң ҳәр бир квадрат сантиметринен 7399 вт, яғни 10 "ат күшинен" артығырақ құйаттыққа ийе ағыс шығады.

Х кесте.

Кельвиндердеги температура	Микронлардағы λ_{max}	vt/sm^2 лардағы энергиялық жарқынлышы	lm/sm^2 лардағы жарқынлышы	Sb лардағы жарықлық
1200	2,405	11,84	0,0452	0,0144
1600	1,804	37,41	6,55	2,08
2000	1,443	91,34	139,1	44,2
3000	0,962	462,4	888,1	2824
4000	0,721	1461	$7,351 \cdot 10^4$	$2,338 \cdot 10^4$
5000	0,577	3568	$2,642 \cdot 10^5$	$3,402 \cdot 10^4$
6000	0,481	7399	$6,230 \cdot 10^5$	$1,931 \cdot 10^5$
8000	0,361	23 384	$1,830 \cdot 10^6$	$5,819 \cdot 10^5$
10000	0,289	57 090	$3,503 \cdot 10^6$	$1,114 \cdot 10^5$

§ 311. Абсолют қара денениң жарқынлышының толқын үзынлықтары бойынша тарқалыўы. Москвалы физик В.А.Михельсон биринши болып эксперименталлық иймекликлерди қанаатландыратуғын $r_\lambda = f(\lambda, T)$ функциясының аналитикалық түрін анықлауға тырысты. Бирақ, функцияның ол тапқан функцияның түрі 310-параграфтағы (1)-, (2)- ҳәм (3)-термодинамикалық нызамларды қанаатландырмады.

XIX әсирдинде статистикалық физикадағы энергияның еркінлик дәрежелери бойынша теңдей тарқалыўы талабынан келип шыққан ҳалда Релей ҳәм Джинс $r_\lambda = f(\lambda, T)$ функциясының түрін анықлауға тырысты. Дийўаллары идеал шағытыстыратуғын ҳәм ишинде электромагнит нурлар бар болған жабық ыдысты көз алдымызыға елеслетейік. Дийўаллардағы шағылысыўлардың нәтийжесінде ыдыста шексиз көп санлы турғын толқынлар пайдада болады. Егер нурланыў T температурасына сәйкес келетуғын тең салмақтың болса, онда энергияның еркінлик дәрежелери бойынша тарқалыўы нызамы бойынша ҳәр бир меншикли тербелис ушын T ға пропорционал бирдей энергияның сәйкес келийи керек. Электромагниттик толқынларға энергияның еки түрі сәйкес келеди - электрик ҳәм магниттик. Сонықтан, ҳәр бир меншикли тербелиске $2 \cdot \frac{1}{2} kT = kT$

энергиясының сәйкес келиүи керек. Бул теңликтен k арқалы Больцман турақтылысы белгиленген (қатты денедеги бөлекшелердин ҳәр бир тербелмeli еркинлик дәрежесине тербелислердин кинетикалық ҳәм потенциаллық энергияларының бар болатуғынылығына байланыслы kT энергиясының сәйкес келетуғынылығы сыйылышы). Биз қарап атырған көлеми V ға тең болған абсолют шашырататуғын дийўаллары бар ыдыстың ишинде пайдада болған меншикли тербелислердин саны сол V көлемге ийе болған тутас орталық тербеле алатуғын меншикли тербелислердин санына тең. Меншикли тербелислердин саны Релей ҳәм Джинс тәрепинен еспаланды. Олар ыдыстың ишиндеги толқын узынлықтарының $d\lambda$ интервалына сәйкес келетуғын нурланыў энергиясының тығызлығы ушын мынадай аңлатпаны алды:

$$u_\lambda = 8\pi kT \lambda^{-4} d\lambda. \quad (1)$$

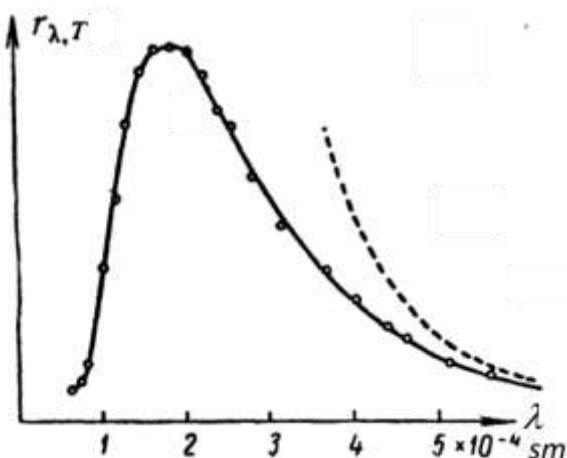
(1)-формуланы Релей-Джинс формуласы деп атайды. v жийиликлери шкаласында бул формула мынадай түрге ийе болады:

$$u_v = \frac{8\pi v^2}{c^3} kT dv. \quad (1a)$$

Релей-Джинс формуланың ақылға муýапық келмейтуғын нәтийжеге алып келетуғынын аңсат көриүгө болады: энергияның интеграллық тығызлығының шамасы шексизликке тең болып шығады. Ҳақыйқатында да, нурланыў энергиясының интеграллық тығызлығы U ушын мынаны аламыз:

$$U = \int_0^\infty u \cdot du = \frac{8\pi kT}{c^3} \int_0^\infty v^2 \cdot dv = \infty.$$

Бул денелер менен нурланыўдың арасындағы тең салмақтың нурланыўдың шексиз үлкен тығызлығында орын алатуғының аңғартады. Бул жағдай тәжирийбеде алынған жағдайларға кескин қайшы келеди. Абсолют қара денениң Релей-Джинс формуласына сәйкес келетуғын жарқынлығының тарқалыў иймеклиги толқын узынлығының киширейиўи менен монотонлық ҳәм тез өсіүди береди. Ал, ҳақыйқатында, абсолют қара денениң жарқынлығының спектр бойынша тарқалыўы қоңырау түризли түрге ийе болады (230-сүйрет). Тек 1900-жылы ғана Планкке тәжирийбелерде алынған мағлыўматларға сәйкес келетуғын ҳәм 310-параграфтағы (1)-, (2)- ҳәм (3)-термодинамикалық нызамлар дара жағдайы болып табылатуғын $f(\lambda, T)$ функциясының түрин табыўдың сәти түсти.



231-сүйрет.

Эксперименталлық мағлыўматларды
Планк ҳәм Релей-Джинс формулалары
менен салыстырыў.

Планк бойынша

$$r_{\lambda, T} = f(\lambda, T) = 2\pi hc^2 \frac{\lambda^{-5}}{e^{hc/kT\lambda} - 1} \quad (2)$$

нызамы орынлы болады. Бул нызамда c - жақтылықтың тезлигі, k - Больцман турақтылысы, h - жаңа турақтылысы. Оның мәниси $h = 6,624 \cdot 10^{-34}$ эрг·сек. Бул турақтылыны Планк турақтылысы

деп атайды. 231-сүйреттеги тутас иймеклик $T = 1600$ К температура ушын Планк формуласына сәйкес келеди; ноқатлар сол температура ушын өткерилген экспериментлерде алынған нәтийжелерди сүйретлейди; пунктир менен сыйылған иймеклик Релей-Джинс формуласы беретуғын тарқалыў функциясын сәүлелендирдеди. Солай етип, эксперимент ҳақындылықтың Релей-Джинс формуласына емес, ал (2)-формулаға сәйкес келетуғының айқын түрде көрсетеди. Бирак, (2)-формуланы келтирип шығарыў ушын Планкке классикалық көз-қараслар ушын жат болған болжауды усыныўға, атап айтқанда жақтылық энергияның $\varepsilon = h\nu$ шамасына тең порциялары түринде бөлек-бөлек нурландырылады деп есаплаўға туýры келди, бул теңликтө ν - нурланыўдың жийилиги, ал h - Планк турақтысы.

Дұрыслығы көп санлы тәжирийбелер тәрепинен тастырықланған ҳәм жақтылықтың тәбияты ҳәм атомлардың ишиндеги процесслердин тәбияты ҳақындағы бизиң көз-қарасларымыздың раýажланыўында оғада әхмийетли орынды ийелейтуғын бул болжауда биз төменде тоқтаймыз ((XXIX ҳәм XXX баплар).

Егер, абсолют қара денениң спектри бойынша энергияның тарқылыўын жийиликлер шкаласында көрсететуғын болсақ, онда $r_{\lambda,T}$ ның орнына жийиликлердин бир бирлиқ интервалына сәйкес келетуғын $r_{\nu,T}$ жарқынлығын киргизиўге туýры келеди. Бундай жағдайда

$$dR = r_{\nu,T} d\lambda = r_{\nu,T} dv. \quad (3)$$

$\lambda = \frac{c}{\nu}$ теңлиги орынлы болғанлықтан, c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги, $|d\lambda| = \frac{c}{\nu^2} dv$ теңлигин пайдаланамыз ҳәм (3)-аңлатпадан

$$r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \frac{|d\lambda|}{dv} = r_{\lambda,T} \frac{c}{\nu^2}$$

теңлигине иие боламыз.

$r_{\nu,T}$ менен $r_{\lambda,T}$ арасындағы усы қатнасты пайдаланып, жийиликлер шкаласы ушын Планк формуласына мынадай аңлатпаны табамыз:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (4)$$

Үлкен жийиликлер областы ушын $h\nu \gg kT$ ҳәм усыған сәйкес (4)-формуланың бөліміндеги 1 де есапқа алмаўға болады ҳәм бундай жағдайда жуýық түрдеги

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (4a)$$

формуланы аламыз. Тап сондай жоллар менен $\lambda T \ll hc/k$ теңсизлиги орынланатуғын жағдайлар ушын (2)-формуладан жуýық түрдеги

$$r_{\lambda,T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T} \quad (5a)$$

формулаға иие боламыз. Бул формуладарда қысқалық ушын $2\pi h c^2$ ҳәм hc/k шамалары сәйкес C_1 ҳәм C_2 арқалы белгіленген. Олар мынадай сан мәнислерине иие: $C_1 = 3,70 \cdot 10^{-5}$ эрг·см²/сек ҳәм $C_2 = 1,433$ см·град.

(5)- ҳәм (5a) формулалардың абсолют қара денениң нурландырыў қәбилетлиги иймеклигинин максимумға салыстырғанда киши толқын узынлықтарында жететуғын бөлімін жуýық түрде көрсетиўге жаратуғынлығын аңсат көрсетиўге болады.

310-параграфтағы (1)-, (2)- ҳәм (3)-нызамлардың Планк формуласынан келип шығатуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады. Оның ушын (2)-Планк формуласына жаңа $x = C_2/\lambda T$ өзгериўшигин киргиземиз ҳәм $2\pi h c^2$ шамасын C_1 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда

$$r_{\lambda,T} = f(x) = \frac{C_1 T^5}{C_2^5} \cdot \frac{x^5}{e^x - 1} \quad (6)$$

формуласына иие боламыз.

Буннан интеграллық энергиялық жарқынлық R_e ушын мынадай аңлатпаның орынлы екенлигин табамыз:

$$R_e = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda = \frac{C_1 T^4}{C_2^4} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx.$$

Бул аңлатпаның оң тәрепинде түрған анық интеграл мынадай мәниске ийе:

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = 6,4939.$$

Буннан

$$R_e = 6,4939 \frac{C_1}{C_2^4} T^4$$

теңлигине ийе боламыз. $6,4939 \frac{C_1}{C_2^4}$ шамасын σ арқалы белгилеп,

$$R_e = \sigma T^4$$

формуласын аламыз ҳәм оның 310-параграфтағы (1)-формуланың жәрдемінде берилген Стефан-Больцман нызамы екенлигин аңғарамыз.

310-параграфтағы (2)- ҳәм (3)-нызамларды көлтирип шығарыў үшын (6)-теңлик пенен берилетуғын $f(x)$ функциясының максимумын табамыз. $f(x)$ функциясынан түүнінде алып ҳәм оны нолге теңlestирип, мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$f'(x) = \frac{5x^4(e^x - 1) - x^5 e^x}{(e^x - 1)^2} = 0.$$

Буннан

$$5(e^x - 1) - x e^x = 0$$

теңлемеси келип шығады. Бул трансцендент теңлемениң шешими

$$x_{max} = 4,9650$$

болып табылады. Бул шешим $f(x)$ функциясының максимумына сәйкес келеди. Буннан иймекликтің максимумының координаталары болған λ_{max} менен $r_{\lambda_{max}}$ шамаларының мыналарға тең екенлигин табамыз:

$$\lambda_{max} = \frac{C_2}{x_{max} T} = \frac{C_2}{4,9650} \cdot \frac{1}{T},$$

$$r_{\lambda_{max}} = \frac{C_1 T^5}{C_2^5} \cdot \frac{(4,9650)^5}{e^{4,9650} - 1} = 21,202 \frac{C_1}{C_2^5} T^5.$$

$\frac{C_2}{4,9650}$ ҳәм $21,202 \frac{C_1}{C_2^5}$ шамаларын сәйкес C' ҳәм C'' арқалы аңлатып,

$$\lambda_{max} = \frac{C'}{T}$$

ҳәм

$$r_{\lambda_{max}} = C'' T^5$$

формулаларын аламыз ҳәм олардың 310-параграфтағы термодинамикалық (2)- ҳәм (3)-формулаларға сәйкес келетуғынлығын аңғарамыз.

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{max}}, \quad \eta = \frac{r_\lambda}{r_{\lambda_{max}}} \tag{7}$$

салыстырмалы координаталарын киргизиў жолы менен (2)- Планк формуласын түрлендиригүе болады. Бул теңликлерде λ_{max} ҳәм $r_{\lambda_{max}}$ арқалы энергияның спектр бойынша тарқалыў иймеклигиниң максимумының координаталары белгиленген. λ_{max} ҳәм $r_{\lambda_{max}}$ шамаларының олардың (2)- ҳәм (3)-аңлатпалар бойынша мәнислерин қойып,

$$\lambda = \lambda_{max} \xi = \frac{C'}{T} \xi$$

ҳәм

$$r_\lambda = r_{\lambda_{max}} \eta = C'' T^5 \eta$$

аңлатпаларына ийе боламыз.

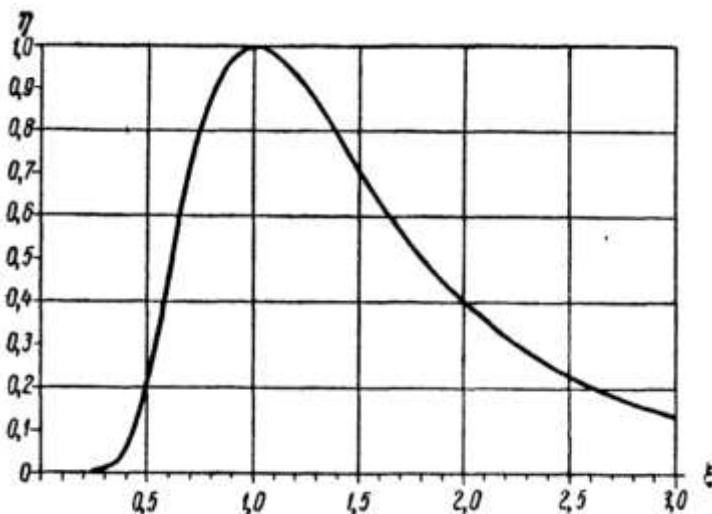
λ менен r_λ шамаларының бул мәнислерин (2)-формулаға қойыў жолы менен келтирилген түрдеги Планк формуласын аламыз:

$$\eta = \frac{C_1}{C'' C'^5} \cdot \frac{\xi^{-5}}{e^{C_2/C' \xi} - 1}. \quad (8)$$

Егер бул формулаға C_1, C_2, C' ҳәм C'' шамаларының сан мәнислерин қойсақ, онда (8)-формула мынадай түрге енеди:

$$\eta = 142,32 \frac{\xi^{-5}}{e^{4,9650/\xi} - 1}. \quad (8a)$$

(8)- ҳәм (8a) формулалар T температураға айқын түрде ийе емес. Олар 232-сүйреттеги дұрыс масштабларда сүйретленген иймекликті береди. Иймеклик $\xi_{max} = 1$ ҳәм $\eta_{max} = 1$ болған жағдайда максимумды береди.



232-сүйрет.

Планк тарқалыўының келтирилген координаталардағы иймеклиги.

Енди, абсолют қара денениң нурланыўының қүйатының қандай бөлімнин λ_1 ден λ_2 ге шекемги толқын ұзынлықтарының интервалына сәйкес келетуғының анықлаймыз. Әлбетте, бул бөлімнин шамасы

$$k = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty r_\lambda d\lambda} = \frac{\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi}{\int_0^\infty \eta d\xi} \quad (9)$$

тәнлигинин жәрдемінде анықланады. Бул тәнликте λ_1 ҳәм λ_2 толқын ұзынлықтарына сәйкес келетуғын ξ шамасының мәнислери ξ_1 менен ξ_2 арқалы белгиленген.

$\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi$ интегралын байлайынша көрсетиүге болады:

$$\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi = \int_0^{\xi_2} \eta d\xi - \int_0^{\xi_1} \eta d\xi. \quad (10)$$

Төмөндегидей белгилеўди киргиземиз:

$$\psi(\xi) = \frac{\int_0^\xi \eta d\xi}{\int_0^\infty \eta d\xi}. \quad (11)$$

Бундай жағдайда (10)- ҳәм (11)-тәнликлердин тийкарында толқын ұзынлықтарының λ_1 ден λ_2 ге шекемги интервалына сәйкес келетуғын нурланыўдың бөлімнин үлеси үшін мынадай аңлатпапын аламыз:

$$k = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1). \quad (12)$$

$\psi(\xi)$ функциясы мәнисин (11)-формула бойынша есаплаўға болатуғын ξ шамасының функциясы болып табылады. Дұрыс масштабтағы бул функцияның түри 233-сүйретте келтирилген.

232- ҳәм 233-сүйретлерде келтирилген иймекликлер абсолют қара денениң нурланыўына тийисли болған мәселелерди санлы түрде шешиўге мүмкіншилик береди. Төмендегидей үш мысалды қараймыз.

1-мысал. Абсолют қара денениң жарқынлығы r_λ ниң $T = 5000$ К температурадағы спектрдин қызыл шегарасынан ($\lambda_1 = 0,76$ мкм) сары-жасыл бөлімниң ортасына ($\lambda_2 = 0,58$ мкм) шекем қанша шамаға өзгеретуғынлығын анықлаңыз.

310-параграфтағы (2a) Вин нызамы бойынша $T = 5000$ К температурадағы нурланыўдың максимумы ушын толқын узынлығының мәнисин табамыз:

$$\lambda_{max} = \frac{2886}{T} = \frac{2886}{5000} \text{ mkm} = 0,577 \text{ mkm}.$$

λ_{max} шамасының бул мәниси бойынша (7)-аңлатпа бойынша ξ дин мәнисин табамыз:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{max}} = \frac{\lambda}{0,577} = 1,72 \lambda.$$

Буннан $\lambda_1 = 0,76$ мкм шамасының $\xi_1 = 1,72 \cdot 0,76 = 1,31$ шамасына, ал $\lambda_2 = 0,58$ мкм шамасының $\xi_2 = 1,72 \cdot 0,58 = 1,00$ шамасына сәйкес келетуғынлығы келип шығады. ξ_1 менен ξ_2 шамаларының бул мәнислери бойынша 232-сүйретте келтирилген иймеклик бойынша $\eta_1 = 0,86$ ҳәм $\eta_2 = 1,00$ шамаларын аламыз. Буннан жарқынлықтардың қатнасы ушын

$$\frac{r_{\lambda_1}}{r_{\lambda_2}} = \frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{1,00}{0,86} = 1,16$$

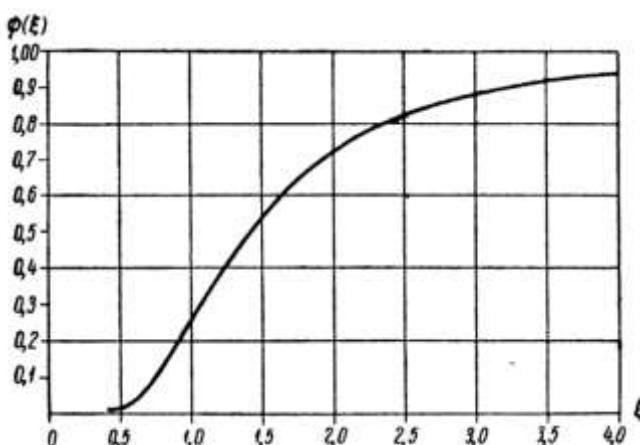
шамасын аламыз. Солай етип, 5000 К температурада спектрдин қызыл ушынан оның сары-жасыл областына өткенде абсолют қара денениң жарқынлығының 1,16 есе үлкейетуғынлығын табамыз.

2-мысал. $T = 5000$ К температурадағы абсолют қара денениң спектринин көзге көрингетуғын бөлімине ($\lambda_1 = 0,40$ мкм, $\lambda_2 = 0,76$ мкм) ұлыўмалық қүйаттың қандай бөліминиң сәйкес келетуғынлығын анықлаңыз.

Буннан алдыңғы мысалдағыдей, $\xi_1 = 0,69$ ҳәм $\xi_2 = 1,31$ шамаларын табамыз. ξ_1 ҳәм ξ_2 шамаларының бул мәнислери бойынша $\psi(\xi)$ функциясы ушын $\psi(\xi_2) = 0,44$ ҳәм $\psi(\xi_1) = 0,07$ шамаларын аламыз. Буннан қүйатлардың қатнасы ушын (12)-аңлатпадан мынаны табамыз:

$$k = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1) = 0,44 - 0,07 = 0,37.$$

k ның табылған мәниси $T = 5000$ К температурадағы абсолют қара денениң спектриндеги көзге көрингетуғын областқа оның нурландыратуғын ұлыўмалық қүйатының 37 процентиниң сәйкес келетуғынлығын аңғартады.



233-сүйрет.

0 ден берилген λ ге шекемги толқын узынлықтары интервалына сәйкес келетуғын абсолют қара денениң нурланыўының салыстырмалы қүйатының иймеклигі.

3-мысал. Температуралы 3000 К дан 5000 К ға шекем көтергенде абсолют қара денениң спектриндеги барлық инфрақызыл областқа ($\lambda \geq 0,76$ mkm) сәйкес келетуғын қүйаттың неше есе өзгеретуғынлығын табыңыз.

$\psi(\xi)$ функциясы $\xi = 0$ шамасынан берилген ξ шамасына шекемги областқа сәйкес келетуғын қүйаттың үлесин береди. Буннан берилген ξ ден $\xi = \infty$ ге шекемги областқа сәйкес келетуғын қүйаттың үлесиниң

$$\psi'(\xi) = 1 - \psi(\xi)$$

шамасы менен аңлатылатуғынлығына көз жеткеремиз.

Вин нызамына сәйкес $T_1 = 3000$ К температурада $\lambda_{max} = 0,962$ мкм. Буннан усындаидемпера турада $\lambda = 0,76 \text{ mkm}$ толқын үзынлығына $\xi_1 = \frac{0,76}{0,962} = 0,79$ шамасының сәйкес келетуғынлығын табамыз. $T_1 = 5000$ К температурада (1-мысалға қараңыз): $\lambda_{max} = 0,577$ мкм, $\xi_2 = 1,31$ шамаларына иие боламыз. Ал, 233-сүйретте көлтирилген мағлыұматтар бойынша ξ_1 менен ξ_2 шамалары ушын мыналарды табамыз:

$$\begin{aligned}\psi'(\xi_1) &= 1 - \psi(\xi_1) = 1 - 0,12 = 0,88; \\ \psi'(\xi_2) &= 1 - \psi(\xi_2) = 1 - 0,44 = 0,56.\end{aligned}$$

Солай етип, $T_1 = 3000$ К температурада инфрақызыл область ушын нурланыұдың улыұмалық қуұтатының 0,33, ал $T_1 = 5000$ К температурада 0,56 бөлими сәйкес келеди екен. Стефан-Больцман нызамы бойынша нурланыұдың улыұмалық қуұтаты T^4 ке пропорционал өзгеретуғын болғанлықтан, инфрақызыл нурланыұдың биз излеп атырған қуұтаты

$$\frac{0,56}{0,88} \cdot \frac{5000^4}{3000^4} \cong 4,9$$

есе өседи екен.

Бул мысалда мынадай жағдай көринип тур: температура 3000 К шамасынан 5000 К шамасына жоқарылағанда нурланыұдың максимумы инфрақызыл областтан ($\lambda = 0,962$ мкм) көзге көринетуғын ($\lambda = 0,962$ мкм) областқа жылжыйтуғынлығына қарамастан барлық инфрақызыл областқа сәйкес келетуғын қуұттрың әдеүір (дерлик бес есе) үлкейетуғынлығын көремиз.

Планк формуласын абсолют қара денениң тек жарқынлығы ушын ғана емес, ал тең салмақлық нурланыұдың тығызлығы ушын да пайдаланыұға болады. Абсолют қара дийўалларға иие ҳәм T температурасындағы жабық ыдысты қараймыз. Тең салмақлық орнағанда ыдыстың ишиндеги кеңислик белгили тығызлыққа ҳәм энергияның жийиликлер бойынша белгили болған тарқалыұына иие нурланыў менен толған болады. Есаплаўлар бундай тең салмақлық нурланыў ушын v ден $v + dv$ интервалына сәйкес келетуғын жақтылық энергиясының тағызлығының мынаған тең екенлигин көрсетеди:

$$u_v = \frac{8\pi h}{c^3} \cdot \frac{v^3}{e^{hv/kT} - 1} dv.$$

Бул формулада T - ишиндеги нурланыў менен тең салмақлықта турған ыдыстың дийўалларының температурасы. Көринип турғанындей, тең салмақлық нурланыұдың энергиясының тығызлығына сәйкес келетуғын иймекликтің абсолют қара денениң энергиялық жарқынлығына сәйкес келетуғын иймеклик пенен бирдей түрге иие болады. Сонықтан усындаидемпера турада нурланыұдың өзин "абсолют қара" деп атайды. Абсолют қара нурланыў ушын энергияның тығызлығы менен оның жийиликлер бойынша тарқалыұы температура T бойынша бир мәнисли анықланатуғын болғанлықтан, T ның өзин нурланыұдың температурасы деп атайды. Нурланыў температурасы түснеги биринши рет 1893-жылы Б.Б.Голицин тәрепинен киргизилди.

Жабық құйыслықтың ишинде абсолют қара нурланыұдың пайда болыуы ушын, оның дийўалларының абсолют қара болыуының зәрүрлигі жоқ. Кирхгоф нызамы бойынша қәлеген дene ушын нур шығарыушылық үқыптығы менен нурды жутыушылық үқыптығының қатнасы абсолют қара дene ушын жазылған тап усындаидемпера турады. Соның ушын жабық құйыслықтың ишиндеги тең салмақлық нурланыұдың құрамы дийўаллардың тәбиятынан ғәрзесиз бирдей болады. Тек ғана барлық жийиликлер ушын жутыў қәбилетлигиниң нолден өзгеше болыуы әхмийетли. Егер ишинде абсолют қара нурланыў бар жабық ыдыста саңлақ пайда етсек, онда саңлақтың ишинде энергия бойынша қандай тарқалыў орын алатуғын болса, усы саңлақ арқалы тап сондай бойынша энергия бойынша тарқалыўға иие дәсте шығады. Тап усындаидемпера турады жабық болған ыдыс абсолют қара денениң модели болып табылатуғынлығын атап айтамыз. Усындаидемпера турады жақтылықтың дәстеси ушын нурланыұдың температурасы түснегин сақлауға болады.

Әлбетте, нурланыў температурасы түснегин тек (13)-формула бойынша тарқалыўға иие ("Планк" тарқалыўна иие) болған дәсте ушын ғана қолланыўға болады. Егер абсолют қара дene тәрепинен шығарылған жақтылық дәстеси энергияның тарқалыўын өзгеретуғын қандай да бир жутыушы зат арқалы өтсе, онда өткен дәстеге температура түснегин қолланыўға болмайды. Тап сол сыйқлы, жақтылық дәстеси қандай да бир қара емес дene тәрепинен тең салмақлық болмаған жағдайда шығарылатуғын болса, онда энергияның тарқалыўы (13)-формула бойынша энергияның

тарқалыўынан басқаша болып шығады ҳәм бүндай дәстеге температура түснегин қолланыўға болмайды.

§ 312. Жақтылықтың дереклери. Ҳәзирги замандағы жақтылықтың тийкарғы дереклери болып қыздырылған қатты денелер хызмет етеди²⁴. Бундай денелер абсолют қара болмағанлықтан ҳәм нурланыў тең салмақлық болмаған жағдайда жүзеге келетуғын болғанлықтан, олар тәрепинен нурландырылатуғын жақтылықтың қурамын анықлау керек болады.

Кирхгоф нызамы бойынша қара емес дene ушын толқын узынлықларының бир бирлик интервалы ушын нурландырыў қәбилетлиги

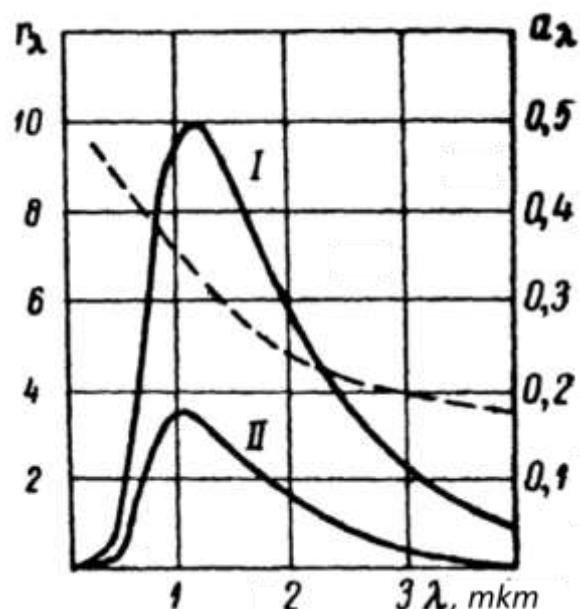
$$r'_\lambda = a_\lambda r_\lambda \quad (1)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бул формулада a_λ арқалы биз қарап атырған денениң жутыў қәбилетлиги, ал r_λ арқалы тап сол температурадағы ҳәм толқын узынлықларының тап сол интервалына тийисли абсолют қара денениң жутыў қәбилетлиги белгиленген.

Барлық қара емес денелер ушын $a_\lambda < 1$ ҳәм соңынан: *барлық қара емес денелердин нурландырыў қәбилетлиги сол температурадағы абсолют қара денениң нурландырыў қәбилетлигинен киши*. Абсолют қара дene берилген температурада мүмкін болған максималлық нурландырыў қәбилетлигиге ийе.

234-сүйрет.

Абсолют қара денениң (I) ҳәм вольфрамның (II) жарқынлықларының тарқалыўларын салыстырыў; пунктир сызық вольфрамның жутыў қәбилетлигин береди.



Егер базы бир дene ушын a_λ ниң мәниси 1 ден киши, Бирақ барлық λ лер ушын турақты болса, онда бүндай денени *сур дene* деп атайды. Тәбиятта қәсийети сур денениң қәсийетине дәл сәйкес келетуғын денелер болмайды, Бирақ толқын узынлықларының шекленген областында денелердин қәсийетлері сур денелердин қәсийетлерине жақын болыўы мүмкін. Ис жүзинде углеводородлардың, мысалы ацетилиннин жалыны "сур" болады. Сур дene ушын нурланыў энергиясының тарқалыўы сол температурадағы абсолют қара денениң спектрindеги тарқалыў менен бирдей, Бирақ беттиң майданының бир бирлигинен нурландырылатуғын қуяту киши болады. Қара де емес, сур да емес барлық

²⁴ Бул китаптың XX әсирде жазылғанлығын нәзерде тұтыу керек. Ҳәзирги үақытлары көшерлерди, өжирелерди, басқа да орынларда жақтыландырыў ушын қыздырыў лампалары пүткиллей қолланылмайды (Аўдарыўшылар).

хақыйқый денелер үшін олардың жұтың қәбилетлиги a_λ толқын ұзынлығынан ҳәм температурадан, соның менен бирге нурлардың поляризация ҳалынан ҳәм түсіү мүйешиниң шамасынан ғәрэзли. Бундай денелердин спектриндеги тарқалыў иймеклиги Планк иймеклигинен айрылады. 234-сүретте I иймеклиги абсолют қара денениң жарқынлығының $T = 2100$ К температурадағы толқын ұзынлықтары бойынша тарқалыў көрсетилген, II иймеклик вольфрамның жарқынлығының тарқалыўын, ал пунктирлик иймеклик - сол сол температурадағы вольфрамның жұтың қәбилетлигін береди. Көринип түрғанындағы, вольфрамның жұтың қәбилетлиги қысқа толқынларда үлкен, ал үзын толқынларда киши. Усы жағдайға сәйкес, вольфрамның жарқынлығы қысқа толқынлар үшін абсолют қара денениң жарқынлығынан аз шамаға айрылады, ал үзын толқынлардағы вольфрамның жарқынлығы менен абсолют қара денениң жарқынлығының арасындағы айырма үлкен. Сонлықтан вольфрамның нурланыўының реңи абсолют қара денениң нурланыўының реңинен өзгеше: вольфрамның нурланыўында сол температурадағы абсолют қара денениң нурланыўына салыстырғанда қызыл рең киширик болады. Ал жарықлыққа келетуғын болсақ, онда вольфрам үшін барлық толқын ұзынлықтарындағы жарықлық абсолют қара денениң жарықлығына салыстырғанда киши.

Барлық толқын ұзынлықтары үшін тәбиятта бар барлық денелерде $a_\lambda < 1$, сонлықтан олардың интеграллық жарқынлығы да абсолют қара денениң интеграллық жарқынлығынан кем. Егер абсолют қара денениң интеграллық жарқынлығы

$$R_e = \sigma T^4$$

Стефан-Больцман нызамы менен берилетуғын болса ($\sigma = 5,71 \cdot 10^{-5} \text{ erg}/(\text{sek} \cdot \text{sm}^2 \cdot \text{grad}^4)$, онда қара емес денелер үшін

$$R'_e = k \sigma T^4$$

аңлатпасын жаза аламыз. Бул теңліктеги k коэффициентиниң мәниси денениң тәбияттынан, оның бетиниң ҳалынан, оның температурасынан ҳ.т.б. ғәрэзли. XI кестеде 1500 К температурадағы бир қатар заттар үшін k коэффициентиниң мәнислері көлтирилген.

XI кестеде көринип түрғанындағы, барлық металлар үшін k коэффициентиниң мәнислері 1 ден әдеүір киши. Үлкен шағылыштырыўшылық қәбилетликке ийе болған, соның салдарынан өзине келип түскен жақтылықтың тек киши бөлімин ғана жутатуғын гүмис үшін k коэффициентиниң мәниси айрықша киши. $T = 1500$ К температурада гүмис бетиниң бир бирлигинен абсолют қара денеге салыстырғанда жақтылықты 25 есе кем шығарады.

k коэффициентлериниң мәнислері беттин ҳалынан күшли ғәрэзли. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, берилген заттың гедир-бұдыр, гүңгірт бетлери олардың полировкаланған беттерине салыстырғанда жақтылықты күшлирек жутады. k ның мәниси температурадан да ғәрэзли. XI кестеде көлтирилген мағлыўматлар бойынша, $T = 1500$ К температурада вольфрам үшін $k = 0,15$; сол вольфрам үшін $T = 3500$ К температурада $k = 0,34$.

Жарқынлықтың жұтың қәбилетлигигинен ғәрэзлигін аңсат демонстрациялауға болады. Егер ақ жылтыратылған фарфордың бетиниң бир бөлімин күие менен қараға бояса ҳәм буннан кейин оны қыздыра басласа, онда күие менен боялған бөлім форфордың қоңсылас ақ орынларына салыстырғанда жақтылықты күшлирек шығара баслайды.

Жоқарыда айтылғанлардың тийкарында жақтылықтың ең утымлы болған температуралық дереги өзиниң қәсийетлери бойынша абсолют қара денениң қәсийетлерине жақын ҳәм 6000 К шамасындағы температураға шекем қыздырылған дene болып табылады. Бундай температурада жарқынлықтың максимумы спектрдин көзге көринетуғын областында жатады ҳәм абсолют қара дene шама менен 84 лм/вт жақтылықты береди.

305-параграфта биз толқын ұзынлығы $\lambda = 0,555 \text{ мкм}$ болған монохромат жақтылықта (көздин сөзгирлигиниң ең жоқары области) 1 вт қа 650 лм ниң сәйкес келетуғындығын көрдик. Егер жақтылық дерегиниң пайдалы тәсир коэффициенті деп оның жақтылық беріушілігінің жақтылық беріушіліктиң максималлық мәнисине қатнасына айтатуғын болсақ, онда $T = 6000 \text{ K}$ температурада абсолют қара денениң

$$\varkappa = \frac{84}{650} = 0,129 \cong 13$$

процент шамасына тең пайдалы тәсир коэффициентіне тең болатуғындығын көремиз.

Буннан жоқарырақ ямаса төменирек температураларда пайдалы тәсир коэффициентинің мәниси киши болады.

XI кесте.

Зат	$T = 3500 \text{ K}$ температурадағы k ның мәниси
Вольфрам	0,15
Платина	0,15
Молибден	0,12
Темир	0,11
Гүмис	0,04
Көмир	0,52
Никелдин оқиси	0,84
Темирдин оқиси	0,89

Қатты денелердин басым көпшилигиниң балқыў температуrasesы 3000 K нен жоқары емес болғанлықтан, жақтылықтың дереклериниң жетисиү мүмкін болған п.т.к. лериниң мәниси 13% тен әдеүир киши болады.

Ең көп тарқалған жақтылықтың техникалық дерегиниң қыздырыў электр лампасы екенлиги белгили. Ол ҳаусы сорап алынған ыдысқа орналастырылған электр тоғының жәрдемінде қыздырылатуғын шаш тәризли металл ямаса көмирден турады. Ис жүзінде пайдаланыўға жарамлы болған бириңи электр лампаларын 1873 -жылы рес ойлап табышысы А.Н.Лодыгин тәрепинен соғылды. Усы жылы А.Н.Лодыгин Петербург қаласында көшелерди қыздырылатуғын электр лампаларының жәрдемінде жақтыландырыў бойынша тәжирийбелер өткерди.

Лодыгинниң бириңи лампаларында тоқтың тәсиринде көмирден соғылған кишкене стержень қыздырылды; кейинирек (1890 -жылы) Лодыгин вольфрамнан, молибденнен хәм басқа да қыыйн балқыитуғын металлардан соғылған сымға ииे болған электр лампаларына патент алды. Ҳәзирги үақытлардағы қыздырыў лампаларында қызығуды жоқарылатыў мақсетинде жиңишке спираль түриндеги вольфрам сымы пайдаланылады. Лампа қызатуғын сымның жанып кетпеўи ҳәм лампаның хызмет етиў дәүириң үзайтыў ушын $\frac{1}{2}$ атм ға шекемги басымдағы инерт газлардин бири (аргон, криpton) менен толтырылады. Қыздырыў лампаларының санлы характеристикалары XII кестеде берилген.

XII кесте

Жақтылықтың дереги	Температуrasesы, K	Жақтылық бергишлигі, лм/вт.	Жарқындығы, сб.	П.т.к., %
Көмирден соғылған қыздырыў лампасы.	2095	2,5	50	0,4

50 ваттлық газ бенен толтырылған вольфрам лампа.	2800	10,0	450	1,6
1000 ваттлық газ бенен толтырылған вольфрам лампа.	3000	20	1000	3,0
Электр доғасы.	4000	25	15000	4,0
Люминесцентлик лампа.	-	40	1,5	6,0
Жоқары басымлы сынап лампасы.	-	60	15000	9,0

Жақтылықтың буннан басқа болған көп пайдаланылатуғын дереги сыйпатында русс алымы В.В.Петров тәрепинен (II том, 190-параграф) ашылған ҳәм П.Н.Яблочков тәрепинен көшени жақтыландырыў ушын пайдаланылған көмир электродларының арасындағы электр доғасы хызмет етеди. Электр доғасында тийкарынан он қөмир электродта пайда болған кратер жақтылық шығарады. Оның температурасы 4000 К ге шекем көтериледи. Кратерден басқа екинши электрод та, электродлардың арасында пайда болған қыздырылған пүйлар да жақтылық шығарады. Шығатуғын жақтылықтың мұғдарын көбейтиў ушын қөмирге ҳәр қыйлы металлардың дузларын да қосады ҳәм бундай жағдайда электродлардың арасындағы жарықлық әдеўир күшеге етеди. Бирақ, қалай деген менен, доғаның жақтылық беріўшилиги 25 лм/вт шамасынан аспайды.

Төменги басымлардағы пүйлардағы электр разрядындағы жақтылықтың шығыўында жоқары п.т.к. алғыуға болады. Бул жағдайда процесс тең салмақтың характеристике ииे болмайды ҳәм жоқарыда гәп етилген термодинамикалық нызамлар орынланбайды. Бул жағдайда алып келинетуғын электр энергиясының дерлик барлығының көзге көринетуғын жақтылықтың энергиясына айланыўы, яғни п.т. коэффициентиниң мәнисиниң 100 процентке жақынласыўы мүмкін. Ис жүзинде натрийдин пүйлары бар лампалардағы п.т.к. ниң мәниси 70 % ке жетеди. Бирақ бул типтеги лампалар күшли боялған, көз ушын пүткіллей жағымсыз болған реңди береди. Қурамы температурасы $T = 5600$ K болған абсолют қара денениң нурландыратуғын жақтылығына жақын болған Құяштың жақтысын биз "ақ жақтылық" деп есаптаймыз. Қыздырыў электр лампалары болса ($T = 3000$ K) сарырақ болған жақтылықты береди, Бирақ бул "сары" жақтылықтың "ақ" жақтылыққа салыстырғандағы айырмасы үлкен емес. Қебирек ямаса азырақ монохромат болған жақтылық дереклері (жоқарыда келтирилген разрядлы лампалар) өзиниң шагаратуғын жақтылығының реңлері бойынша пайдаланыўға болмайды. Усындай лампалардың реңин дүзетиў ушын С.И.Вавилов тәрепинен люминесцияланыўшы затларды пайдаланыў усынылды (361-параграф). Усы принципте ислейтуғын ҳәзирғи заман лампалары төменги басымлардағы аргон менен сынаптың пүйларынан туратуғын разрядлы най түринде соғылады. Сынап пүйлары арқалы электр тоғы өткенде спектрдин ультрафиолет обlastында жататуғын интенсивли спектрлік сызықтарды шығарады. Разрядлы найдың ишки бетине ультрафиолет нурлардың тәсиринде люминесцияға ушырайтуғын порошоктың жуқа қатламы жағылады. Порошоктың қурамы ол беретуғын жақтылықтың қурамы бойынша ақ жақтылыққа сәйкес келетуғындей етеп алынады.

Люминесцентли лампалар әдеттеги қыздырыў лампаларына салыстырғанда шама менен үш есе үлкен п.т.коэффициентине ииे болады. Олардың жарықлығы қыздырыў лампасының спиралының жарықлығынан әдеўир киши болады, Бирақ бул жағдай люминесцентли лампалардың артықмашлығы болып табылады. Мәселе соннан ибарат, жүдә жоқары жарықлыққа иие болған предметлерге қараған жағдайда көзде аўрыў сезими пайда болады. Соңықтан әдетте қыздырыў лампаларындағы спираль жүдә жоқары жарықлыққа иие болғанлықтан, оларды гүнгирт қалпақлардың астына жайластырады. Ал бул қалпақлар олардың пайдалы тәсир коэффициентиниң шамасын

және де кемейтеди. Люминесцентлик лампаларды болса, олардың киши жарықлыққа ийе болғанлығы себепли, қалпақсыз пайдаланады. Люминесцентлик лампалардан алынатуғын улыўмалық жақтылық ағысының шамасын жақтылық шығаратуғын беттиң майданын үлкейтиўдің есабынан үлкейтиүге болады.

Другой тип разрядных ламп — это лампы, в которых электрический разряд происходит через пары ртути при высоком давлении.

Процессы в этом случае приближаются к равновесным, но соответствующим очень высокой температуре. К. п. д. этих ламп высок, но даваемый ими жақтылық обладает зеленоватой окраской, и они отличаются малой продолжительностью жизни и рядом других технических недостатков.

§ 313. Оптикалық пиromетрия. Абсолют қара денениң температурасының жоқарыда қарап өтилген нурланыў нызамларының бириңі тийкарында оның нурланыўының характеристи бойынша анықланыўы мүмкін. Усы нызамларға тийкарланған температуралы анықлаудың усыллары оптикалық пиromетрияның усыллары деп аталады. Абсолют қара денениң нурланыў нызамларының аңлатпаларына температура абсолют шкалада киретуғын болғанлықтан, оптикалық пиromетрия абсолют температураларды анықлауға мүмкіншиликті береди. I томның 44-параграфында биз жыллылық қәсийетленин алдың ала билиў мүмкін болмаған термометрлік денениң жәрдемінде температуралы абсолют шкалада өлшеўдің принципиаллық қыйыншылығын көрсеткен едик. Термодинамиканың екинши басламасына тийкарланған термодинамикалық усыл (I том, 73-параграф), принципиаллық көз-қарастан термометрлік денениң тәбиятынан ғәрзесиз температуралы өлшеўге мүмкіншиликті береди, Бирақ бұл усылды әмелде жүзеге келтириў жұдә қыйын мәселелердинг бири болып табылады. 309-параграфта атап өткенимиздей, абсолют болған қара дене қанша болса да жақсы жақынласыўда температуралы қайтадан көрсете алады. Бұл оптикалық пиromетрияны температуралы абсолют шкалада өлшеўдің әмелий жақтан жарамлы усылына айландырады. Усының менен бирге, оптикалық усылды жұдә жоқары температураларды өлшеў ушын пайдаланыўға болады ҳәм бұл жағдай оның артықмашлығын көрсетеди. Сонықтан ҳәзирги үақытлардағы термометрлік шкалалың жоқары температуралардағы тийкарғы ноқатлары оптикалық усыллардың жәрдемінде анықланған.

Оптикалық пиromетрияның усыллары көп санлы әмелий мәселелерди шешіў ушын да жарамлы. Құнделекли турмыста бақланатуғын объекттің өзинің қәсийетлері бойынша абсолют қара денениң қәсийетине жақын болған жағдайлар жийи ушырасады. Мысалы, лабораториялық ҳәм заводлардағы печлер усындай объектлердин қатарына киреди. Егер печте киши саңлақ пайда етсек, онда ол абсолют қара денеге жақсы жақынласыў болып табылады. Тен салмақтың болмаған шарайтлардағы қара болмаған денелердин температурасын оптикалық усыл менен өлшегендеге олардың қәсийетлерин есапқа алыў зәрүр. Бирақ, егер бул қәсийетлер белгилі болса, онда оптикалық пиromетрия өзинің әпійайылығы менен исенимлиги бойынша жұдә қолайлы усыл болып табылады. Температуралың өлшенийи нурланыў нызамларының қайсысына тийкарланған екенлигине байланыслы, оптикалық пиromетрия усыллары өзине тән өзгешеликтерге ийе болады. Бұл усылларды өз алдына қараймыз.

1. Жарықтың толқын узынлықтары бойынша тарқалыўына тийкарланған усыл. 310-параграфта биз абсолют қара денениң жарықтың толқын узынлықтары бойынша тарқалыўының бирден-бир параметр болған температура менен анықланатуғынлығын көрдик. Сонықтан, иймекликтің түри бойынша T температуралы анықлауға болады. Мысалы, тарқалыўдың максимумы сәйкес келетуғын толқын узынлығы λ_{max} ты анықлау жеткилики. Бундай жағдайда 310-параграфтағы (2а) Вин формуласы бойынша T ушын

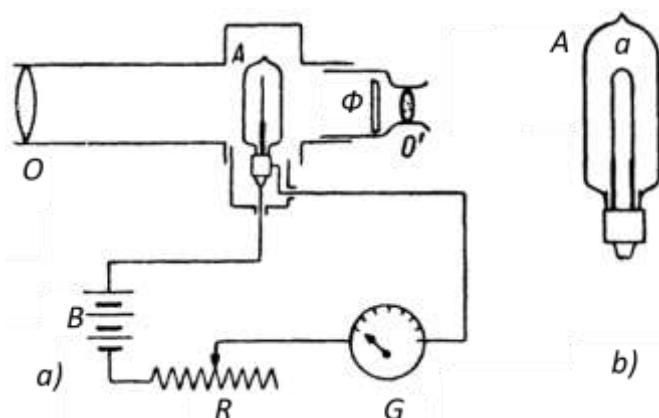
$$T = \frac{2886}{\lambda_{max}} \quad (1)$$

түриндеги аңлатпаға ийе боламыз. Бул аңлатпада λ_{max} ның мәниси микронларда берилүү керек. Мысалы, усы усылдың жәрдеминде Құяштың температурасы анықланады. Жер атмосферасындағы жутылыў ушын дүзетиўлерди есапқа алған жағдайда Құяштың нурланыўының максимумы $\lambda_{max} = 0,47$ мкм шамасына жақын жатады. Буннан, Құяшты абсолют қара дене деп есапладап, оның сыртқы қатламының температурасы ушын $T = 6150$ К шамасына ийе боламыз.

Абсолют қара емес денелер ушын (1)-формула ҳақыйқый T температураның мәнисин бермейди. (1)-формуланың жәрдеминде анықланған усындай денелердин температурасын реңли температура деп атайды.

Егер бақланатуғын дене ушын жарықлықтың толқын ұзынлығы бойынша тарқалыўының иймеклиги Планк иймеклигинен үлкен айырмаға ийе болмаса, онда реңли температура T_r нурланыўының реңи бойынша бақланатуғын денениң нурланыўына жүдә жақын болған абсолют қара денениң температурасын аңғартады. Нур шығарыўында әдеўир селективлик орын алатуғын денелер ушын реңли температура ҳаққындағы түснік өзиниң мәнисин жоғалтады.

2. Жарықлық бойынша анықлау үсылды. Егер b_λ шамасы абсолют өлшемде анықланған болса, онда тек бир λ толқын ұзынлығының сәйкес келетуғын жарықлық бойынша Планк формуласының жәрдеминде T температураны анықлауға болады.



235-сүйрет. Жоғалатуғын сымы бар пиromетр.

Жарықлықты абсолют мәнисин өлшеу дым қыйын болғанлықтан, әдетте бақланатуғын денениң жарқынлығын базы бир белгили болған жарқынлық пенен салыстырыў менен шекленеди. Оның ушын жоғалатуғын сымы бар пиromетр деп аталатуғын әсбапты пайдаланады. Бул әсбаптың схемасы 235-сүйретте көрсетилген. Әсбаптың тийкарғы бөлими болып O объективине хәм O' окулярына ийе болған көриў трубасы хызмет етеди. O объективиниң фокаллық тегислигінде бақланатуғын денениң сүйрети алынады. Биз кейинирек (324-параграфта) сүйреттиң жарықлығының объектитиң жарықлығына пропорционал екенligин көремиз. O объективиниң фокаллық тегислигінде бир текли дийўаллары бар шийше баллон түринде соғылған A электр лампочкасы орналастырылады. Лампочканың қыздырылатуғын сымы a әдетте ярым дөңгелек түринде иймейтилген. O' окулярында изертленетуғын денениң бети менен лампочканың сымы бақланады. Тар спектраллық участка O' окулярының қасында жайластырылған Φ жақтылық фильтринин жәрдеминде ажыратып алынады. Әдетте спектрдин қызыл бөлімнеги $\lambda = 0,66$ мкм болған область ажыратып алынады. Лампочканың сымына B батареясынан кернеў

түсириледи. Тоқтың күшин R реостатының жәрдеминде өзгертип, сымды азлау ямаса көплеү қыздырыуға болады. Егер сымның жарықлығы денениң бетинин сүүретинин жарықлығынан үлкен болса, онда ол сүүреттің фонында жақтылы жолақ түринде ажыралып көринип турады. Егер оның жарықлығы киши болса, онда ол қараңғырақ болып көринеди. Сым менен сүүреттің жарықлықтары бирдей болғанда сымның сүүрети денениң сүүретинин фонында жоғалады. Усындаған жоллар менен әдеүир жоқары дәлліктегі сым менен бақланатуғын денениң бетинин сүүретинин жарықлықтарының тәнлигине ерисиүге болады. Әсбапты абсолют қара дене бойынша градиуровкалауға болады. Оның ушын I накал тоқларының күшлеринин қандай мәнислерине сымның жоғалығының сәйкес келетуғын абсолют қара денениң температураларының мәнислерин табыу керек. Буннан кейин G өлшеу әсбабының сымның жоғалығына сәйкес көрсетиүлери бойынша толқын узынлықтарының берилген интервалындағы абсолют қара денениң қандай b_λ жарықлығына ииे болатуғынлығын ҳәм бақланатуғын денениң жарықлығы b'_λ ты тиккелей табыуға болады. Егер бақланатуғын дене абсолют қара дене болып табылатуғын болса, онда усындаған жоллар менен анықланатуғын температура ҳақыйқый температура болып табылады. Қара емес денелер ушын усындаған усыл менен анықланған температураны жарықлық бойынша анықланған температура деп атайды.

Егер жарықлықтардың қатнасы $k_j = b'_\lambda/b_\lambda$ белгили болса, онда денениң жарықлық температурасы болған T_j шамасынан ҳақыйқый температура T ға өтиүге болады. Абсолют қара денениң жарықлығы оның жарқынлығынан тек $1/\pi$ көбейтишисине ғана айрылады. Сонықтан, нурланыудың максимумына сәйкес келетуғын λ_{max} толқын узынлығынан киши толқын узынлықтары ушын мыналарды жазыуға болады [311-параграфтағы (5)-формула]:

$$b_{\lambda,T_j} = \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T_j}}, \quad b'_{\lambda,T} = k_j \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}. \quad (2)$$

$b'_{\lambda,T} = b_{\lambda,T_j}$ тәнлиги орынланған жағдайда

$$k_j \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} = \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T_j}}$$

тәнлигине ииे боламыз ҳәм буннан

$$k_j = e^{\frac{C_2(1 - \frac{1}{T - T_j})}{\lambda}} \quad (3)$$

формуласына иие боламыз. Бул формуланы логарифмлесек, онда T температура ушын

$$T = \frac{C_2 T_j}{\lambda T_j \ln k_j + C_2} \quad (4)$$

аңлатпасына иие боламыз.

XIII кесте.

Зат	$T = 1500 K$ температурадағы k
Молибден.	0,32
Тантал.	0,44
Темир.	0,36
Көмир.	0,89
Никелдин окиси.	0,85
Темирдин окиси.	0,92

(4)-формуладан, егер берилген дене ушын k_j белгили болса, онда жарықлық бойынша температура T_j ның мәниси бойынша ҳақыйқый температура T анықлауға болатуғынлығы көринип түр. XIII кестеде $\lambda = 0,66$ мкм толқын узынлығына сәйкес келетуғын ҳәм $T = 1500 K$ температурадағы базы бир денелер ушын k_j коэффициентинин мәнислери көлтирилген. Бул k_j коэффициентинин мәнислери XI кестеде көлтирилген денелердин интеграллық

жарқынлықтарының ямаса жарықлықтарының абсолют қара денениң интеграллық жарқынлықтарының (ямаса жарықлығының) қатнасына тең болған k коэффициентиниң мәнисинен азмаз өзгеше екенлиги көринип түр. k_j коэффициентлериниң шамасы үлкен болмаған дәрежеде температурадан ғәрзесі болады.

3. Радиациялық усыл. Бул усыл денениң интеграллық энергиялық жарықлығын өлшеүге тийкарланған. Интеграллық жарықлық $B_e = \frac{1}{\pi} R_e$ теңлигинин жәрдеминде анықланады. Бул теңликтегі R_e - 310-параграфтағы (1) - Стефан-Больцман нызамына бағынатуғын интеграллық энергиялық жарқынлық:

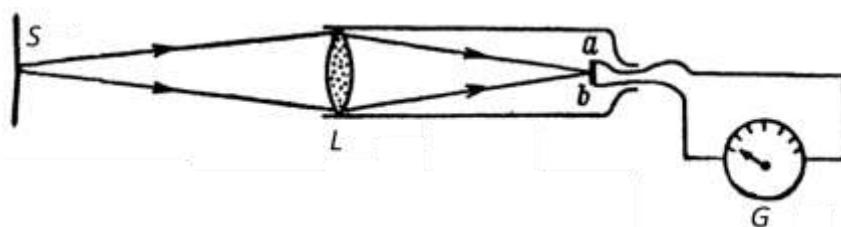
$$B_e = \frac{\sigma}{\pi} T^4. \quad (5)$$

(5)-формуладан денениң температурасы T ны интеграллық жарықлық B_e ны өлшеү арқалы табыуға болатуғынлығы келип шығады.

Жарықлық B_e ни анықлау үшін радиациялық пиromетрлер деп аталатуғын әсбаплар пайдаланылады.

236-сүйретте радиациялық пиromетрдин схемасы берилген: L - линза, ab - термопара, G - термопарада пайда болатуғын тоқтың күшин өлшектүғын гальванометр. Пиromетр қыздырылған денениң S бетине усы беттиң L линза беретуғын сүйретti ab термопарасы турған орында пайда болатуғындай етип жайластырылады. Бизиң көрсетип өткенимиздей, линза тәрепинен берилетуғын сүйретti жарықлығы B_e ниң шамасы деректин жарықлығына пропорционал. Өз гезегинде, термопараның қызығы сүйретti жарықлығы B'_e шамасына пропорционал (сүйретti өлшемлери термопараның өлшемлеринен үлкен болатуғын жағдайда). Ақырғы есапта, гальванометрдин көрсетиүи бақланатуғын абсолют қара денениң жарықлығы болған B_e шамасына пропорционал ҳәм, демек, (5)-аңлатпа бойынша оның абсолют температурасының төрттінши дәрежесине пропорционал. Белгили болған температуралар бойынша пиromетрди градуировкалап, оны буннан кейин қәлеген температуралыңын өлшеү үшін қолланыуға болады.

Егер температурасы өлшенетуғын дene абсолют қара болмаса, онда радиациялық пиromетр оның ҳақыиқый T температурасын бермейди. Бундай жағдайда өлшенген температуралық радиациялық температура T_p деп атайды. Оның шамасы интеграллық жарықлығы бақланатуғын денениң интеграллық жарықлығындай болған абсолют қара денениң температурасына тең.



236-сүйрет. Радиациялық пиromетр.

312-параграфта айтылғанында, қара емес денелер үшін

$$B_e = \frac{k\sigma}{\pi} T^4 \quad (5a)$$

теңлиги орынлы болады. Бул теңликтегі k арқалы ҳәр қылыш денелер үшін мәнислери XI кестеде көлтирилген коэффициент белгиленген. Радиациялық температуралың шамасы

$$B_e = \frac{k\sigma}{\pi} T'_p \quad (6)$$

қатнасының жәрдеминде анықланатуғын болғанлықтан, (5a) ҳәм (6)-формулаларды салыстырыу жолы менен денениң температурасы менен оның радиациялық температурасының арасындағы байланысты табамыз:

$$T = \frac{1}{\sqrt[4]{k}} T_p.$$

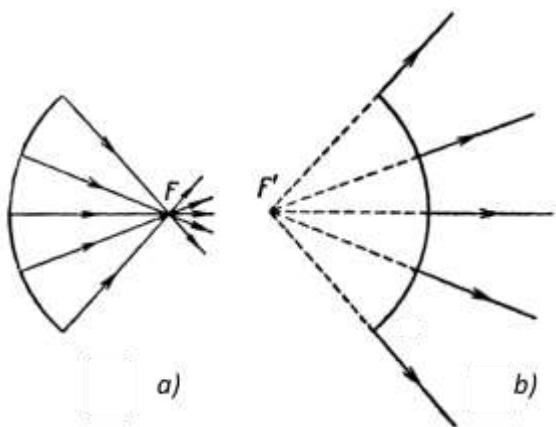
XI кестениң мағлыўматлары бойынша, барлық денелер ушын $k < 1$ болғанлықтан, барлық қара емес денелердин ҳақыйқый температуралары олардың радиациялық температураларынан жоқары болады. Мысалы, темир ушын $k = 0,11$, буннан $\frac{1}{\sqrt[4]{k}} = 1,74$ ҳәм, үсыған сәйкес, $T = 1,74 T_p$, яғни ҳақыйқый температура радиациялық температурадан бир ярым есе жоқары. Радиациялық температура бойынша ҳақыйқый температуралары анықлаудың қыйыншылығы k коэффициентлеринің тұрақлы емес, ал олардың өзлеринің температурадан ғәрэзли екенлиги менен байланыслы.

XXVIII БАП

ӘМЕЛИЙ НУРЛЫҚ ОПТИКА

§ 314. Кирисиү. Көп санлы оптикалық әсбаплардың дүзилиси бир текли орталықтарда түйрү сызықтың қозғалатуғын ҳәм бөлип туратуғын шегарада шағылышатуғын ҳәм сынатуғын жақтылық нурлары көз-қарасларына тийкарланған. Усындан әсбаплардың теориясын қарайтуғын оптиканың бөлимин нурлық ямаса геометриялық оптика атамасына ийе. Нурлық оптика еки нызамды пайдаланады: жақтылықтың шағылышы ҳәм сыныұы нызамы (251-параграф). Биз кейинирек, оптикалық әсбаплардың барлық қәсийетлерин анықлау ушын бул еки нызамның жеткіликсиз екенлигин көремиз. Бириңиден, сүүреттің жарықтылығы менен жақтыландырылғанлығын анықлау ушын фотометрик қатнаслардың есапқа алыныұы керек. Екиншиден, жақтылықтың түйрү сызықты тарқалатуғынлығы ҳаққындағы көз-қараслардың пайдаланылыў шеклерин беретуғын жақтылықтың интерференциясы менен дифракциясы құбылыштарының ийелеген орнын есапқа алыў талап етиледи. Бирақ, бул құбылыштардың үлкен әхмийетке ийе екенлигине қарамастан, оптикалық әсбаплардың бириңи теориясының тек нурлық оптиканың нызамларына тийкарланған болыўы мүмкін.

Нурлық оптиканың принципінде ислейтуғын әсбаплар ҳәр қайлы мақсетлер ушын хызмет ете алады: обьектлерге қарағанда көзді толықтырыў, обьектлердин ҳақыйқый сүүретлерин бериў, жақтыландырылғанлықты өзгертиў ҳ.т.б. Бул жағдайлардың барлығында әсбаплардың ийелеген орны обьектлерден шығатуғын нурлардың тарқалыўын шеклейтуғын денелик мүйешлерди өзгертиўге алып келинеди. Усы жағдайға сәйкес, нурлар дәстесиниң улыўмалық қәсийетлерин қараў әхмийетли мәселелердин бирине айланады.

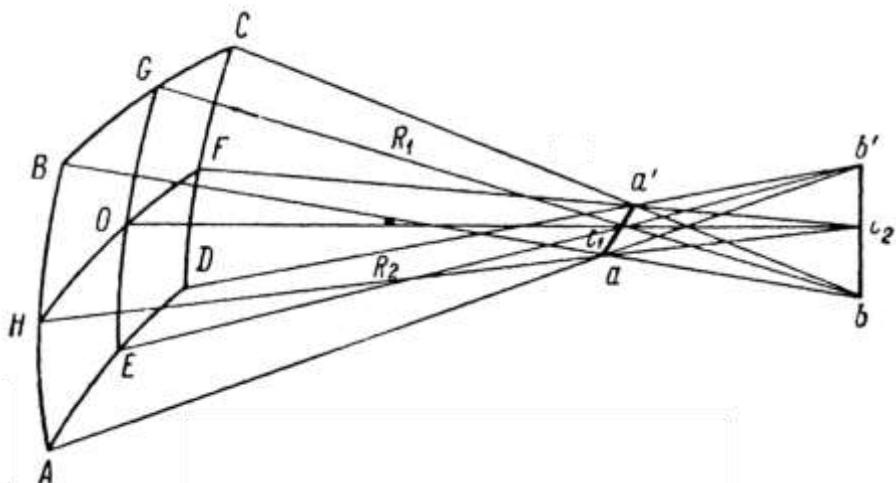


237-сүүрет.
Гомоорайлық дәстелер:
a) жайналатуғын,
b) тарқалатуғын.

Сфералық беттиң участкасына нормаль болған түйрү сызықтар тәрепинен пайда етилген нурлардың дәстесин көз алдымызға келтиримиз. Дәстениң жыйналыўшы болыўы мүмкін (237а сүүрет), онда оның барлық нурлары бир F ноқатында кесилиседи. Соның менен бирге дәстениң тарқалыўшы болыўы да мүмкін (237б сүүрет). Бундай жағдайда бир F' ноқатында олардың дауамы кесилиседи (237б сүүретте пункттир сызықтар менен көрсетилген). F ноқаты (ямаса, сәйкес F' ноқаты) дәстениң фокусы деп аталады. Ноқаттың фокусқа ийе дәстени гомоорайлық дәсте деп атайды. Толқынлық бет нурларға ортогонал болғанлықтан, гомоорайлық нурға сфералық толқынлық бет сәйкес келеди. Гомоорайлық дәстениң дара жағдайы параллель нурлардың дәстеси болып табылады; оған шексизликте жатырған фокус ҳәм тегис толқынлық бет сәйкес келеди.

Буннан былай ABCD бетиниң қәлеген иймеклигин қараймыз (238-сүүрет).

Оның ҳәр қыйлы кесимлери ҳәр қыйлы ийрекликке ийе. Геометриядан минималлық ҳәм максималлық ийрекликке ийе болған қәлеген иймеклик ушын кесимниң бетлериниң бир бирине перпендикуляр екенлиги белгили (I бап, 81-параграфқа қараңыз). Беттиң биз сайлап алған элементтінде О ноқатын белгилеймиз ҳәм усы ноқат арқалы бир бирине перпендикуляр болған EOG ҳәм HOF кесимлерин өткеремиз. Мейли олардың бириңисине ийрекликтиң минималлық радиусы, ал екиншисине ийрекликтиң максималлық радиусы сәйкес келетуғын болсын. E , O ҳәм G ноқатларына түсирилген нормаллар беттен R_1 қашықтығында жайласқан ийрекликтиң ортасы C_1 ноқатында кесилиседи; H , O ҳәм F түсирилген нормаллар беттен R_2 қашықтығында жайласқан ийрекликтиң ортасы C_2 ноқатында кесилиседи. Енди EOG кесимине параллель ҳәм жақын болған AHB ҳәм CFD кесимлерин айырып аламыз. Оларға R_1 шамасына тең ийреклик радиусы сәйкес келеди ҳәм оларға түсирилген нормаллар C_1 ноқаты менен бир туұрыда жайласқан a ҳәм a' ноқатларында кесилиседи. aa' ҳәм bb' туұрылары бир бирине перпендикуляр. $ABCD$ бетине перпендикуляр жүргизилген нурлардың барлығы да aa' ҳәм bb' туұрыларының бириңиң бойында жатырған ноқатта кесилиседи. Нәтийжеде биз мыналарға ийе боламыз: қәлеген иймек беттиң элементине сәйкес келетуғын нурлар бер бирине перпендикуляр болған, еки туұры aa' ҳәм bb' кесиндилеринде кесилиседи. Усындағы нурлардың дәстеси астигматикалық дәсте деп аталады. aa' ҳәм bb' кесиндириели фокаллық сзықтар, ал олардың арасындағы қашықтықты астигматикалық айырма деп атайды. Астигматикалық нурлардың дәстеси ҳеш бир орында ноқатлық фокусты бермейді. Астигматикалық айырма қаншама киши болса, фокаллық сзықтар бир бирине соншама жақын жайласады ҳәм олардың ҳәр бири соншама қысқа болады. Шекте олардың бир ноқатта қосылыуы мүмкін ҳәм бұндай жағдайда астигматикалық дәсте гомоорайлыш дәстеге өтеди.



238-сүүрет. Астигматикалық дәсте.

Әлбетте, ҳәр бир ноқатлық деректен гомоорайлыш дәсте шығады. Оптикалық системаның усындағы объектиң ноқатлық сүүретин бериүи ушын, объекттен шыққан нурлардың бир ноқатта кесилисій керек. Бул оптикалық системаның гомоорайлыш дәстелерди гомоорайлыш етип сақлауды ҳәм усы дәстениң шеклеп туратуғын денелик мүйешлердин шамалары ғана өзгериске ушырасады. Дифракция құбылысының орын алатуғынлығына байланыслы қатаң түрдеги гомоорийлық дәстелер болмайды, Бирақ, егер нурлық оптиканың нызамларын пайдаланыу менен шекленетуғын болсак, онда шағылышқаннан ҳәм сынғаннан кейин гомоорайлыш дәслередиң гомоорайлыш дәстелер

болып қалатуғын жағдайлардың мүмкін екенлегин көриүге болады. Бирақ, биз төменде бундай жағдайлардың жүдә сийрек ушырасатуғынлығын көремиз.

Сонлықтан, оптикалық әсбапларды соққанда әдетте астигматизмнен құтылыўдың сәтинин түспейтуғынлығы ҳәм тек оның шамасын минимумға алып келиў мәселеси ғана қойылады.

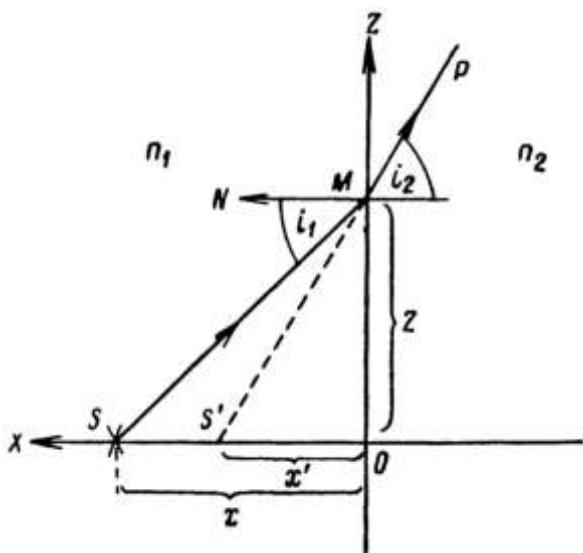
Оптикалық әсбапларда дәстелер тарқалатуғын мүйешлердин шеклерин өзгертиў ҳәр қыйлы опикалық қәсийетлерге ийе болған затларды айырып туратуғын тегис ямаса иймек бетлердеги шығылышыўлар менен сыныўлардың жәрдемінде әмелге асырылады. Принципінде мүйешлердин өзгериўин жақтылық нурларының оптикалық жақтан бир текли емес орталықтардағы тарқалыўының нәтижесінде жүзеге келтириўге болады (283-параграф), Бирақ бир текли болмаған областлардың тарқалыўы берилген затларды соғыў техникалық жақтан жүдә қыйын ҳәм, сонлықтан, бундай ұсыл ұсыл ұқытларға шекем пайдаланылмайды. Сындырышы бетлер сыпатында дерлик тегис ямаса сфералық бетлер қолланылады, себеби басқа формаларға ийе болған бетлерди соғыў жүдә қыйын. Оптикалық әсбапларды соғыў ушын мәлдир материал сыпатында шийше хызмет етеди, Бирақ бундай шийшелер өзлеринің қәсийетлери бойынша жүдә бир текли болыўы керек. Ең ақырында, оптикалық деталлардың бетлері берилген геометриялық бетлерден жақтылықтың толқын узынлығының бир неше бөлімінен үлкен, яғни 10^{-5} см дең әдеўир киши айырмаға ийе болмаўы керек. Булардың барлығы оптотехниканы соғыўды өндирістиң ең қурамалы ҳәм үлкен дәллікти талап ететуғын тарауына айландырады. Усының менен бирге, ҳәзириги ұқытлары оптикалық әсбаплардың әмелій жақтан әхмийети жүдә уллы: лабораториялық техника, дерлик барлық дәл өлшейтуғын техника, өнимлердин сапасын қадағалаудың көп санлы ұсыллары, фотография, қорғаныў техникасының бир қатар бөлімлери оптикалық системаларды қолланыўға тийкарланған.

Россияда әмелій оптиканың раýажланыўының биринши дәўирлери XVIII әсирдин орталары болып табылады. М.В.Ломоносов өзи дүзген проектлер бойынша ҳәр қыйлы әсбапларды (телескоплар, микроскоплар ҳәм теңизде жүзиўшилер пайдаланатуғын оптикалық әсбаплар) соғатуғын оптикалық устахананы шөлкемлестирди. Ол киши жақтыландырыўларда бақлаўларды өткериўге мөлшерленген оригиналлық үлкен жақтылық күшине ийе болған көриў трубасын конструкциялады. Бул трубаны М.В.Ломоносов "түнде көретуғын" труба деп атады. Атақлы рус ойлап табыўшысы И.П.Кулибин Илимлер Академиясының бир қатар экспедициялары ушын өлшеў әсбапларын соқты: геодезиялық трубалар, астролябиялар ҳ.т.б. 1779-жылы ол биринши шағылыштырыўшы проекторды соқты. Оның ушын ол ойыс бетте жайластырылған көп санлы майда айналардан туратуғын үлкен ойыс айнаны соқты. Оның заманласларының айтыўы бойынша бул айна "оның алдына тек бир шамды қойса, жақтылықты сол бир шамның жақтылығына салыстырғанда бес жүз ҳәм оннан да көбірек есе көбейтеди...".

Әмелій оптика Уллы Октябрь революциясынан кейин кең түрде раýажланды. Оғада ҳәр қыйлы болған сорттағы ҳәм жоқары сапалы оптикалық шийшени үлкен масштаблардағы соғыў иске асырылды. Совет оптотехникасы өз алдына жол менен раýажланды, елдің оптикалық аппаратураға болған толық қанаатлардыратуғын оғада көп сандағы жаңа оригиналлық конструкцияларды берди.

§ 315. Тегис беттин қасындағы шағылышыў ҳәм сыныў. Тегис беттеги шағылышыўдың биҙ 251-параграфта талладық. Биз тегис айнаның ноқатлық объекттиң жормал сүүретин беретуғынлығын көрдик. Бул тегис айнадан шағылышқанда гоморайлық дәстениң гоморайлық болып қалатуғынлығын аңғартады. Бундай жағдайда дәстедеги нурлардың тарқалыўының денелик мүйешиниң шағылышқаннан кейин де өзгериссиз қалатуғынлығын ҳәм тек ғана нурлардың тарқалыў бағытларының өзгеретуғынлығын аңғартады. Ал, егер шағылышыў сындырышыў коэффициентлериниң мәнислери ҳәр қыйлы болған еки мәлдир

заттың шегарасындағы сыныұды жағдай өзгеше болады: бундай жағдайда гомоорайлыш нур астигматлық нурға айланады.



239-сүйрет.

Еки орталықтың арасындағы тегис шегарадағы жақтылықтың сыныұы.

Мейли, еки мөлдир бир текли затты айырып түрған тегис бет YOZ тегислигіне сәйкес келетуғын болсын (239-сүйрет; OY көшери сызылма тегислигіне перпендикуляр). Затлардың сындырыў коэффициенттери n_1 ҳәм n_2 арқалы белгилеймиз ҳәм $n_2 < n_1$ теңсизлиги орынланады деп есаптаймыз. Ноқаттық S жақтылық дереги OX көшеринин бойында жатады ҳәм оннан шыққан нур айырып түрған шегараға M ноқатында түседи деп болжаймыз. Түсіү ноқатында MN нормалын түсиремиз ҳәм түсіү және сыныұ мүйешлерин i_1 ҳәм i_2 арқалы белгилеймиз. Сыныұ нызамы бойынша

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (1)$$

теңлигин жаза аламыз. Сынған MP нұрының даўамы OX көшерин S' ноқатында кесип өтеди. S ҳәм S' ноқаттарының координаталары сәйкес x ҳәм x' арқалы, ал M ноқатының координатасын z арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда SMO үш мүйешликтеринен

$$\sin i_1 = \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}, \quad \sin i_2 = \frac{z}{\sqrt{x'^2 + z^2}}$$

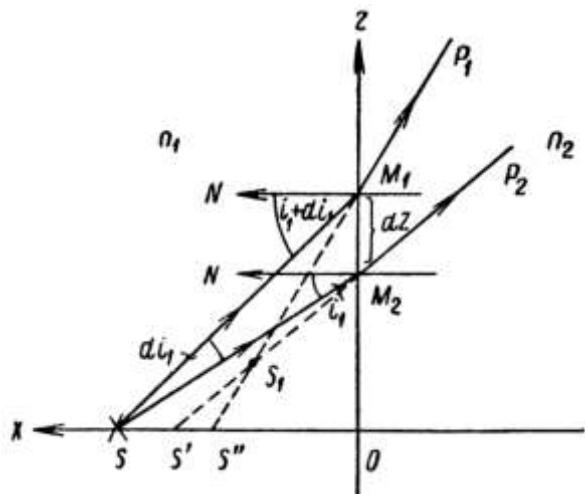
теңликтерине иие боламыз. $\sin i_1$ менен $\sin i_2$ шамаларының бул мәнислерин (1)-теңликтеке қойып ҳәм алынған теңликті x' шамасына қарата шешип,

$$x' = \frac{n_2}{n_1} \sqrt{x^2 + \left(1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}\right) z^2} \quad (2)$$

формуласына иие боламыз. (2)-формуладан S дерегинин берилген орнында (x шамасы берилген) S' ноқатының ийелеген орнының сыныұ ноқаты M нин қайсы орында түрғанлығынан ғәрэзли, яғни SM нұрының бағытынан ғәрэзли екенлеги келип шығады. Бир заттан екинши затқа өткенде ҳәр қыйлы нурлар ҳәр қыйлы болып сынады ҳәм олардың даўамлары OX көшерин ҳәр қыйлы орынларда кеседи. Түсіү мүйешлері шексиз киши di_1 мүйешке айрылатуғын еки SM_1 ҳәм SM_2 нурларын қараймыз (240-сүйрет). Сынғаннан кейин олар M_1P_1 ҳәм M_2P_2 нурларын пайдада өтеди, олардың даўамлары OX көшерин сәйкес S'' ҳәм S' ноқаттарында кесип өтеди; бул еки нур бир бири менен S_1 ноқатында кесилиседи. S ноқаттық дерегинен шығатуғын және SM_1 ҳәм SM_2 нурларының арасындағы барлық нурлар даўамлары S_1 ноқатында кесилисетуғын ҳәм OX көшерин S'' ҳәм S' ноқаттарының арасында кесип өтетуғын нурларды береди. Әлбетте, S ноқаттық дерегинен шығатуғын ҳәм SM_1 ҳәм SM_2 нурларының арасында жататуғын барлық басқа нурлар сынғаннан кейин даўамлары S_1 ноқатында кесилисетуғын ҳәм OX көшерин S'' ҳәм S'

ноқатларының арасында кесип өтетуғын нурларды береди. S ноқатлық дерегинен шексиз киши болған $d\omega_1$ денелик мүйешинин шеклеринде шығатуғын нурлардың көнислигік дәстесин айрып алыў ушын 240-сүретті OX көшериниң дөгерегинде $d\varphi$ мүйешине бурамыз. Бундай жағдайда биз $d\omega_1$ шамасына тең нурлардың тар болған гомоорайлық дәстесин аламыз. Сынғаннан кейин бул дәсте басқа $d\omega_2$ дәстесине айланады ҳәм оның XOZ тегислиги менен кесими M_1P_1 ҳәм M_2P_2 сзықтары менен анықланады. $d\omega_2$ дәстесиниң барлық нурларының дауамлары OX көшерин $S'S''$ кесиндисиниң шеклеринде кесип өтеди. Буннан сынған $d\omega_2$ дәстесиниң астигматикалық дәсте болып табылатуғынлығын ҳәм $S'S''$ сзығының оның фокаллық сзықтарының бири екенлигі келип шығады. Екинши фокаллық сзықты табыў ушын XOZ тегислигінде жататуғын сынған нурлардың дауамының S_1 ноқатында кесилесетуғынлығын аңғарамыз. Сүретті OX көшериниң дөгерегинде $d\varphi$ мүйешине бурғанда ноқат үлкен болмаған доғанды сымады. $d\varphi$ мүйеши жұдә киши болғанда бул доғанды сүрет тегислигіне перпендикуляр болған туұрының кесиндиси деп есаплаўға болады. $d\omega_2$ дәстесине тийисли болған барлық нурлардың дауамы бул кесиндиси кесип өтеди. Солай етип, XOZ тегислигіне перпендикуляр болған барлық нурлардың дауамының оның фокаллық сзығы болып табылады. Сүрет тегислигінде жататуғын фокаллық сзық сагитталлық, ал сүрет тегислигіне перпендикуляр болған фокаллық сзық меридионаллық деп аталады.

240-сүрет.
Айрып туратуғын тегис шегара дағы
сынғандағы дәстениң астигматизмі.



Түсій мүйешиниң өзгериүи менен фокаллық сзықтардың екеүинин де орынлары өзгереди. 241-сүретте ноқатлардың геометриялық орны S_1 пунктір сзық пенен көрсетілген. Бул сзықты *каустикалық* деп атайды. Сагитталлық фокаллық сзықтар OX көшериниң бойында S' ноқатынан басланады ҳәм O ноқатында тамам болады. Жақтылық шығарып турған S ноқатынан шығатуғын ҳәм айрып турған шегараға нормаль бағытта келип түсетеуғын шексиз тар дәсте ($i_1 = 0$) ушын фокаллық сзықтардың екеүи де бир S' ноқатында қосылады; бундай жағдайда сынған нур гомоорайлық болып қала береди. S' ноқатының координатасы x' ты (2)-формудада $z = 0$ деп есаплаў жолы менен анықтаймыз:

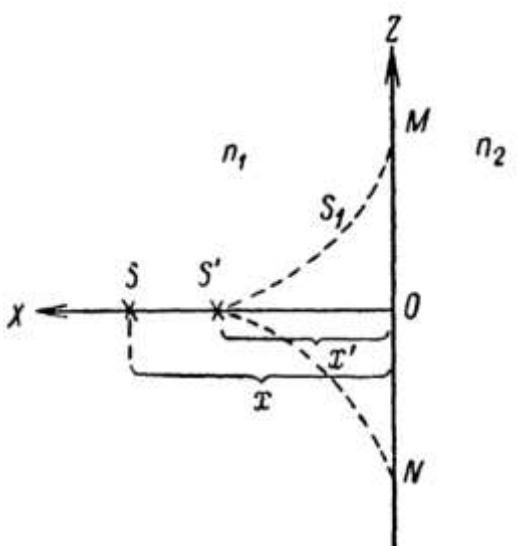
$$x' = \frac{n_2}{n_1} x. \quad (2)$$

Түсій мүйешиниң мәнисиниң өзгериүи менен шексиз тар дәстелердин меридионаллық фокаллық сзығы i_1 мүйешиниң белгисине байланыслы каустиканың $S'M$ ямаса $S'N$ шақаларының бириниң бойын менен жылдысады. Бундай жағдайда сагитталлық фокаллық сзық O ноқатынан OX көшериниң бағытында қозғалады. M ҳәм O (ямаса N ҳәм O) ноқатларына сәйкес келетуғын фокаллық сзықтардың шеклик орынлары түсій мүйешиниң мәниси үсі шеклик мәнистен баслап толық ишки шағылысың жүзеге келетуғын шартке сәйкес келеди.

Жоқарыда айтылғанлардан, айырып түрған шегараға дәсте қаншама қыя түсетеуғын болса, онда сынған нурдың астигматизми соншама үлкен болатуғынлығы келип шығады.

Егер, мысалы, сүйдің астында түрған предметлерди сүйдің бетине түсирилген нормалға жақын бағытта қарайтуғын болсақ, онда сүйрет өзиниң анықлығын сақлады, себеби бул жағдайда астигматизм киши болады; қыя мүйешлер менен қарағанда астигматизмниң себебинен сүйреттиң анықлығы бұзылады.

§ 316. Бир сфералық беттеги сынның. Мейли, сындырыў коэффициентлери n ҳәм n' болған еки бир текли мәлдир зат иймеклик радиусы r болған сфералық бет пенен айрылған болсын.



241-сүйрет.
Каустика.

Биз жақтылықтың ноқатлық дереги P ҳәм беттин иймеклик орайы C арқалы өтетуғын бас оптикалық көшер деп аталатуғын көшерди жүргиземиз (242-сүйрет). Белгилердин төмендегидей қағыйдасынан пайдаланамыз: узынлықтарды сындырыўшы O бетинен баслап белгилеймиз ҳәм егер жақтылықтың тарқалыў бағыты менен бағытлас болса, оны он деп есаплаймыз; мүйешлерди бас оптикалық көшердин бағытынан баслап есаплаймыз (ямаса сфералық бетке түсирилген нормалдан баслап) ҳәм егер saat стрелкасының қозғалыў бағытында анықланған болса оны он белгиге ийе деп есаплаймыз. Сызылмаларда барлық үақытта узынлықтар менен мүйешлердин он мәнислерин белгилеймиз. Мысалы, егер s ҳәриби менен белгиленген базы бир узынлық терис болса, онда сызылмадағы сәйкес кесиндинин қасына $-s$ белгисин қоямыз ҳ.т.б. P ноқатлық деректен шығатуғын нурлардың бағытын бас оптикалық көшер PC менен жасайтуғын мүйеш пенен анықлаймыз. Оптикалық көшер менен тек киши мүйешлерди жасайтуғын нурларды ғана қараймыз, олар ушын синуслар менен тангенслер мүйешлердин мәнисине тең, ал косинуслар болса бирге тең болыуы керек. Бундай нурларды параксиаллық нурлар деп атайды.

P объективинен шығатуғын, затлардың арасындағы шегараға M ноқатында түсетеуғын ҳәм сынғаннан кейин бас оптикалық көшерди P' ноқатында кесип өтетуғын нурды қараймыз. Жоқарыда келтирилген белгилер қағыйдасын есапқа алғанда мүйеш ҳәм 242-сүйретте стрелка менен көрсетилген бағыт терис. $-i$ шамасы он болады. Түсиў ҳәм сынның мүйешлери i менен i' лер де терис. $-i$ менен $-i'$ шамалары он. Сыныў нызамы бойынша

$$n \sin(-i) = n' \sin(-i').$$

Биз қарап атырған нурды параксиаллық деп есаплад, синусларды мүйешлердин өзлери менен алмастырамыз ҳәм бундай жағдайда

$$n(-i) = n'(-i') \quad (1)$$

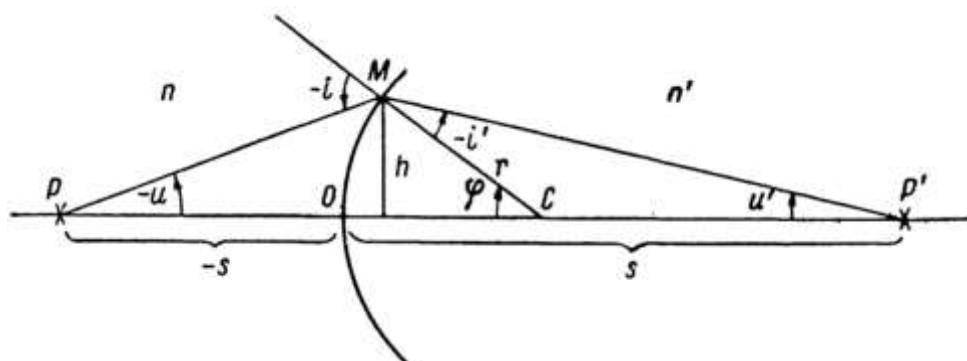
теңлигине ийе боламыз.

PMS үш мүйешлигинен $-i = \varphi - u$ теңлигине ҳәм CMP' үш мүйешлигинен $-i' = \varphi - u'$ теңликлерине ийе боламыз. Бул теңликлерде $-u$ менен u' арқалы PM ҳәм MP' нурлары менен бас оптикалық көшердин әрасындағы оң мүйешлер, ал φ болса сол көшер менен CM радиусының әрасындағы оң мүйеш болып табылады.

$-i$ мүйеси менен $-i'$ мүйешиниң бул мәнислери (1)-теңликке қойып

$$n(\varphi - u) = n'(\varphi - u') \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.



242-сүйрет. Жақтылықтың бир сфералық беттеги сынығы.

$-s$ ҳәм s' арқалы сәйкес сындырышы беттиң тәбесинен P ҳәм P' ноқатларына шекемги қашықлықты ҳәм h арқалы M ноқатынан PC көшерине түсирилген перпендикулярдың ұзынлығын белгилеп, биз қарап атырған жууықлау ушын

$$-u = \frac{h}{-s}, \quad u' = \frac{h}{s'}$$

теңликлерине ийе боламыз. Тап сол сыйқылыш мүйеси ушын

$$\varphi = \frac{h}{r}$$

қатнасын аламыз.

Бул $-u$, u' ҳәм φ шамаларын (2)-теңликке қойып,

$$n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s}\right) = n'\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s'}\right) \quad (3)$$

ямаса

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r} \quad (4)$$

теңликлерине ийе боламыз.

(4)-теңликтин оң тәрепинде түрған шама тек биз қарап атырған затлардың сындырыш коэффициентлеринен ҳәм оларды бөлип түрған шегараның иймеклик радиусынан ғәрезли. Демек, берилген затлар ҳәм берилген бет ушын бул шама түрақты; оны сындырышы беттиң оптикалық күши деп атайды ҳәм Φ ҳәрипиниң жәрдемінде белгilenеди:

$$\Phi = \frac{n' - n}{r}. \quad (5)$$

(4)-аңлатпаға оптикалық күшти киргизип,

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \Phi \quad (5a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

P объективинң белгили болған орнында (s кесиндиши берилген болса) (4a) формуладан u мүйешиниң мәнисинен ғәрезсиз s' кесиндишиниң белгили болған мәниси алынады. Бул ноқатлық P объективин киши u мүйешлерде шығатуғын барлық нурлардың сынығыдан

кейин бир P' ноқатында кесилисетуғынлығын аңғартады. Биз қабыл еткен жүйе қлауарда параксиаллық нурлар ушын гомоорайлыш дәсте сфералық бетте сынғаннан кейин гомоорайлыш болып қала береди; P' ноқатлық обьекттиң ноқатлық сүүрети болып табылады.

Жоқарыда келтирилген таллаулардан жақтылықтың дерегин P' ноқатына жайластырсақ, онда P ноқатының оның сүүретине айланатуғынлығы келип шығады. Егер еки P ҳәм P' ноқатларының бири обьект болатуғын, ал екиншиси оның сүүрети болатуғын болса, онда оларды *түйинлес* ноқатлар деп атайды.

Бас оптикалық көшер менен үлкен *и мүйешлерин* жасайтуғын нурлар сфералық бетте сынғаннан кейин бир P ноқатында кесилиспейди, сынғаннан кейин дәсте гомоорайлыш болыудан қалады ҳәм ноқатлық обьект ноқатлық сүүретти бермейди.

Хәзирше параксиаллық нурларды қарау менен шекленип, сфералық бетте сынғаннан кейин параллель нурлар дәстесиниң қайсы орында жыйналатуғынлығын табамыз. Оның ушын $-s = \infty$ теңлиги орынланады деп болжаймыз. Бундай жағдайда (4)-формула бойынша:

$$s' = \frac{n'}{n' - n} r \quad (6)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Сфералық бетке параллель дәсте түринде түсетеуғын нурлардың сынғаннан кейин кесилисетуғын орны *сындырышы беттиң екинши бас фокусы* F' деп аталаады. Ал, сындырышы беттиң төбеси O менен екинши бас фокусқа шекемги қашықлықты *екинши бас фокуслық қашықлық* f' деп атайды. (6) бойынша f' бойынша мынадай мәнисти алаамыз:

$$f' = \frac{n'}{n' - n} r. \quad (7)$$

Сындырышы беттиң *бириңиши сындырышы фокусы* F деп мынадай шәртти қанаатландыратуғын ноқатқа айтамыз: бул ноқатқа жақтылықтың P ноқатлық дерегин жайластырғанда сынғаннан кейин параллель нурлардың дәстесиниң алынышы керек. Сындырышы беттиң төбеси O ноқатынан бириңиши бас фокусқа шекемги қашықлық *бириңиши бас фокуслық қашықлық* f деп аталаады. f ти анықлыү ушын (4)-формудағы $s' = \infty$ мәнисин қойсак, онда

$$f = -\frac{n}{n' - n} r \quad (8)$$

формуласына ийе боламыз.

(7)- ҳәм (8)-формулаларды салыстырыў жолы менен бириңиши ҳәм екинши бас фокуслық қашықлықтардың арасындағы қатнасты табамыз:

$$\frac{f'}{f} = -\frac{n'}{n}. \quad (9)$$

(9)-формуладан бас фокуслық қашықлықтардың фокуслар жатқан затлардың сындырыш коэффициентлерине пропорционал екенлегин көрсетеди. (9)-теңликтиң оң тәрепиндеги минус белгиси бас фокуслық қашықлықтардың ҳәр қыйлы белгилерге ийе болатуғынлығын көрсетеди, яғни бириңиши ҳәм екинши бас фокуслар сындырышы беттиң ҳәр қыйлы тәреплеринде жайласқан.

(4a) формулаға бас фокуслық қашықлықтарды киргиземиз. Оның ушын бул формууланың оң ҳәм шеп бөліммерин $\frac{n'-n}{n}$ шамасына бөлемиз

$$\frac{1}{s'} \cdot \frac{n'}{n' - n} r - \frac{1}{s} \cdot \frac{n}{n' - n} r = 1$$

ямаса (7)- ҳәм (8)-қатнаслардың тийкарында

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1 \quad (46)$$

аңлатпасын аламыз.

(46) формулағы басқа да түр бериүге болады. Оның ушын P ҳәм P' нокатларының орнын анықлау үшын кесиндилерди сындырышы беттиң O төбесинен емес, ал сәйкес биринши ҳәм екинши бас фокуслар F ҳәм F' лерден өткериүимиз керек. Бул кесиндилерди x ҳәм x' арқалы белгилеймиз (243-сүүрет). Бундай жағдайда

$$-s = -f - x; s' = f' + x'$$

теңликлерине ийе боламыз. s пенен s' тың мәнислерин (46) ға қойып,

$$\frac{f'}{f' + x'} + \frac{f}{f + x} = 1$$

ямаса

$$f'(f + x) + f(f' + x') = (f' + x')(f + x)$$

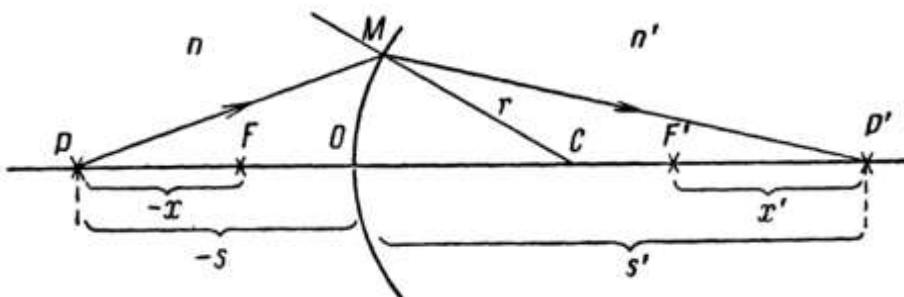
теңликлерин аламыз.

Қаўсырмаларды ашып ҳәм уқсас ағзаларды қысқартып, биз мынадай аңлатпаға келемиз:

$$xx' = ff'. \quad (4c)$$

Усындау симметриялы түрдеги бул формуланы Ньютон формуласы деп атайды.

(4)-, (4a)-, (4b) ҳәм (4c) формулалары бир бирине толық эквивалент: олардың ҳәр бири ноқаттық объекттин түрған орны бойынша оның сүүретин табыуға мүмкіншилик береди.



243-сүүрет. Бас фокуслардан баслап түсирилген x ҳәм x' кесиндилериниң жәрдеминде объекттин орны P менен оның сүүретиниң орны P' ты табыу.

Ең ақырында бас фокуслық қашықлықтар f ҳәм f' пенен сындырышы беттиң оптикалық күши Φ тиң арасындағы қатнасты табамыз.

(5)-, (7)- ҳәм (8)-формулаларды салыстырып,

$$\Phi = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} \quad (10)$$

формуласына ийе боламыз.

Бир сфералық сындырышы бет ушын алынған нәтийжелерди сфералық айна ушын улыұмаластырыуға болады. Мейли, i - түсиў мүйеши, ал i' - шағылышыў мүйеши болсын. Биз киргизген белгилер қағыйдасын есапқа алғанда шағылышыў нызамы мынадай түрге енеди:

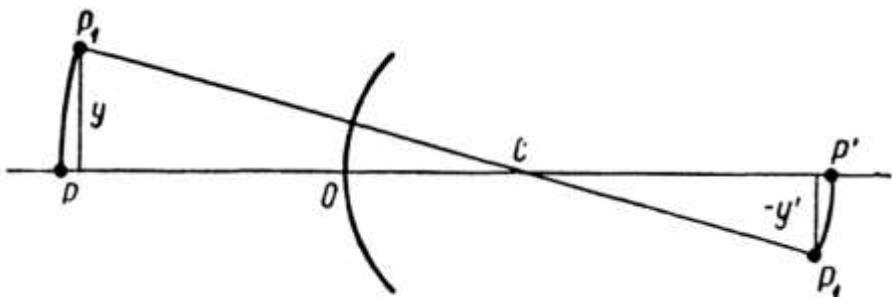
$$i = -i'.$$

Егер сындырышы коэффициенти n' ты $-n$ ге тең етип алса, онда бул нызам (1)-сыныұ нызамынан формаллық түрде алынады. Буннан бир сындырышы бет ушын алынған формулалар да, егер оларда $n' = -n$ теңлиги орынланады деп болжаса, онда сфералық айналар ушын жазылған формулаларға өтетуғынлығын көриүге болады. Мысалы, (4)-формуладан мынаны аламыз:

$$\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{2}{r}.$$

Бул теңлик объекттиң түрған орны бойынша сфералық айна тәрепинен берилетуғын сүүреттиң орнын анықлауда мүмкіншиликті береди.

§ 317. Бир сындырышы бет тәрепинен берилетуғын үлкейтиү. Усы үақытқа шекем биз ноқатлық объекттиң ҳәм усы ноқатлық объекттиң сфералық сындырышы бет тәрепинен берилетуғын ноқатлық сүүретин қарадық. Енди оптикалық көшерге перпендикуляр болған туұрының кесиндисинин сүүретинин қандай болатуғының қараймыз. Оның ушын 214-сүүретке итибар беремиз. Бул сүүретте P - ноқатлық объект ҳәм P' оның сүүрети. PC көшерин сындырышы беттің иймеклик орайы C ның дөгерегінде киши мүйешкө бурамыз. Бундай жағдайда P ноқаты P_1 аүхалына, ал оның сүүрети P'_1 аүхалына өтеди. PP_1 доғасының барлық ноқатлары $P'P'_1$ доғасының сәйкес ноқатлары менен сүүретленеди. Егер PP_1 ҳәм $P'P'_1$ доғалары киши болса, онда биз оларды POP' көшерине перпендикуляр болған туұры сзыбылғы у кесиндилери менен алмастыра аламыз. Нәтийжеде биз оптикалық көшерге перпендикуляр болған киши у кесиндисинин сүүретинин оптикалық көшерге перпендикуляр болған y' кесиндиси болып табылатуғының көремиз. Буннан, оптикалық көшерге перпендикуляр болған тегис ΔS бетинин сүүретинин де оптикалық көшерге перпендикуляр $\Delta S'$ тегис бети болатуғының келип шығады. Бул жүймақ киши болған ΔS майданлары ушын дұрыс. Егер ΔS майданының өлшемлери үлкен болса, онда оның сүүретин тегисі деп есаплауда болмайды: сүүрет белгилі формаға ийе майыстырылған беттің бир бөлімі болып табылады.



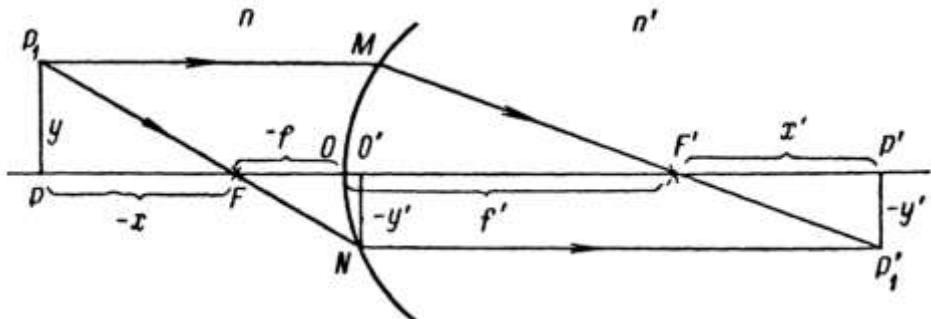
244-сүүрет. PP_1 доғасында жататуғын ноқатлар $P'P'_1$ доғасында жататуғын ноқатлар менен сүүретленеди.

Сүүреттің ҳәр бир ноқаты объекттиң түйинлес ноқатынан шығатуғын барлық нурлардың кесилисіү орны болып табылады. Бул орынды табыў ушын қәлелеген еки нурдың кесилисійн табыў жеткиликли. Мысал ретинде оптикалық көшерге перпендикуляр болған PP_1 кесиндиси түріндегі объекттиң қараймыз (245-сүүрет). P_1 ноқатының сүүретин табыў ушын сфералық бетте сынғаннан кейингі бағытлары бизге белгилі болған тәмендегидей еки нурдан пайдаланамыз: 1) оптикалық көшерге параллель болған P_1M нурды; сынғаннан кейин ол екинши бас фокус F' арқалы өтеди; биринши бас фокус арқалы өтетуғын P_1FN нурын; бул нур сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель өтеди. Бул еки нурдың кесилисіү ноқатын P'_1 арқалы белгилесек, онда ол P_1 ноқатының сүүретин береди. PP_1 кесиндисинин сүүрети оптикалық көшерге перпендикуляр болған P'_1P' кесиндиси болып табылады.

Объекттиң узынлығын y , ал оның сүүретинин узынлығын y' арқалы белгилейик. Сүүреттің сзыбылғы өлшемлеринин объекттиң сзыбылғы өлшемлеринин қатнасын сзыбылғы үлкейтиү β деп атайды:

$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (1)$$

Егер оптикалық көшерге перпендикуляр болған кесинди жоқарыға қарай бағытланған болса он, ал тәменге қарай бағытланған болса терис дән есаплауға келисемиз. 245-сүйретте келтирилген жағдай ушын объекттиң узынлығы он, ал сүйреттиң узынлығы терис. N ноқатынан оптикалық көшерге перпендикуляр түсиремиз; бул перпендикулярдың узынлығы болған NO' шамасы $-y'$ шамасына тең.



245-сүйрет. Сүйретти құрыў.

PP_1F ҳәм $NO'F$ үш мүйешликлеринен мынаған ииे боламыз:

$$\frac{-y'}{y} = \frac{-f}{-x}.$$

Буннан сызықлы үлкейтиү үшын

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{x} \quad (2)$$

аңлатпасына иие боламыз. 316-параграфтағы (4c) $xx' = ff'$ түриндеги Ньютон формуласын пайдаланып $\frac{f}{x} = \frac{x'}{f'}$ теңлигине иие боламыз. Буннан кейин (2)-аңлатпаға мынадай түр беріуге болады:

$$\beta = -\frac{x'}{f'} \quad (2a)$$

Сызықлы үлкейтиү β үшын жазылған аңлатпаны және де бир неше түрге келтириүге болады. P_1O ҳәм OP'_1 нурларын жүргиземиз, бул белгилеўлерде O арқалы сындырышы беттиң тәбеси белгиленген. Оптикалық көшер сындырышы бетке нормаль болғанлықтан, $\angle P_1OP$ түсиү мүйеши i , ал $\angle P'_1OP$ сынныү мүйеши i' болып табылады. 246-сүйреттен мынаған иие боламыз

$$y = -s \cdot i, \quad -y' = s' \cdot i'.$$

Буннан

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{s'}{s} \cdot \frac{i'}{i}$$

аңлатпасын аламыз. Биз қарап атырған жақынласыуда сынныү нызамынан $ni = n'i'$ ямаса

$$\frac{i'}{i} = \frac{n}{n'}$$

теңлигине иие боламыз.

$\frac{i'}{i}$ қатнасының бул мәнисин β үшын жазылған аңлатпаға қойып,

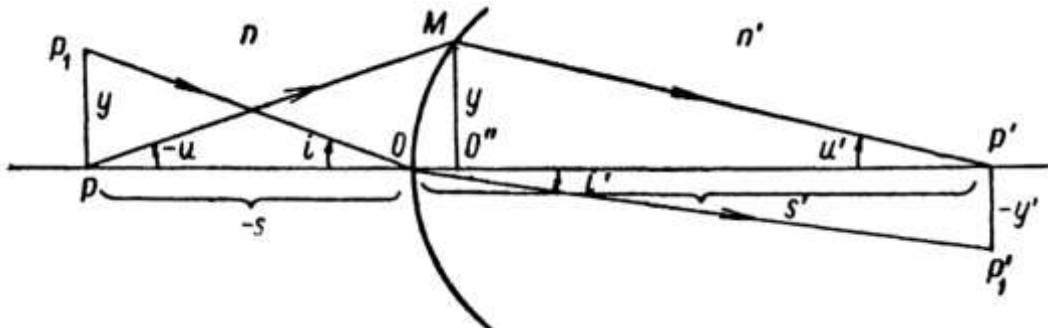
$$\beta = \frac{n}{n'} \cdot \frac{s'}{s} \quad (3)$$

аңлатпасының орынлы екенлигине көз жеткеремиз.

Буннан кейин PM ҳәм MP' нурларын жүргиземиз ҳәм M ноқатынан оптикалық көшерге MO'' перпендикулярын жүргиземиз. Бундай жағдайда $MO'' = y$ ҳәм PMO'' ҳәм $P'MO''$ үш мүйешликлеринен

$$\frac{-u}{u'} = \frac{O''P'}{O''P}$$

теңлигине ийе боламыз.



246-сүрет. Сүретті құрыў.

Бирақ, жуұық түрде $O''P = -s$ ҳәм $O''P' = s'$. Бүннан

$$\frac{s'}{s} = \frac{u}{u'}$$

теңлигинин орынлы екенлеги келип шығады.

s'/s тиң бул мәнисин (3) ке қойып, сзыықты үлкейтиў ушын және бир аңлатпаға ийе боламыз:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{u}{u'}. \quad (3a)$$

(3a) қатнастан

$$y'n'u' = upi \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз. upi көбеймеси Лагранж-Гельмгольц инварианты деп аталады.

$-u$ мүйеши у обьекти $-s$ қашықлығынан көринетуғын мүйеш, ал u' мүйеши болса сол обьект s' қашықлықтан көринетуғын мүйеш болып табылады. Мүйешлик үлкейтиў γ деп

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u} \quad (5)$$

шамасына айтамыз. Биз қабыл еткен жуұықлауда тангенслерди мүйешлер менен алмастырыўға болады ҳәм бундай жағдайда

$$\gamma = \frac{u'}{u} \quad (5a)$$

теңлигине ийе боламыз.

Сзыықты ҳәм мүйешлик үлкейтиўлердин арасындағы байланысты табамыз. (3a) ҳәм (5a) формулаларынан мынаған ийе боламыз:

$$\beta = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\gamma}. \quad (6)$$

Затлардың берилген жубы ушын n/n' қатнасы турақты болғанлықтан, сзыықты үлкейтиў мүйешлик үлкейтиўге кери пропорционал.

Бойлық үлкейтиў деп аталауғын үлкейтиўди де қараймыз. Мейли, обьект оптикалық көшерди бойлап dx кесиндисине жылжыйтуды болсын. Бундай жағдайда сүрет базы бир dx' кесиндисине жылжыйды. Бойлық үлкейтиў α деп мынадай шамаға айтады:

$$\alpha = \frac{dx'}{dx}. \quad (7)$$

316-параграфтағы (4c) Ньютон формуласы бойынша

$$xx' = ff'.$$

Бул формуланы дифференциаллаў мынаны береди:

$$xdx' + x'dx = 0.$$

Усының нәтийжесинде бойлық үлкейтий ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\alpha = \frac{dx'}{dx} = -\frac{x'}{x}. \quad (8)$$

Үш үлкейтийдің арасындағы байланысты табамыз: сзықты β , мүйешлик γ ҳәм бойлық α . Оның ушын

$$\beta^2 = \frac{x'}{x} \cdot \frac{f}{f'}$$

теңлиги орынлы болатуғын (2)-хәм (2а) қатнасларынан пайдаланамыз. Бирақ 316-параграфтағы (9)-формула бойынша $\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}$. Буннан

$$\beta^2 = -\frac{x'}{x} \cdot \frac{n}{n'} \quad (9)$$

теңлиги алынады.

(8)-хәм (9)-аңлатпалардан

$$\alpha = \frac{n'}{n} \beta^2$$

аңлатпасы келип шығады. Ең ақырында, (6)-теңлик бойынша $\frac{n'}{n} \beta = \frac{1}{\gamma}$ теңлигинин орынлы екенлегин аңғарамыз. Бул биз излеп атырған α , β ҳәм γ арасындағы байланысты береди:

$$\alpha = \frac{\beta}{\gamma}.$$

§ 318. Жұқа линзалар. Оптикалық линза деп бир текли мөлдир заттан соғылған ҳәм кеминде бериүи нолге тең болмаған иймеклик радиусына ие бетлер менен шекленген денеге айтады. Әдетте линзаны шеклеп туратуғын бетлер сфералық болып табылады ҳәм тек усындай линзаларды биз қараймыз. Көзге көринетуғын жақтылықта пайдаланылатуғын линзалар ушын материал сипатында шийше, ал ультрафиолетте пайдаланылатуғын линзалар ушын тийкарынан кварц пайдаланылады. Инфрақызыл нурлар ушын кварцтан, тас дұзынан, KCl ҳ.т.б. соғылған линзалар қолланылады.

316- ҳәм 317-параграфларда биз бир сфералық беттеги жақтылықтың сыйыўын қарадық. Линзадағы жақтылықтың сыйыўын еки сфералық беттеги избе-из еки сыйыў деп қараўға болады. Мейли, O_1 менен O_2 лер радиуслары r_1 менен r_2 болған ҳәм бир бириңен d қашықлықта жайласқан еки сфералық бет болсын (247-сүйрет). Системаның бас оптикалық көшери деп олардың орайлары C_1 ҳәм C_2 арқалы өтетуғын туұрыға айтамыз. Мейли, бетлердин аралығында сыйндырыў коэффициенти n болған зат, ал бетлердин сыртында ҳауа болсын. Ҳауаның сыйндырыў коэффициентин 1 ге тең деп есаптаймыз. Бириңши бетке тийисли болған шамаларды 1 индекси менен, ал екинши бетке тийисли болған шамаларды 2 индекси менен белгилеймиз. Соның менен бирге 316- ҳәм 317-параграфларда қабыл етилген басқа да белгилеўлерди пайдаланып, мынадай теңликлерге ие боламыз:

$$n_1 = n'_1 = 1, \quad n'_1 = n_2 = 1. \quad (1)$$

Мейли, P_1 - системаның бас оптикалық көшеринин бойында бириңши сыйндырыўшы беттен $-s_1$ қашықлығында жайласқан ноқаттық объект болсын. Егер тек бир сыйндырыўшы бет бар болған жағдайда, онда сүйрет O_1 ден s'_1 қашықлығында жайласқан P'_1 қоқатында алынған болар еди. Бул сүйретті екинши сыйндырыўшы бет ушын объект сипатында қараў керек. Бул объект екинши сыйндырыўшы беттин әтебеси O_2 ден s_2 қашықлығында жайласқан; оның сүйрети O_2 ден s'_2 қашықлығында жайласқан P'_2 қоқатында алынады. Усының менен бирге P'_2 сыйндырыўшы бетлердин екеүиниң жыйинағы беретуғын P_1 объектиниң сүйрети болып табылады.

P'_2 қоқатының орнын табыў ушын 316-параграфтағы ҳәр бир сыйндырыўшы бет ушын жазылған (4)-формуланы қолланамыз. (1)-қатнас орынланған жағдайда

$$\frac{n}{s'_1} - \frac{1}{s_1} = \frac{n-1}{r_1}, \quad (2)$$

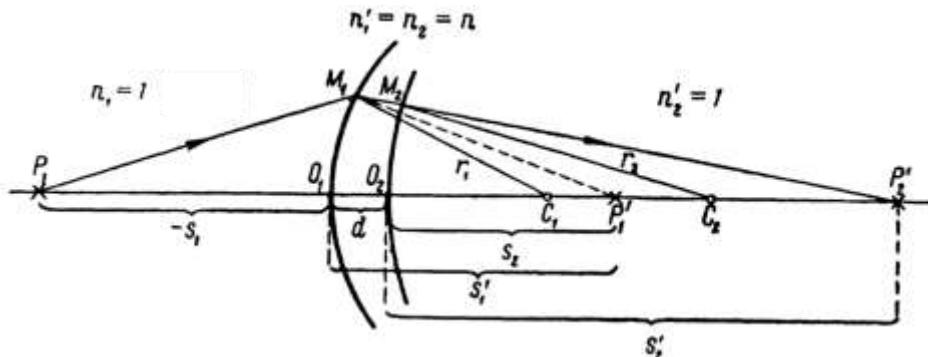
$$\frac{1}{s'_2} - \frac{n}{s_2} = \frac{1-n}{r_2} \quad (3)$$

теңликлери орынлы болады.

247-сүреттөн s_2 менен s'_1 шамаларының арасында

$$s_2 = s'_1 - d$$

қатнасының бар екенлеги көринип тур.



247-сүрет. Жуқа линзадағы нурлардың сынығы.

Жуқа линзаны, яғни оның сындырышы бетлериниң арасындағы қашықтық d объекттен сүретке шекемги қашықтықтан киши болатуғын линзаны қараймыз. Бундай жағдайда $s_2 = s'_1$ теңлигі жүйе түрде орынланады ҳәм (2) дән

$$\frac{n}{s_2} = \frac{n}{s'_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1-n}{r_2}$$

теңлигі алынады. Усындағы жоллар менен табылған $\frac{n}{s_2}$ ниң мәнисин (3) ке қойып, мынаны алады:

$$\frac{1}{s'_2} - \frac{1}{s_1} - \frac{1-n}{r_1} = \frac{1-n}{r_2}. \quad (4)$$

Жуқа линзаны қарағанда объект пенен сүретке шекемги қашықтықтарды сәйкес s ҳәм s' арқалы аңлатамыз ҳәм бундай жағдайда (4)-аңлатпа бойынша жуқа линза ушын:

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s_1} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (5)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Берилген линза ушын оның бетлериниң иймекликлериниң радиуслары r_1 менен r_2 , линза соғылған заттың сындырыш көрсеткиши n берилген болады. Сонықтан (5)-аңлатпаның он тәрепинде турақты болған ҳәм линзаның оптикалық күши деп аталатуғын

$$\Phi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (6)$$

шамасы тур. Жуқа линзаның оптикалық күшиниң оның еки сындырышы бетлериниң оптикалық күшлериниң қосындысына тең екенлегин аңсат көриүге болады: $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$.

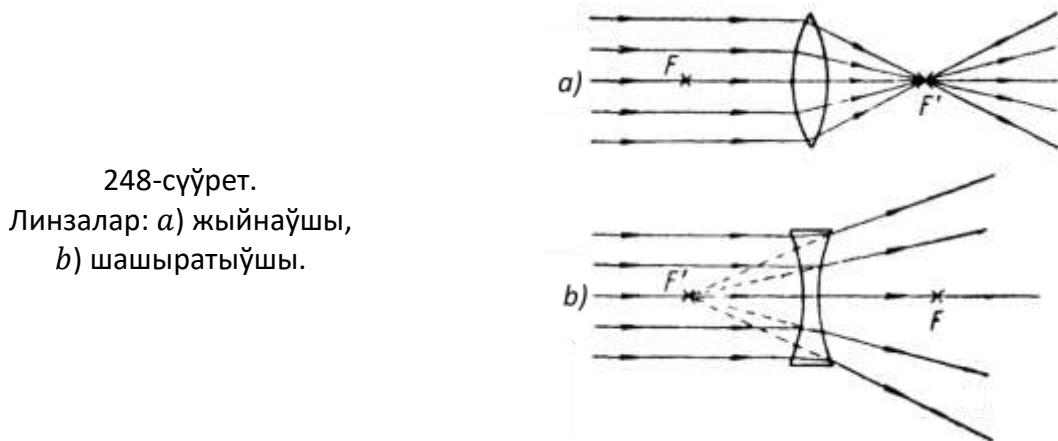
(5)-формула жуқа линза беретуғын сүрет пенен объектиң турған орынларын байланыстырады.

316-параграфта бир сындырышы бет ушын келтирилген таллаўларды қайталап, жуқа линзаның фокуслық қашықтығы ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$f' = -f = \frac{1}{\Phi} = \frac{1}{(n-1)} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (7)$$

n коэффициентиниң мәниси барлық үақытта 1ден үлкен ($n > 1$). Демек, оптикалық күш Φ тиң белгиси $\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$ шамасының белгисинен ғәрзели болады. Егер Φ тиң мәниси он болса, онда биз *жыйнаұшы* (он) линзаға ийе боламыз. Бундай линзада жақтылықтың параллель дәстеси линзада сынғаннан кейин оның екинши бас фокусында жыйналады (248a сүүрет). Егер Φ тиң мәниси терис болса, онда биз *шашыратыұшы* (терис) линзаға ийе боламыз. Бундай линзада жақтылықтың параллель дәстеси сынғаннан кейин нурлардың тарқалыұшы дәстесин пайда етеди ҳәм олардың даўамы екинши бас фокуста кесилиседи (248b сүүрет).

Жуқа линза тәрепинен пайда етилетуғын сүүретти бир сындырыұшы бет болған жағдайдағыдан мынадай нурлардың жүрисин билиү арқалы құрыға болады (249-сүүрет): 1) оптикалық көшерге параллель болған PM нұрының, бундай нур линзада сынғаннан кейин оның екинши бас фокусы F' арқалы өтеди; 2) бириңи бас фокус F арқалы өтетуғын PN нұрының, бундай нур линзада сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель бағытта тарқалады.



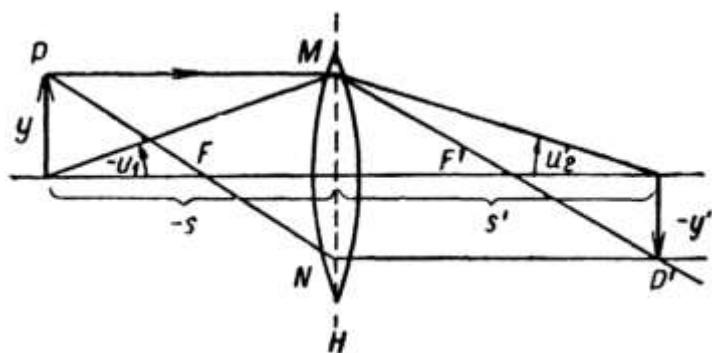
248-сүүрет.

Линзалар: a) жыйнаұшы,
b) шашыратыұшы.

Объекттиң орны у пенен сүүреттин орны u' линзаның ортасынан баслап өлшенген (яmasa оның бир төбесинен баслап өлшенген) s ҳәм s' кесиндилері бойынша анықланады. Бул кесиндилер бир бири менен

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \Phi$$

қатнасының жәрдемінде байланысқан. Бул теңлікте Φ арқалы линзаның оптикалық күши белгиленген.



249-сүүрет. Жуқа линза беретуғын сүүретти құрыў.

319-параграфта Лагранж-Гельмгольц теңлемесиниң линза ушын да орынлы болатуғынлығын көрсетиледи. Бул линза беретуғын сызықты үлкейтиұди s ҳәм s' кесиндилериниң өлшемлери менен байланыстырыўға мүмкіншилик береди. Лагранж-Гельмгольц инвариантынан мынаған ийе боламыз:

$$y'n'_2u'_2 = yu_1u_1.$$

Егер линза ҳаўада жайласқан болса, онда $n'_2 = n_1 = 1$ ҳәм Лагранж-Гельмгольц инвариантынан мынадай теңлик келип шығады:

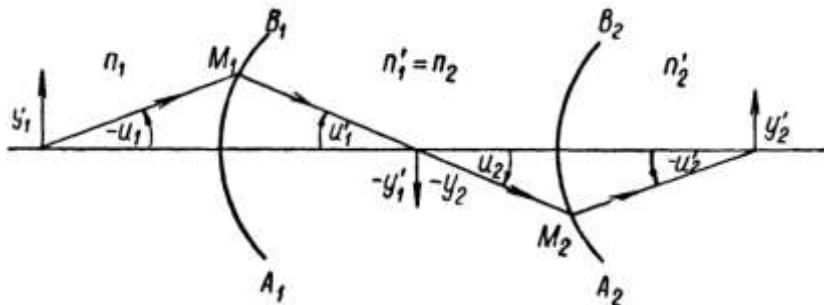
$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{u_1}{u'_1}.$$

249-сүйреттен $\frac{u_1}{u'_1} = \frac{s'}{s}$ теңлигиниң орынлы екенлеги көринип тур. Буннан сзызықты үлкейтиү β ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\beta = \frac{s'}{s}. \quad (8)$$

§ 319. Орайластырылған бетлердин системасы. Бас тегисликлер. Ҳәр қыйлы сындырыў коэффициентлерине ҳәм ықтыйярлы радиусларға ийе болған сфералық бетлердин системасын қараймыз. Егер барлық бетлердин иймеклик орайлары бир туýрының бойында жайласқан болса, онда системаны орайластырылған деп атайды.

Бурынғыдай, параксиаллық нурларды қараў менен шекленемиз. Системадағы жақтылық дәстесиниң сыныўын биз ҳәр бир сфералық беттеги сыныўды избе-из қараў жолы менен анықлаўға болады. Бундай жағдайда ҳәр бир алдыңғы бет тәрепинен алынатуғын сүйрет буннан кейинги бет ушын объект хызметин атқарады. Биз қабыл еткен жуýықлауда бетлердин ҳәр қайсысында сынғанда гомоорайлық дәсте гомоорайлық дәсте болып қала береди. Соңлықтан барлық система арқалы өткенде дәстениң гомоорайлығы бузылмайды. Буннан ноқатлық объект болған жағдайда системаның параксиаллық нурларда ноқатлық сүйретте беретуғынлығы келип шығады.



250-сүйрет. Орайластырылған сындырыўшы бетлердин системасы.

Система ушын Лагранж-Гельмгольц инвариантын пайдаланыўға болатуғынлығын көрсетиүге болады [317-параграфтағы (4)-формула]. Ҳақыйкатында да, бизиң системамызды бириңши сындыратуғын еки A_1B_1 ҳәм A_2B_2 бетлерин аламыз (250-сүйрет). A_1B_1 тегислигиниң шеп тәрепиндеги заттың сындырыў коэффициентин n_1 , ал оның он тәрепиндеги заттың сындырыў коэффициентин n'_1 арқалы белгилеймиз. Тап сол сыяқты A_2B_2 бетине қатнасы бойынша оны шеклеп турған затлардың сындырыў коэффициентлерин n_2 ҳәм n'_2 арқалы белгилеймиз. Еки беттин ортасында бир зат жайласқан болғанлықтан

$$n'_1 = n_2 \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады. A_1B_1 тегислигинде сыннатуғын ҳәм A_2B_2 тегислигине келип түсетеуғын M_1M_2 нұрын қараймыз. Усы нурдың оптикалық көшер менен жасайтуғын мүйешлерин u'_1 ҳәм u_2 арқалы белгилеймиз. 250-сүйретте көринип турғанындей,

$$u'_1 = u_2 \quad (2)$$

теңлигиниң орынланатуғынлығына исенемиз.

Ақырында, A_1B_1 ҳәм A_2B_2 тегисликлерине салыстырғанда биз қарап атырған объекттер менен сүйретлердин ұзынлықтарын y_1, y_2, y'_1 ҳәм y'_2 арқалы белгилеймиз. A_1B_1

бети тәрепинен берилетуғын сүүрет A_2B_2 бети ушын объект болып табылатуғын болғанлықтан

$$y'_1 = y_2 \quad (3)$$

теңлиги орынлы болады. A_1B_1 ҳәм A_2B_2 тегисликлерине қатнасы бойынша биз Лагранж-Гельмгольц инвариантын жаза аламыз:

$$\begin{aligned} n_1 y_1 u_1 &= n'_1 y'_1 u'_1, \\ n_2 y_2 u_2 &= n'_2 y'_2 u'_2. \end{aligned}$$

(1)-(3) қатнасларынан пайдаланып жоқарыдағы теңликлерден

$$n_1 y_1 u_1 = n'_1 y'_1 u'_1 = n_2 y_2 u_2 = n'_2 y'_2 u'_2$$

теңликлерине ийе боламыз. Теңликлердин тап ұсындық системасын қоңылас бетлердин жубы ушын да жаза аламыз. Олардың ең соңғысының қатар санын k арқалы белгилесек, онда нәтийжеде мынадай теңликлерди аламыз:

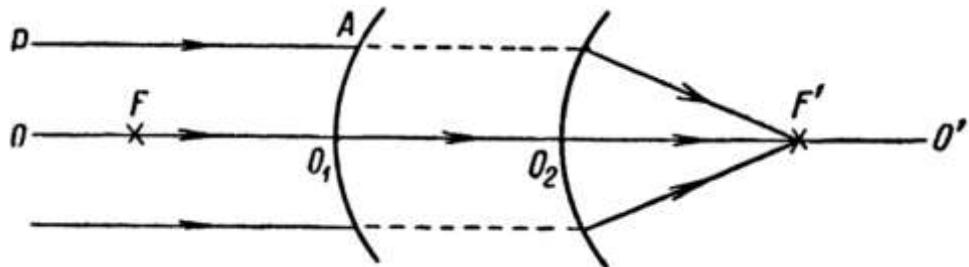
$$n_1 y_1 u_1 = n'_1 y'_1 u'_1 = n_2 y_2 u_2 = \dots = n'_k y'_k u'_k. \quad (4)$$

Барлық аралықтың ағзаларды жазбаған жағдайда

$$n_1 y_1 u_1 = n'_k y'_k u'_k \quad (4a)$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликтегі y_1 арқалы системаның алдында жайласқан объекттиң өлшеми, ал y'_k арқалы жақтылық барлық система арқалы өткеннен кейин алынатуғын сүүреттиң өлшеми белгиленген. Солай етеп, (4a) теңлиги пүтини менен алынған система ушын жазылған Лагранж-Гельмгольц инварианты болып табылады.

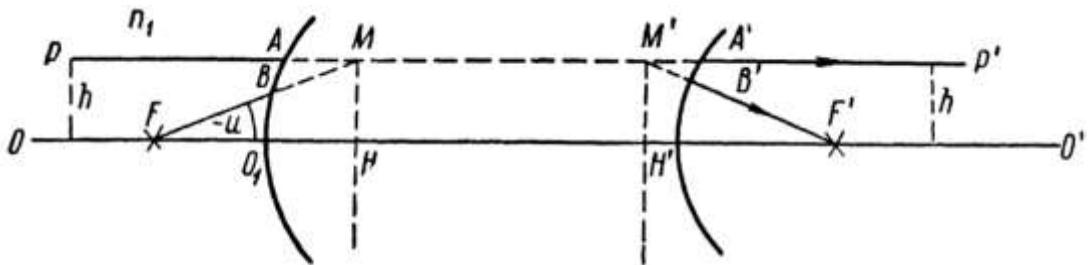
Система ушын дұрыс болған барлық басқа қатнасларды айырмамен бетлердеги избе-из сыйыўларды қарау арқалы тап ұсынды жоллар менен табыуға болады. Бирақ, системаның базы бир улыўмалық қәсийетлерин ұсынды майда-шүйдесине шекем қарамай-ақ табыуға болады.



251-сүүрет. Орайластырылған системаның бас фокуслары.

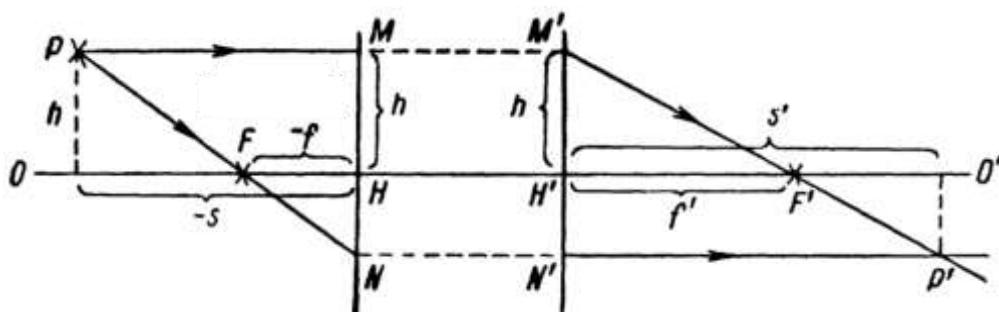
Мейли, орайластырылған сфералық бетлерден туратуғын система берилген болсын (251-сүүрет). Барлық бетлердин иймеклик орайлары арқалы өтетуғын OO' туýрысы системаның оптикалық көшери болып табылады. Системаға OO' оптикалық көшерине параллель бағытта түсетуғын PA нұрын қараймыз. Система арқалы өткеннен бул нұр (яmasa оның дауамы) оптикалық көшерди базы бир F' ноқатында кесип өтеди. Оптикалық көшердин бағытында жүретуғын нұр система арқалы сыйыўсыз өтеди, себеби ол сыйндырыўшы бетлердин ҳәр қайсысына нормаль бағытта түседи. Демек, еки PA ҳәм OO' нұрлары система арқалы өткеннен кейин сол F' ноқатында кесилиседи. Параксиаллық нұрлар ушын система гомоорайлық дәстени гомоорайлық дәсте етеп сақтайтуғын болғанлықтан, оптикалық көшерге параллель болған барлық нұрлар сыйнаннан кейин F' ноқатында кесилиседи деп жүймақ шығаралызы. Тап ұсынды таллаўлардан кейин қандай да бир F ноқатының болатуғынлығын ҳәм усы ноқаттан шығатуғын нұрлардың системада сыйнаннан кейин оптикалық көшерге параллель нұрлардың дастесин пайда ететуғынлығын анықлауға болады. F ҳәм F' ноқатлары системаның бас фокуслары болып табылады. Солай етеп, орайластырылған сыйндырыўшы бетлердин системасының бир бет сыйқылғы еки бас фокусқа ийе болатуғынлығын көремиз.

OO' оптикалық көшерине параллель болған PA нұрын қайтадан қараймыз (252-сүйрет); мейли, оптикалық көшерден базы бир ықтыярлы h қашықтығынан өтетуғын болсын. Сынғаннан кейин ол системаның екінши бас фокусы F' арқалы өтетуғын $B'F'$ нұрын пайда етеди. Системаның бириңи бас фокусы F арқалы өтетуғын қәлеген нур, сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель болған нурды береди. Бул нур менен OO' оптикалық көшеринин арасындағы қашықтық FB нұрының қыялышынан ғәрзели. FB нұрының қыялышын барлық үақытта оған сәйкес келетуғын $A'P'$ нұрын көшерден h қашықтығында өтетуғындай етип сайлап алғыға болады. PA ҳәм FB нурлары (яmasа олардың даўамлары) базы бир M ноқатында, ал $A'P'$ ҳәм $B'F'$ нурлары (яmasа олардың даўамлары) M' ноқатында кесилиседи. M ҳәм M' ноқатларының орынлары нурлардың биз қарап атырған системаға түсемен дегенше ҳәм системадан шыққаннан кейинги жүриси менен анықланады. Бул ноқатларды табыу ушын системаның ишиндеги нурдың жүрисин билиүдің зәрүргилігі жоқ ҳәм соңықтан 252-сүйретте системаның ишиндеги нурлар көрсетілмеген; пунктир сзықтар системадан тыстағы нурлардың даўамын ғана көрсетеди.



252-сүйрет. Системаның бас MH ҳәм $M'H'$ тегисликлери.

M ҳәм M' ноқатлары системаның оптикалық көшеринен бирдей h қашықтықта жайласады. Усы M ҳәм M' ноқатлары арқалы OO' оптикалық көшерине перпендикуляр тегисликлерди жүргиземиз; бул тегисликлер системаның бас тегисликлери деп аталады. Бас тегисликлердин оптикалық көшер менен H ҳәм H' кесилисіүй ноқатларын системаның бас ноқатлары деп атайды. M ҳәм M' ноқатлары нурлардың (яmasа олардың даўамының) бир жубының кесилисіүй орынлары болғанлықтан, олар системаның түйинлес ноқатлары болып табылады. Буннан бас тегисликлердин мынадай анықламасы келип шығады: *системаның бас тегисликлери түйинлес ноқатлары оптикалық көшерден бирдей болған h қашықтығында жайласатуғын түйинлес тегисликлер болып табылады.*



253-сүйрет. MN ҳәм $M'N'$ бас тегисликлери және F ҳәм F' бас фокуслары берилген система беретуғын сүйретти құрыў.

Егер системаның бас тегисликлери менен бас фокуслары белгили болса, онда объекттің берилген орны бойынша система беретуғын сүйреттиң орнын табыуға болады. Ҳақыйқатында да, мейли, система өзинин MN ҳәм $M'N'$ бас тегисликлери және F ҳәм F'

бас фокуслары менен берилген болсын (253-сүйрет). Объекттиң, оның сүйретининиң орынларын, соның менен бирге бас фокусларды биринши ҳәм екинши бас тегисликлерден баслап есаптаймыз. 253-сүйретте ноқатлық объекттиң жайласқан орны $MP = -s$ кесиндиниң жәрдеминде анықланады. Оптикалық көшерге параллель болған PM нұры системада сынғаннан кейин екинши бас фокус F' арқалы өтеди. Бас тегисликлердин көрсетилген қәсийети бойынша бул нур (яmasa оның дауамы) екинши бас тегисликті оптикалық көшерден M ноқаты қандай қашықтықта жайласқан болса, тап сондай болған $h = H'M'$ қашықтықта жайласқан M' ноқатында кесип өтеди. Объекттен шығатуғын екинши нур сыпатында биринши бас фокус F арқалы өтетуғын нурды қараймыз. Бул нур (яmasa оның дауамы) биринши бас тегисликті N ноқатында ҳәм екинши бас тегисликті оптикалық көшерден тап сондай қашықтықта жайласқан N' ноқатында кесип өтеди. Системада сынғаннан кейин PN нұры оптикалық көшерге параллель болған $N'P'$ нұрын пайдалайды. PN ҳәм $N'P'$ нұрларының кесилисіүү ноқаты сүйреттиң орны P' ты анықлады.

NPM ҳәм NFH үш мүйешлигинен мынаған ийе боламыз:

$$\frac{HF}{MP} = \frac{NH}{NM}.$$

Бирақ, $MP = -s$ ҳәм $HF = -f$. f - системаның биринши бас фокуслық қашықтығы. Нәтийжеде төмендегидей қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{f}{s} = \frac{NH}{NM}. \quad (5)$$

Усының менен бир қатарда $M'P'N'$ ҳәм $M'H'F'$ үш мүйешликлеринен мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{f'}{s'} = \frac{N'H'}{N'M'}. \quad (6)$$

(5)- ҳәм (6)-теңликлерди ағзама-ағза қосып

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = \frac{N'H'}{N'M'} + \frac{NH}{NM} \quad (7)$$

теңлигине ийе боламыз. Бас тегисликлердин көрсетилген қәсийеттери бойынша

$$M'N' = NM$$

ҳәм

$$NH = M'N' - M'H'$$

теңликлери орынлы болады. Усы қатнаслар бойынша (3)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = \frac{N'H' + NH}{M'N'}.$$

Ең ақырында

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1 \quad (8)$$

теңлигине ийе боламыз.

Егер системаның бас фокуслық қашықтығы ҳәм оның еки бас тегисликлеринин қалайынша жайласқанлығы белгili болса, онда (8)-теңлик объекттиң берилген орны бойынша (s берилген) сүйреттиң орнын табыуға мүмкіншилік береди. (8)-теңлик 316-параграфтағы бир сындырышты тегисликті тийисли болған (46) теңлигине сәйкес келеди. Тап усындай жоллар менен, егер система ушын бир сындырышты бет болған жағдайда қашықтықтар сындырышты беттің төбесинен баслап есапланатуғын жағдайдағы 316- ҳәм 317-параграфларда көлтирилген басқа да қатнаслардың сақланатуғынлығын көрсетіүге болады. Мысал ретинде 317-параграфтағы (2a) аңлатпасы менен сәйкес келетуғын системаның сыйықты үлкейтийи β ушын аңлатпаны аламыз. 317-параграфтағыдай, биринши ҳәм екинши фокуслардан объект пенен сүйретке шекемги қашықтықтарды сәйкес x ҳәм x' арқалы белгилеймиз. Мейли, y - объекттиң узынлығы (254-сүйрет), ал, y' -

оның сүйретиниң ұзынлығы болсын. Бундай жағдайда $P'_1P'F'$ ҳәм $H'M'F'$ үш мүйешликлеринен мынаған ийе боламыз:

$$\frac{-y'}{M'H'} = \frac{x'}{f'}.$$

Бас тегисликлердин тийкарғы қәсийети бойынша $M'H' = y$. Буннан сызықты үлкейтий β үшін мынаны аламыз:

$$\beta = -\frac{y'}{y}. \quad (9)$$

Тап сол сыяқты PP_1F ҳәм HNF үш мүйешлигінен β үшін екинши аңлатпаны аламыз:

$$\beta = -\frac{f}{x}. \quad (9a)$$

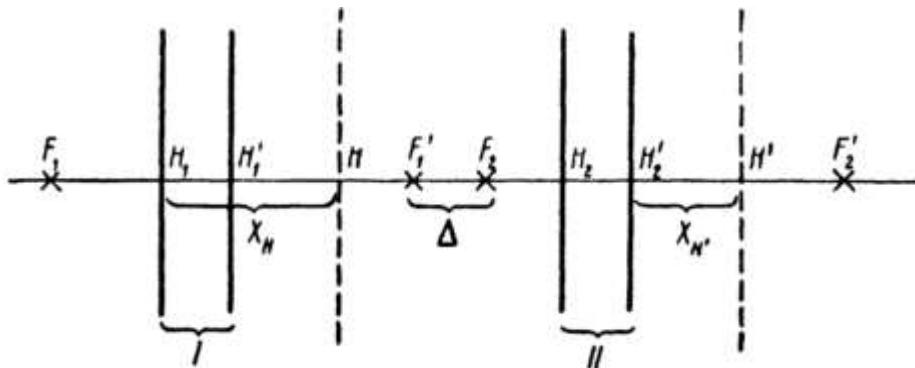
(9)- ҳәм (9a) теңликлерин салыстырыудан система үшін Ньютон формуласының дұрыс екенлеги келип шығады:

$$zz' = ff'.$$

Объект бириңиң бас тегисликтегі жататуғын жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда $x = -f$ ҳәм Ньютон формуласынан $x' = -f'$ теңлигин аламыз. Яғни сүйрет екинши бас тегисликтегі пайда болады екен. Бундай жағдайды (9)-формуладан $\beta = +1$ теңлигіне ийе боламыз. Солай етеп, биз бас тегисликлердин және бир анықламасына келемиз: *бас тегисликлер +1 ге тен ызықты үлкейтий сәйкес келетуғын системаның түйинлес тегисликлерине сәйкес келеди*.

Бир сындырышты тегислик үшін фокуслық қашықтық оның төбесинен баслап есапланады. Буннан, бас тегисликлерди анықтайтуғын шарттерден ($x = -f$ ҳәм $x' = -f'$) мынадай жағдай келип шығады: *бир сындырышты бет үшін еки бас тегислик бир бириңе ҳәм сындырышты бетке оның төбесинде түсірілген урынба тегисликтегі сәйкес келеди*.

§ 320. Системаның бас фокусларының ҳәм бас тегисликлериниң орынлары. Егер сындырышты бетлердин иймеклик радиуслары, олардың арасындағы қашықтық ҳәм бетлер тәрепинен шекленген барлық затлардың сындырыштың коэффициенттері белгилі болса, онда орайластырылған система берилген деп есапланады. Буннан алдыңғы параграфта айтылған бойынша ҳәр бир сындырышты беттин бас тегисликлери усы беттин төбесинен өткерилген урынба тегисликтегі сәйкес келеди. Ҳәр бир сындырышты беттин бас фокуслық қашықтығын 316-параграфтағы (7)- ҳәм (8)-формулалар бойынша есаплауға болады. Бул мағлыуматтар бойынша барлық системаның бас тегисликлери менен бас фокусларының орынларын табыуға болады.



255-сүйрет. Орайластырылған системаның бас тегисликлери менен бас фокусларының орынлары.

Мейли, I ҳәм II орайластырылған системаларының ҳәр қайсысы (255-сүйрет) өзинин бас тегисликлери ҳәм бас фокуслық қашықтықтары f_1, f'_1 ҳәм f_2, f'_2 лер менен берилген

болсын. Бул еки системаның бир бирине салыстырғандағы жайласыўын I системаның екінши бас фокусы F' пенен II системаның бириңи бас фокусы F_2 тиң арасындағы қашықтық Δ ны биле отырып бул еки системаның бир бирине салыстырғандағы жайласыўларын анықлауға болады. Системалардың екеүи арқалы жақтылықтың өтийин избе-из қарап, олар пайда еткен системаның бас фокуслық қашықтығы f тиң ҳэм оньың бас тегисликтерин табыуға болады (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз). Бас фокуслық қашықтылар ушын

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}, \quad f' = \frac{f'_1 f'_2}{\Delta}. \quad (1)$$

Барлық системаның бириңи бас тегислиги H тың орны I системаның бириңи бас фокусынан баслап есапланған X_H кесиндиси бойынша анықланады (255-сүйрет):

$$X_H = f_1 \frac{\Delta + f'_1 - f_2}{\Delta}. \quad (2)$$

Тап сол сыйқылы барлық системаның екінши бас тегислиги II системаның екінши бас тегислигинен баслап есапланған

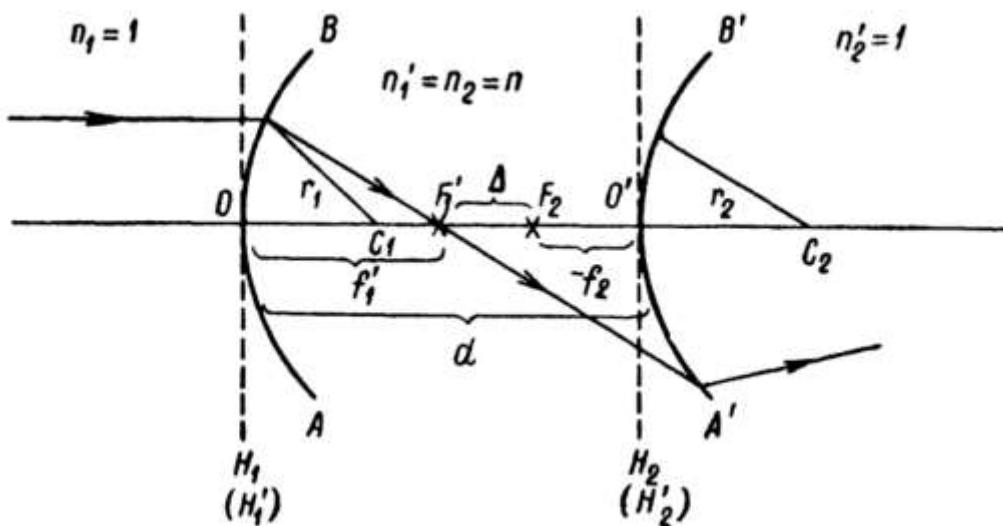
$$X_{H'} = f'_2 \frac{\Delta + f'_1 - f_2}{\Delta} \quad (3)$$

теңлигиниң жәрдемінде анықланады.

Айырым сындырышты бетлердин бас тегисликлери менен бас фокуслары белгилі болғанлықтан, (1), (2)- ҳэм (3)-формулаларды избе-из пайдаланыў жолы менен қәлеген қурамалы орайластырылған системаның бас тегисликлери менен бас фокусларын анықлауға болады.

Бир қатар дара жағдайларды қараймыз.

1. Қалың линза. Мейли, қалың линза еки тәрептен бир бириңен қашықтығы d ға тең иймеклик радиуслары r_1 менен r_2 болған еки сфералық AB ҳэм $A'B'$ бетлері менен шекленген болсын (256-сүйрет). AB ҳэм $A'B'$ бетлеринің арасындағы заттың сындырыштық коэффициентін n арқалы белгилейик. Мейли, линза сындырыштық коэффициентинің мәниси 1 ге тең деп есапланатуғын ҳаўада жайласқан болсын. Бириңи ҳэм екінши сындыратуғын бетлердин бас тегисликлери сындырыштық тегисликлерге O ҳэм O' ноқатларында түсірилген үрынба тегисликлерге сәйкес келеди (256-сүйретте пункттир менен көрсетілген).



256-сүйрет. Қалың линзаның бас фокуслары менен бас тегисликтерин табыу.

Линзаның биринши ҳәм екинши бас фокуслық қашықлықларын салыстырамыз. 316-параграфтағы (9)-формуланы пайдаланып биринши ҳәм екинши сфералық бет ушын мынаны аламыз:

$$\frac{f'_1}{f_1} = -\frac{n'_1}{n_1} = -n, \quad \frac{f'_2}{f_2} = -\frac{n'_2}{n_2} = -\frac{1}{n}.$$

Бул теңдиклерден

$$\frac{f'_1 f'_2}{f_1 f_2} = \frac{n'_1 n'_2}{n_1 n_2} = \frac{n'_2}{n_1} = 1$$

теңлигине ийе боламыз.

Бут теңдиктиң ҳәм (1)-формуланың тийкарында (бир текли орталық пенен қоршалған) линзаның биринши ҳәм екинши бас фокуслық қашықлықларының шамасы бойынша бир бирине тең ҳәм белгиси бойынша айрылады деп жүймақ шығарамыз²⁵:

$$f = -f'.$$

Сындырыштың беттиң оптикалық күшиниң анықламасына сәйкес [316-параграфтағы (10)-формула] сындырыштың көрсеткиши n_0 болған бир текли затта жайласқан линзаның (яmasа линзалардың орайластырылған системасының) оптикалық күши дегенде

$$\Phi = \frac{n_0}{f'} = -\frac{n_0}{f}$$

шамасын түсінемиз.

Биз қарап атырған жағдайда $n_0 = n_1 = n'_1 = 1$ ҳәм

$$\Phi = \frac{1}{f'} = -\frac{1}{f}.$$

Линзаның оптикалық күшин табамыз. (1)-формула бойынша

$$f' = -\frac{f'_1 f'_2}{\Delta}.$$

256-сүйреттен мынаған ийе боламыз

$$\Delta = d - f'_1 + f_2. \quad (4)$$

Буннан линзаның оптикалық күши ушын

$$\Phi = \frac{1}{f'} = -\frac{\Delta}{f'_1 f'_2} = -\frac{d - f'_1 + f_2}{f'_1 f'_2}$$

яmasа

$$\Phi = -\frac{f_2}{f'_1 f'_2} + \frac{1}{f'_2} - \frac{d}{f'_1 f'_2}$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша

$$\frac{f_2}{f'_2} = -\frac{n_2}{n'_2} = -n.$$

f_2/f'_2 шамасының бул мәнисин Φ ушын жазылған аңлатпаға қойып

$$\Phi = \frac{n}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} - \frac{d}{f'_1 f'_2}$$

теңлигине ийе боламыз. Бирақ, $\frac{n}{f'_1} = \Phi_1$ ҳәм $\frac{n}{f'_2} = \Phi_2$. Бул аңлатпаларда Φ_1 менен Φ_2 арқалы линзаның биринши ҳәм екинши сындырыштың беттериниң оптикалық күшлери

²⁵ $f = -f'$ теңлиги (бул теңдикте f пенен f' арқалы бас фокуслық қашықлықтар белгиленген) тек линза ушынға емес, ал бир текли орталықта жайласқан қәлеген орайластырылған система ушын дұрыс. Бұның дұрыслығына (6)- ҳәм (6a) формулаларын пайдаланып ҳәм қәлеген к номерге ийе линза ушын $f_k = -f'_k$ теңлигинин орынлы болатуғынлығынан исенийге болады.

белгиленген. Усы қатнасларды пайдаланып, қалың линзаның оптикалық күши Φ ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d}{n} \Phi_1 \Phi_2. \quad (5)$$

Қалың линзаның биринши бас тегислигинин орнын анықлау ушын (2)-формуладан пайдаланамыз. Оған Δ шамасының (4)-аңлатпадағы мәнисин қойып

$$X_H = f_1 \frac{d}{\Delta}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Оны

$$X_H = \frac{f_1 f_2}{\Delta} \cdot \frac{d}{f_2}$$

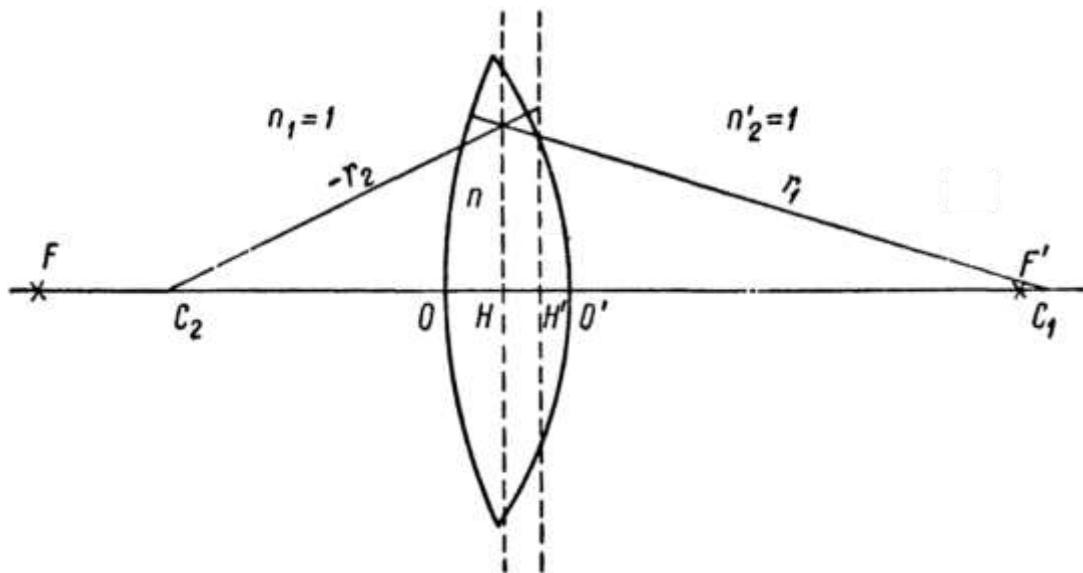
түринде көширип жазыўға болады. (1)-аңлатпа бойынша $\frac{f_1 f_2}{\Delta}$ шамасы линзаның биринши бас фокуслық қашықтығына тең, буннан

$$X_H = f \cdot \frac{d}{f_2}$$

формуласына ийе боламыз. Буннан кейин $f = -1/\Phi$ ҳәм $\frac{1}{f_2} = -\frac{\Phi_2}{n}$ теңдиклеринин орынлы екенлигин аңғарып X_H ушын төмендегидей ең ақырғы аңлатпаны аламыз:

$$X_H = \frac{d}{n} \cdot \frac{\Phi_2}{\Phi}. \quad (6)$$

X_H шамасы линзаның О төбесинен баслап оның биринши тегислигине шекем есапланған қашықтық болып табылады.



257-сүүрет. Еки тәрепи де дөңес болған қалың линзаның бас тегисликлеринин орны.

Тап сондай жоллар менен линзаның екинши бас тегислигинин орнын табамыз. (3)-теңдиктен мынаған ийе боламыз:

$$X_{H'} = f'_2 \frac{d}{\Delta}$$

яmasa

$$X_{H'} = \frac{f'_1 f'_2}{\Delta} \frac{d}{f'_1}$$

теңдиклерине ийе боламыз.

(1)-формуланы пайдаланып, бул аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$X_{H'} = -f' \frac{d}{f'_1}.$$

$f' = 1/\Phi$ ҳәм $f'_1 = n/\Phi_1$ теңликлериниң орынлы екенлегин аңғарып, $X_{H'}$ шамасы ушын ең ақырғы аңлатпаны аламыз:

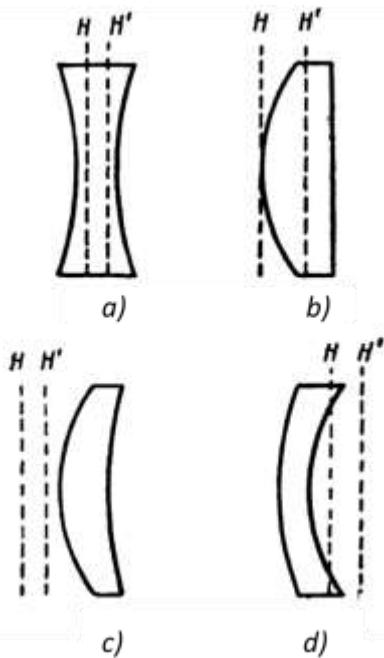
$$X_{H'} = -\frac{d}{n} \cdot \frac{\Phi_1}{\Phi} \quad (6a)$$

формуласына ийе боламыз.

$X_{H'}$ шамасы линзаның O' төбесинен баслап есапланған екинши бас тегислигine шекемги қашықтық болып табылады.

257-сүйретте еки тәрепи де дөңес болған қалың линзаның (6)- ҳәм (6a) формулалар бойынша есапланған H ҳәм H' тегисликтериниң ийелеген орынлары көрсетилген. Көринип турғанында, еки тегислик те линзаның ишинде жайласады ҳәм иймеклик радиуслары r_1 менен r_2 шамалары бир бирине тең болмаған жағдайда оның бетлерине қарата симметриялы жайласпаған. f ҳәм f' фокуслық қашықтыларының екеүі де сан мәниси бойынша бир бирине тең, Бирақ, оларды сәйкес бас тегисликтерден баслап есаплау керек болғанлықтан, бириңи ҳәм екинши бас фокуслар линзаның O ҳәм O' төбелеринен бирдей емес қашықтыларда жайласады.

Тап усындаған жоллар менен қәлеген формаға ийе болған қалың линзалардың бас тегисликтери менен бас фокусларының ийелеген орынларын табыуға болады. 258-сүйретте қос ойыс линза (a), тегис дөңес линза (b), он (c) ҳәм терис (d) менискли линзалар көрсетилген.



258-сүйрет.

Линзалардың бас тегисликтериниң орынлары: а) қос ойыс, б) тегис дөңес, с) он менискли ҳәм д) терис менискли.

Жуқа линза ушын бетлердин арасындағы қашықтықты жууық түрде нолге тең деп есаплауға болады. Бундай жағдайда (5)-формула мынаны береди:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2.$$

Демек, биз бул жағдайда 318-параграфта биз бурын тапқан жуқа линзаның оптикалық күшинин өнімі бетлериниң оптикалық күшлериниң қосындысына тең екенлеги ҳақындағы нәтийжени қайтадан табамыз.

Линзалардың оптикалық күшлери диоптрийлерде өлшенеди. 1 диоптрийге тең оптикалық күшке бас фокуслық қашықтығы 1 м болған линза ийе болады.

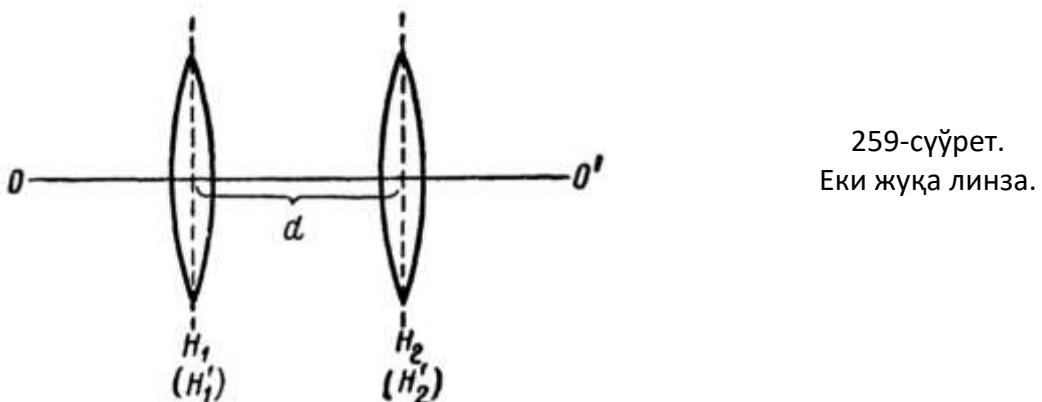
2. Бир бириңен шекли қашықлықта жайласқан еки жуқа линза. Бир бириңен d қашықтығында жайласқан оптикалық күшлери Φ_1 менен Φ_2 ге тең еки жуқа линзы қараймыз (259-сүйрет). Жоқарыда айтылғандардың тийкарында биз линзалардың ҳәр бириң үсы линза қандай оптикалық күшке ийе болса, тап сондай оптикалық күшке ийе болған бир сыңдырышы бет түринде қараўға болады. Линзаларды ҳаўда жайласқан (сыңдырыш коэффициенти 1 ге тең) деп есапладап, биз (5)-формула бойынша еки жуқа линза тәрепинен пайда етилген системаның оптикалық күши Φ ушын мынағай аңлатпана аламыз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2 \quad (7)$$

Аңлатпасына ийе боламыз. Соның менен бирге (6)- ҳәм (6а) формулалар бойынша системаның бас тегисликтердин орынларын анықтайтуғын X_H ҳәм $X_{H'}$ шамаларын аламыз:

$$X_H = d \frac{\Phi_2}{\Phi}, \quad X_{H'} = -d \frac{\Phi_1}{\Phi}. \quad (8)$$

X_H шамасы бириңи линзадан, ал $X_{H'}$ шамасы екинши линзадан баслап өлшенеди.

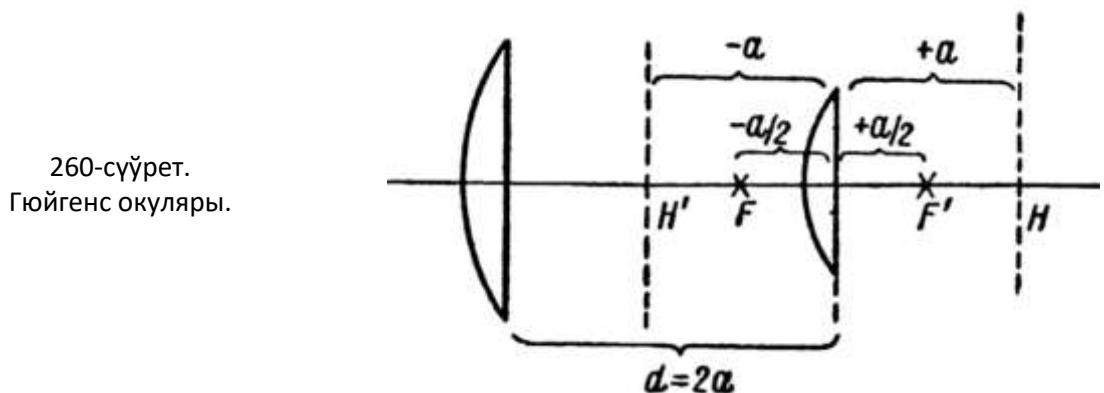


Мысалсызтында Гюйгенс окуляры деп аталатуғын дүзилисти қараймыз. Ол еки он линзадан туралы, олардың биреүинин фокуслық қашықтығы a ға, ал екиншииники оннан үш есе үлкен:

$$f'_1 = a, \quad f'_2 = 3a.$$

Линзалардың арасындағы қашықтық d ның шамасы $2a$ ға тең.

Бул системаның бас тегисликтери менен бас фокусларын анықлаймыз.



Еки линзаның оптикалық күшлери ушын мынаған ийе боламыз:

$$\Phi_1 = \frac{1}{f'_1} = \frac{1}{3a}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{f'_2} = \frac{1}{a}.$$

(7)-теңлик бойынша барлық системаның оптикалық күши ушын

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2 = \frac{1}{3a} + \frac{1}{a} - \frac{2a}{3a^2} = \frac{2}{3a}$$

шамасын аламыз. Буннан системаның фокуслық қашықтығының

$$f' = -f = \frac{1}{\phi} = \frac{3}{2}a$$

шамасына тең екенлигин көрөмиз.

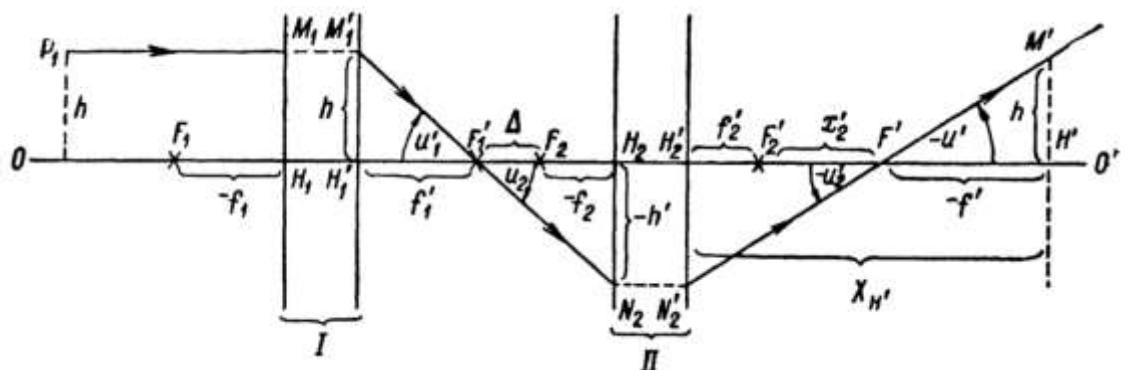
Системаның бас тегисликтериниң орнын (8)-формулалар бойынша табамыз:

$$X_H = d \frac{\Phi_2}{\phi} = 2a \cdot \frac{3a}{2a} = 3a,$$

$$X_{H'} = -d \frac{\Phi_1}{\phi} = -2a \frac{3a}{2 \cdot 3a} = -a.$$

Бул аңлатпалардан биринши бас тегислик H тың системаның сыртында оннан a қашықтығында орналасқанлығы көринип түр; екинши бас тегислик H' линзалардың ортасында жайласқан. Бас фокуслардың екинши линзаға салыстырғанда симметриялы бирдей $+ \frac{a}{2}$ ҳәм $- \frac{a}{2}$ қашықтықтарында жайласқанлығын аңсат көриўге болады.

Құрамалы системаның бас тегисликлери менен бас фокусларын табыў ушын OO' оптикалық көшерине параллель ҳәм оннан h қашықтығында тарқалатуғын P_1M_1 нұрын қараймыз (261-сүйрет). Бул нурдың даўамы I системаның екинши бас тегислигін OO' оптикалық көшеринен h қашықтығында жайласқан M'_1 ноқатында кесип өтеди. I системада сынғаннан кейин бул нур оптикалық көшерди I системаның екинши бас фокусы болған F'_1 ноқатында кесип өтеди ҳәм II системаның биринши бас тегислигін базы бир N_2 ноқатында кесип өтеди. Мейли, N_2 ноқатының OO' оптикалық көшеринен қашықтығы h' шамасына тең болсын. Бас тегисликлердин қәсийети бойынша бул нур (ямаса оның даўамы) II системаның екинши бас тегислигін OO' көшериненен h' қашықтығында кесип өтеди. Буннан кейин ол OO' оптикалық көшерин II системаның бас фокусынан x'_2 қашықтығында жайласқан базы бир F' ноқатында кеседи. P' ноқаты барлық системаның бас фокусы болып табылады. Себеби бул ноқатта системға түсемен дегенше бир бирине параллель болған еки нур кесилиседи: OO' көшери бойлап тарқалатуғын P_1M_1 ҳәм OH_1 нурлары.



261-сүйрет. Еки орайластырылған системаны қосыў.

Барлық системаның екинши бас фокусы F' менен екинши бас тегислигін биз мынадай таллаўлардың жәрдемінде таба аламыз: P_1M_1 нұры барлық системаның биринши бас тегислигін OO' оптикалық көшеринен h қашықтығында кесип өтийи керек; демек, барлық системада сынғаннан кейин бул нур да барлық системаның екинши бас тегислигін OO' оптикалық көшеринен h қашықтығында кесип өтийи керек. N'_2F' нұрында OO' оптикалық көшеринен h қашықтығында жататуғын M' ноқатын табамыз. Бундай жағдайда OO' оптикалық көшерине перпендикуляр $M'N'$ барлық системаның екинши бас тегислиги болып табылады. H' ноқатынан P ноқатына шекемги f' қашықтығы барлық системаның екинши бас фокуслық қашықтығы болып табылады.

f' қашықтығын табыў ушын қарауға u'_1, u_2, u'_2 ҳәм u' мүйешлерин киргиземиз. OO' оптикалық көшерин үсындай мүйешлер менен $P_1M_1M'_1N'_2F'M'$ нұры кесип өтеди.

261-сүйреттенн

$$u'_1 = u_2, \quad u' = u'_2$$

теңликлериниң орынлы екенлеги көринип түр. Буннан усы төрт u'_1 , u_2 , u'_2 ҳәм u' мүйешлериниң арасындағы мынадай қатнасты табамыз:

$$\frac{u'_1}{u'} = \frac{u_2}{u'_2}.$$

Буннан кейин 261-сұйреттен

$$\begin{aligned} h &= u'_1 f'_1 = u' f', \\ -h' &= u_2 (\Delta - f_2) = (-u'_2)(x'_2 + f'_2) \end{aligned}$$

теңлигине ийе боламыз.

Бул еки теңліктен мыналарды аламыз:

$$\frac{u'_1}{u'} = \frac{f'_1}{f'_1}, \quad (10)$$

$$\frac{u_2}{-u'_2} = \frac{x'_2 + f'_2}{\Delta - f_2}. \quad (11)$$

(10)- ҳәм (11)-теңліклер мүйешлердин арасындағы қатнасты беретуғын (9)-теңліктиң тийкарында системаның екинши бас фокуслық қашықтығы f' ушын мынадай аңлатпаны береди:

$$f' = -f'_1 \cdot \frac{x'_2 + f'_2}{\Delta - f_2}. \quad (12)$$

f' ушын ең ақырғы аңлатпаны алғыш үшін (12)-аңлатпадан x'_2 шамасын жоқ етиў керек. Оның үшін II системаға қатнасы бойынша F'_1 ҳәм F' ноқатлары түйинлес болып табылады. II системаның биринши ҳәм екинши бас фокуларынан баслап есапланған олардың орынлары Δ ҳәм x'_2 кесиндері менен анықланады. Сонықтан Ньютон формуласы бойынша

$$(-\Delta)(x'_2) = f_2 f'_2$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан

$$x'_2 = -\frac{f_2 f'_2}{\Delta} \quad (13)$$

формуласына ийе боламыз.

x'_2 тың бул мәнисин (12)-формулаға қойып, системаның екинши бас фокуслық қашықтығы f' ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$f' = -\frac{f'_1 f'_2}{\Delta}. \quad (14)$$

Тап үсындей болған таллау жолы менен системада сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель болатуғын нурды қарап, бир системаның биринши бас фокуслық қашықтығы ушын

$$f = -\frac{f_1 f_2}{\Delta} \quad (14a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Барлық системаның екинши бас тегислиги $H'M'$ тың ийелеген орнын II системаның екинши бас тегислигine қатнасы бойынша анықтаймыз. Бундай жағдайда системаның екинши бас тегислиги $H'M'$ тың орны $H'_2 H'$ кесиндиши бойынша анықланады. Оны биз $X_{H'}$ арқалы белгилеймиз.

261-сұйреттен мынаған ийе боламыз:

$$X_{H'} = f'_2 + x'_2 - f'.$$

Бул теңликке (13)- ҳәм (14)-аңлатпалар бойынша x'_2 пенен f' тың мәнислерин қойып

$$X_{H'} = f'_2 \frac{\Delta + f'_1 - f_2}{\Delta} \quad (15)$$

теңлигине ийе боламыз.

Тап үсындей жол менен I системаның биринши бас тегислигине салыстырғандағы барлық системаның биринши бас тегислигинин орнының

$$X_H = f_1 \frac{\Delta + f'_1 - f_2}{\Delta} \quad (15a)$$

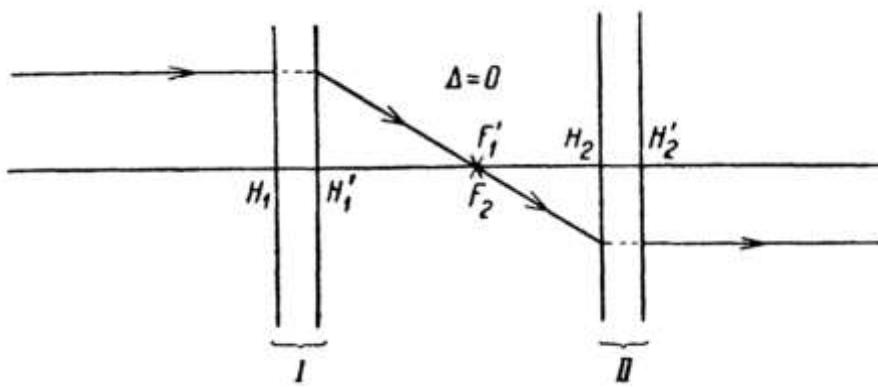
кесиндиши бойынша анықланатуғынлығын табамыз.

(6)-, (6a) ҳәм (7)-, (7a) формулалары тийкарғы текстте көлтирилген (1)-, (2)- ҳәм (3)-формулаларға сәйкес келеди.

§ 321. Телескоплық система. Телескопиялық система деп I системаның F'_1 арқалы белгиленген екинши бас фокусы II системаның бириңи бас фокусына сәйкес етип қойылған орайластырылған I ҳәм II системалар тәрепинен пайда етилген системаға айтады (262-сүйрет). Бундай жағдайда $\Delta = 0$ ҳәм 320-параграфта көлтирип шығарылған формулалар бойынша телескоплық системаның бас фокуслары менен бас тегисликтеринің шексизликте жайласқанлығы келип шығады; оның оптикалық құши Φ нолге тең. Телескоплық системаға келип түскен нурлардың параллель дәстеси оннан параллель дәсте түріндегі шығады.

Телескоплық система тәрепинен берилетуғын сүйретти құрыў ушын биз 319-параграфта пайдаланған үсылдан пайдаланамыз. Телескоплық система беретуғын сүйретти табыў ушын төмендегидей құрыўдан пайдаланамыз Мейли, телескоплық система (263-сүйрет) өзин пайда ететуғын I ҳәм II системалардың бас тегисликтери H_1, H'_1 ҳәм H_2, H'_2 , бас фокуслары F_1, F'_1 ҳәм F_2, F'_2 лердин орынлары менен берилген болсын.

Объект I система менен оның бириңи бас фокусы F_1 дин арасында жайласқан жағдайды қараймыз.



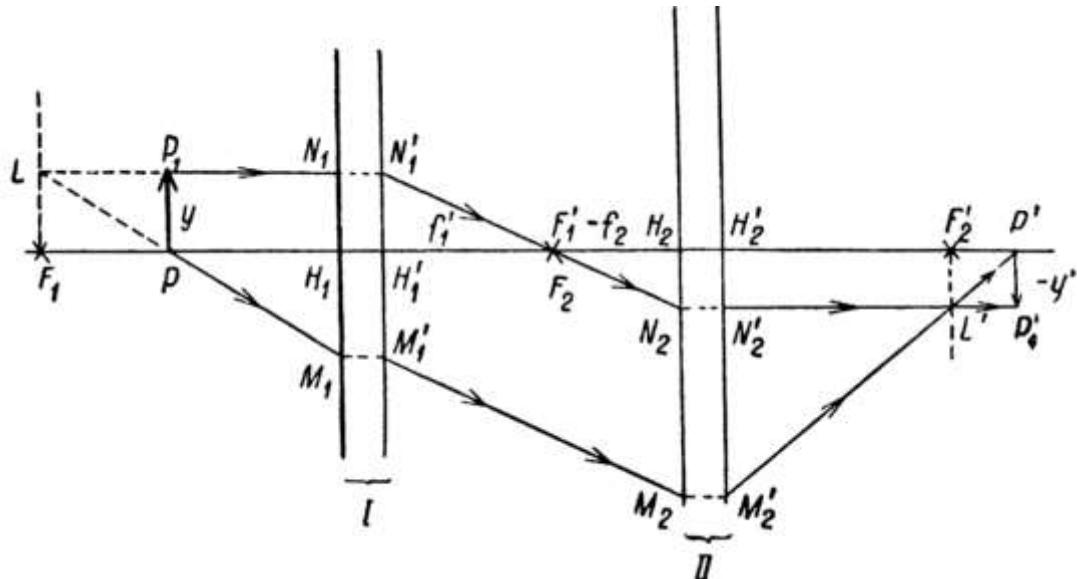
262-сүйрет. Телескоплық система.

I системаның бас фокуслық қашықтығы F_1 арқалы оптикалық көшерге перпендикуляр тегислик өткеремиз. Бул тегисликте I системаның бас фокаллық тегислиги деп атайды (263-сүйретте ол пунктір менен белгиленген). Бас фокаллық тегисликтері қәлеген ноқатлық дерек I системада оптикалық көшер менен белгили мүйешти жасайтуғын нурлардың дәстесин береди.

У объектинен шығатуғын еки нурды қараймыз. Оларды телескоплық системада сынғаннан кейин табыўға мүмкін болатуғында етип жайластырамыз. Бундай нурлардың бири сыпатында оптикалық көшерге параллель нурды сайладап аламыз. I системада сынғаннан кейин ол оның екинши бас фокус F'_1 арқалы өтеди ҳәм II системаның бириңи бас тегислиги H_2 ге базы бир N_2 ноқатында келип түседи. I системаның екинши бас фокусы F'_1 бир үақытта II системаның бириңи бас фокусы болып табылатуғын болғанлықтан, $N'_1 F'_1 N_2$ нұры II системада сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель бағытта тарқалады.

Екинши нур сыпатында $P M_1$ нұрын аламыз. Оның даўамы $P_1 N_1$ нұрының даўамы менен бас фокаллық тегислик F_1 де жататуғын L ноқатында кесилисетуғында етип аламыз. Бундай жағдайды $L P M_1$ нұры I системада сынғаннан кейин $N'_1 N_2$ нұрына параллель болған $M'_1 M_2$ нұрын береди. Бул жағдай бизге II системада сынғаннан кейин пайда болған нурдың бағытын табыўға мүмкіншілік береди. Ҳақыйқатында да, $M'_1 M_2$ нұры менен $N'_1 N_2$ нұры бир бирине параллель болғанлықтан, II системада сынғаннан кейин олар бас фокаллық тегислик F'_2 те жатқан L' ноқатында кесилисійи керек. Солай етип, биз $P M_1$ нұрынан барлық телескоплық системада сынғаннан кейин пайда болған $M'_2 L'$ нұрының бағытын табамыз.

Бул $M'L'$ нұры оптикалық көшерди P ноқатының сүйрети болған P' ноқатында кеседи. Биз қарап атырған объекттиң екинши ноқатының, атап айтқанда P_1 ноқатының сүйретин мынадай пикирдин тийкарында аңсат аламыз: бул сүйрет N'_2L' нұры менен P ноқаты арқалы оптикалық көшерге перпендикуляр етип өткөрілген туұрының кесилисіү ноқатында жайласады. Бул туұрылардың кесилисіү ноқаты болған P'_1 ноқаты P_1 ноқатының сүйрети болып табылады. y' кесиндиси барлық объекттин сүйрети болып табылады.



263-сүйрет. Телескоплық система беретуғын сүйретти құрыў.

263-сүйреттен телескоплық система тәрепинен берилетуғын сызықлы үлкейтий β ны аңсат анықлауға болады. Сызылма бойынша $y = H'_1N'_1$ ҳәм $-y' = H_2N_2$ теңликлериниң орынлы екенлегин аңғарып,

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{H_2N_2}{H'_1N'_1}$$

теңликлерине ийе боламыз. Буннан кейин $H'_1N'_1F'_1$ ҳәм $H_2N_2F'_1$ үш мүйешликлеринен мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{H_2N_2}{H'_1N'_1} = \frac{-f_2}{f'_1}.$$

Бул аңлатпада f'_1 пенен f_2 шамалары сәйкес I системаның екинши бас фокуслық қашықтығы ҳәм II системаның биринши бас фокуслық қашықтығы белгиленген. Нәтийжеде, телескоплық системаның сызықлы үлкейтийи ушын

$$\beta = \frac{f_2}{f'_1}$$

шамасын аламыз. Егер система ҳаўада жайласқан болса, онда $f_2 = f'_1$ ҳәм

$$\beta = \frac{f'_1}{f'_1} \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз. Бул формулада f'_1 арқалы II системаның екинши бас фокуслық қашықтығы белгиленген. (1)-формуладан телескоплық системаның сызықлы үлкейтийиниң оны қурайтуғын системалардың тек бас фокуслық қашықтықтарының қатнасы бойынша анықланатуғынлығы ҳәм объекттиң турған орнына ғәрэзсиз екенлигі көринип түр. Объекттиң ҳәм оның сүйретиниң қайда жайласқанлығынан ғәрэзсиз берилген телескоптық системаның сызықлы үлкейтийи бирдей мәниске ийе болады.

Телескоплық системаның мүйешлик үлкейтийн 317-параграфтағы (6)-формуланың тийкарында анықтайды. Бул формула бойынша

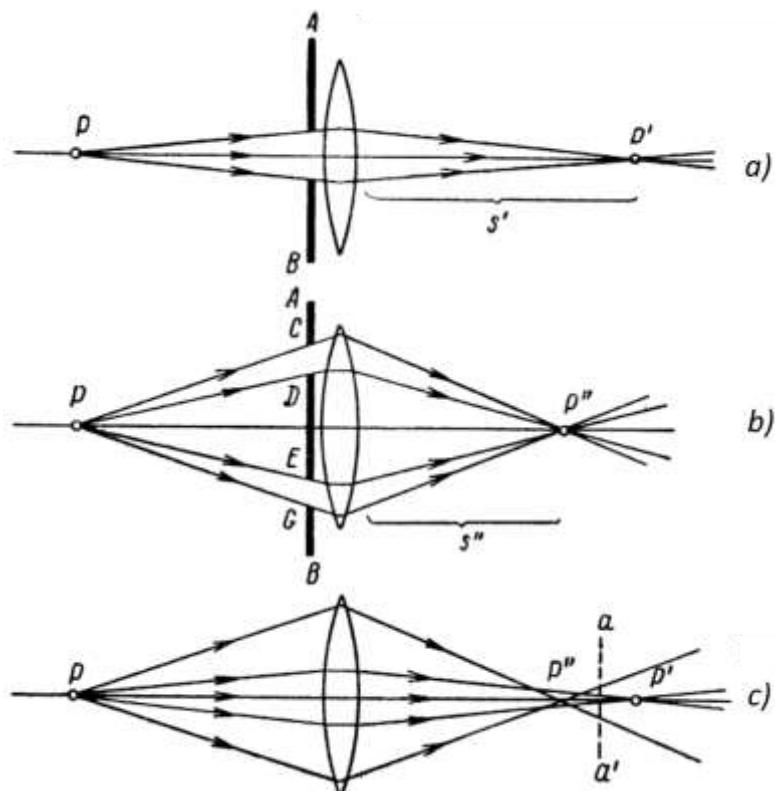
$$\gamma = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\beta}. \quad (2)$$

Егер бизиң телескоплық системамыз ҳаўада жайласқан болса, онда $n = n' \cong 1$. Соныңтан (2)-хәм (1)-аңлатпалар бойынша

$$\gamma = -\frac{f'_1}{f'_2} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, телескоплық системаның мүйешлик үлкейтийи сан мәниси бойынша биринши системаның бас фокуслық қашықтығы қанша үлкен болса ҳәм екинши системаның бас фокуслық қашықтығы қаншама киши болса соншама үлкен болады.

§ 322. Оптикалық системалардың қәтеликлері ҳәм оларды сапластырыў жоллары. Усы ўақыттарға шекем биз параксиаллық нурларды, яғни оптикалық көшер менен киши мүйеш жасайтуғын нурларды қарадық. Бундай жағдайларда ноқатлық объект жеткилики дәрежедеги жақсы жақынласыўда ноқатлық сүүретті береди. Бирақ, мүйешлердин киши мәнислері тар денелик мүйешлердин шеклериндеги жақтылық дәстелери менен шеклениүге мәжбүрләйди. 325-параграфта көргенимиздей, жақтылық дәстелеринин жицишке болыуы сүүреттин шеклериндеги жақтыландырыўдың киши болыуына алып келеди. Соныңтан әмелій көз-қараслардан салыстырмалы үлкен болған денелик мүйешлерге өтиүге қызығышылық пайда болады, яғни дәстелердин параксиаллық шәртинен бас тартыўға туýры келеди. Бирақ, усында баз тартыўдың нәтийжесинде гомоорайлық нур системада сынғанда гомоорайлық болыудан қалады ҳәм шекли өлшемлерге ийе болған объекттің сүүрети бир қатар кемшиликлерге ийе болады. Бул кемшиликлерди ҳәм оларды сапластырыў жолларын қысқаша қарап өтемиз.

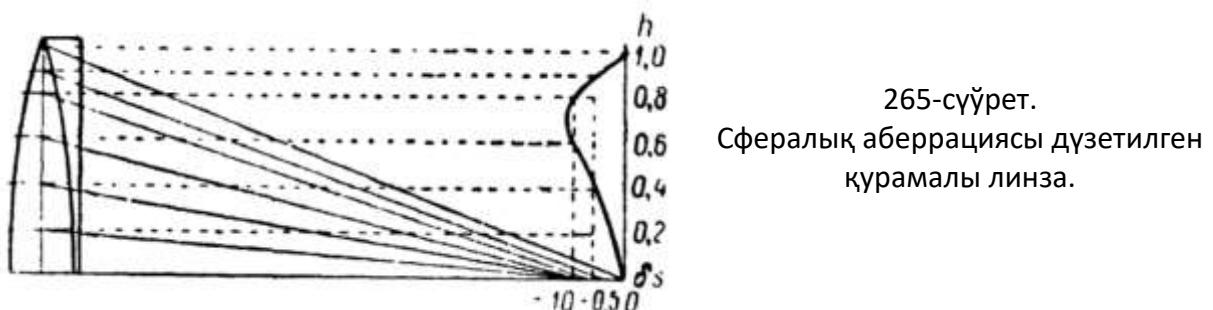


264-сүүрет. Сфералық аберрацияның пайда болыуы: параксиаллық нурлардың фокусы (а) шеттеги нурлардың фокусына салыстырғанда алыста жайласады (б).

Оң оптикалық күшке ийе бир линзаны аламыз. Мөлдир болмаған ҳәм дөңгелек тесиги бар (дөңгелек диафрагма) AB экранының жәрдемінде (264а сүйрет) P ноқатлық дерегинен шыққан параксиаллық нурлардың дәстесин ажыратып аламыз. Мейли, ол линзадан s' қашықтығында жайласқан P' ноқатында жыйналатуғын болсын. Енди дөңгелек диафрагманы сақыйна тәризли тесиги бар CD ҳәм EG диафрагмалары менен алмастырамыз (264б сүйрет). Бул диафрагма P ноқатлық дерегинен шыққан DPC ҳәм CPE конусларының арасындағы шеттеги нурлардың дәстесин кесип алады. Линзада шеттеги нурлар күшлирек сынады дерек P ның бурынғы орны ушын оның сүйрети P'' линзадан s' қашықтығына салыстырғанда киширек болған s'' қашықтығында жайласады. $\delta s = s'' - s'$ қашықтығы бойлық сфералық аберрация деп аталады. Бойлық сфералық аберрацияның орын алыўы сүйреттиң жайылыұына алып келеди. Ҳақыйқатында да, егер P дерегинен (264с сүйрет) линзаға нурлардың кең дәстеси келип түсетуғын болса, онда оптикалық көшер менен ҳәр қыйлы мүйеш жасайтуғын нурлар сынғаннан кейин оны ҳәр қыйлы ноқатларда кесип өтеди. Сынған нурдың қәлеген aa' тегислиги менен кесилисійи шекли өлшемлерге ийе болған дөңгелектин түrine енеди. Бул дөңгелектин өлшемлери шетки ҳәм параксиаллық нурлардың P' ҳәм P фокусларының арасындағы базы бир ноқатта ең киши болады.

Оң линза ушын бойлық сфералық аберрация $\delta s = s'' - s'$ терис.

Терис оптикалық күшке ийе линза ушын шетки нурлар параксиаллық нурларға салыстырғанда салыстырмалы киши сынады, шетки нурлардың фокусы линзадан параксиаллық нурлардың фокусына салыстырғанда алысырақ жайласады ҳәм бойлық сфералық аберрация $\delta s = s'' - s'$ тиң мәниси оң. Бул жағдай оптикалық системалардың сфералық аберрациясын бойлық аберрациялары ҳәр қыйлы белгиге ийе болған оң ҳәм терис линзаларды комбинациялаү жолы менен сапластырылады.



265-сүйретте бириňшиسى оң ҳәм екиншиسى терис болған еки линзадан туратуғын система көрсетилген (сүйретте бул линзалардың тек жартысы көрсетилген). Бул линзалардың оптикалық күши қурамалы линза оң оптикалық күшке ийе болатуғындай етип сайлап алынған. 265-сүйреттин оң тәрепинде линза арқалы оның оптикалық көшеринен ҳәр қыйлы болған h қашықтығында өтетуғын нурлар ушын бойлық сфералық аберрациясының графиги берилген. Шетки нурлар ушын бойлық аберрация толық компенсацияланған, ал ортадағы нурлар ушын үлкен болмаған қалдық аберрация орын алады.

Егер системаның оптикалық көшериниң бойында жайласқан ноқатлық объект ушын бойлық аберрация толық дұрысланған болса, онда бундай аберрацияның системаның көшеринен сыртта жайласқан объекттер ушын сақланыўы мүмкін. Көшерден сырттағы дәстениң оптикалық көшерге перпендикуляр тегислик пенен кесими (266-сүйрет) қуйрығы бар кометаға усаған созылған дақ түrine ийе. Соңықтан көшерден сырттағы аберрация

кома атамасына ийе (грек тилинде шаштың талын ямаса кометаны билдиріди, "шашлы жуулдыз").

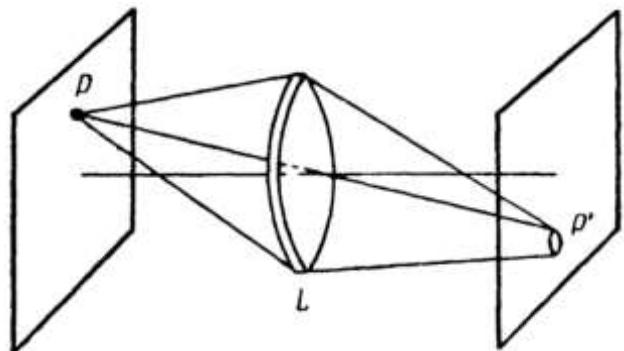
Сфералық аберрациясы дұрысланған системада синуслар шәрти деп аталатуғын шәрт орынланған жағдайда кома болмайды. Ал синуслар шәрти мынаған алып келинеди:

$$ny \sin u = n'y' \sin u'. \quad (1)$$

(параграфтың ақырындағы майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз).

266-сүрет.

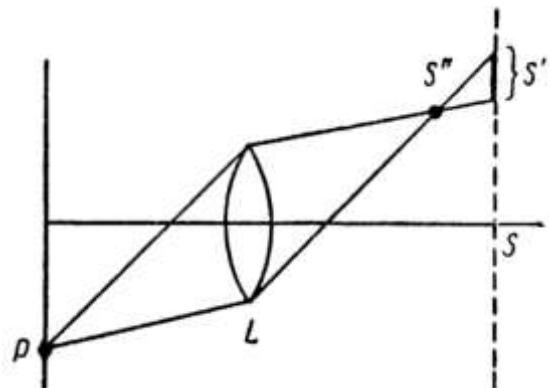
Кома.



Оптикалық система тәрепинен сындырылған дәстелер жоқарыда көрсетилген аберрациялар менен бирге әдетте *астигматизмге* де ийе болады (314-параграф). Егер көшерден тыста болса, онда жиңишке дәстелер ушын да астигматизм сақланады. Усындағы астигмат дәстелер еки фокаллық сызықты береди (267-сүрет): сызылма тегислигинде жатқан S' сызығын (сагитталлық кесимлердин фокаллық сызығы) менен сызылма тегислигине перпендикуляр болған S'' сызығы (меридионаллық кесимлердин фокаллық сызығы). Сол еки фокаллық сызықтардың арасындағы қашықлық $S'S''$ астигматлық айырманы береди. Астигматизм бар болған жағдайда ноқатлық объекттин қысқа атанақ ямаса жайылған дөңгелекti береди (сол еки фокаллық сызықтардың арасындағы).

267-сүрет.

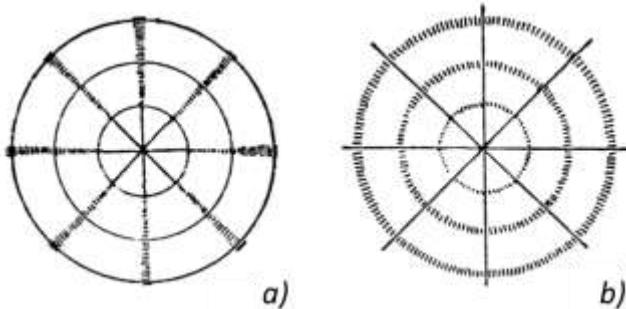
Көшерден сырттағы дәстелердин астигматизм.



Астигматизмниң болыўы радиаллық сызықтардың ҳәм системаның оптикалық көшерине перпендикуляр тегисликте жататуғын бир қатар концентрлик сызықтардың сүретлеринде айрықша айқын түрде көринеди. Дөңгелеклердин орайлары системаның оптикалық көшерине сәйкес келеди. Сүрет те оптикалық көшерге перпендикуляр экранда алынады. Егер экранды меридионаллық кесимлердин фокуслары тегислигине жайластырса (S'' фокаллық сызықтарының), онда 268а сүретте көрсетилгендей картина алынады. Дөңгелеклер кескин түрде сүретленеди, себеби фокаллық сызықтар бир бириниц үстине түсип, олардың түрін өзгертпейди, радиуслардың сүретлери болса орайдан радиуслардың ноқатларынан алыста жайласады. Егер экранды сагитталлық кесимлердин фокуслары тегислигинде жайластырса (S' фокаллық сызықтардың), онда 268б сүретте көрсетилгендей картина алынады. Бул жағдайда радиуслардың сүретлери

кескин, шеңберлердин сүүретлери жайылған; шеңберлер орайдан қаншама алыста жайласса, онда олар соншама көбірек жайылған болады.

Системаның астигматизмин сындырышы бетлердин иймеклик радиусларын ҳәм олардың оптикалық күшлерин сәйкес түрде сайлап алыў жолы менен дүзетиүге болады. Астигматизми дүзетилген системаларды *антистигматлар* деп атайды.

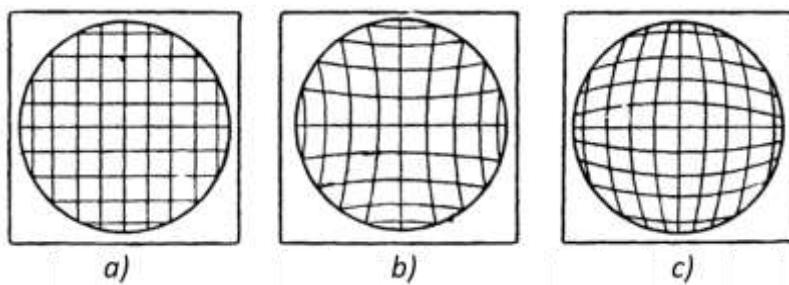


268-сүүрет.

Астигматизмниң салдарынан сүүреттин майысыўы.

- a) меридионаллық кесимлердин фокусындағы,
- b) сагитталлық кесимлердин фокусындағы.

Жоқарыда келтирілген оптикалық системалардың үш кемшиликлерден (аберрациялар, комалар ҳәм астигматизм) басқа кемшиликлер бар. Олардың қатарына сүүреттин майданының майысыўы ҳәм дисторсия киреди. Майданның майысыўы мынадан ибарат: системаның көшерине перпендикуляр болған тегислик түриндеги объектке майысқан бет түриндеги сүүрет сәйкес келеди. Дисторсия болса сүүреттин барлық майданының шеклериндеги сзызықлы үлкейтиүдің бирдей болмауының себебинен пайда болатуғын майысыўы болып табылады. Дисторсияның нәтийжесинде объект пенен оның сүүретинин арасындағы геометриялық уқасалық бузылады. Егер объект оптикалық көшерге перпендикуляр болған тегисликтеги квадрат ячейкаларға ийе тор түрине ийе болса (289a сүүрет), онда сүүрет майысқан сзызықтардан пайда болған тор түрине ийе болады. Егер үлкейтиү оптикалық көшерден узақласқан сайын өсетуғын болса, онда сүүрет 269б сүүретте көрсетілгендей, ал егер үлкейтиү көшерден алыслаған сайын кемейетуғын болса, онда сүүрет 269с сүүретте келтирілгендей түрге ийе болады. Визуаллық бақлаулар ушын арналған әсбаплардың көпшлигінде дисторсия үлкен әхмийетке ийе болмайды, Бирақ, сүүрет дәл өлшеўлерди орынлау ушын пайдаланылатуғын болса (геодезиялық өлшеўлер, аэрофотосъемка ҳ.т.б.), онда дисторсиясы дүзетилген системаларды пайдаланыў зәрүр.



269-сүүрет. Дисторсия.

Ферма принципи бойынша (253-сүүрет) еки ноқаттың арасында тарқалатуғын нурдың оптикалық жолының узынлығының экстремаллық болыўы шәртин қанаатландырыуы керек. Бир неше нур еки ноқаттың арасындағы өтийи олардың оптикалық жолларының узынлығы бирдей жағдайда ғана жүзеге келеди. Сонлықтан, егер линза ноқаттың P объектиниң P' сүүретин беретуғын болса (270-сүүрет), онда P объектинен шығып P' ноқатында жыйналатуғын барлық нурлардың оптикалық узынлықтары бирдей болатуғынлығын аңғарамыз. Оптикалық узынлықтың геометриялық узынлықтың нур тарқалатуғын орталықтың сындырыў көрсеткишине көбеймесине

айтатуғынымызды еске саламыз. Мейли, линзаның материалының сындырыў көрсеткиши n_1 ге тең ҳәм линзаның оң және шеп тәреплеринде сәйкес сындырыў коэффициентлери n ҳәм n' болған орталықтар жайласқан болсын. Бундай жағдайда $POO'P'$ нұрының үзынлығы мынаған тең болады:

$$L_1 = n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P'.$$

Тап сол сияқты, $PMM'P'$ нұрының оптикалық үзынлығы ушын

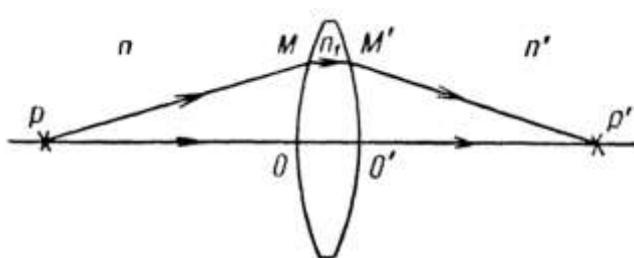
$$L_2 = n \cdot PM + n_1 \cdot MM' + n' M' P'$$

шамасын аламыз. Еки нұрдың оптикалық үзынлықтарының бирдей болыўы мынадай түрге ийе болады:

$$n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P' = n \cdot PM + n_1 \cdot MM' + n' M' P'.$$

Үш сындырыў коэффициентиниң (n, n_1 ҳәм n') бир бирине тең болмағанлығы себепли жоқарыдағы теңлемениң қанаатландырылыуы мүмкін. Солай етип, ҳәр қыйлы нурлардың геометриялық үзынлықтарының ҳәр қыйлы болыўына қарамастан, олардың оптикалық үзынлықтарының шамаларының бирдей болыўы мүмкін.

Нурлардың оптикалық үзынлықтарының бирдей болыўы *барлық нурлардың бойы бойынша тарқалатуғын тербелислердин барлығының P' сүйретинде бирдей фазада қосылатуғынылығын аңғартады*.



270-сүйрет.

Ноқаттың объекттен шығатуғын ҳәм ноқаттың сүйретте қосылатуғын нурлардың оптикалық үзынлықтарының тең болатуғынылығы.

Хақында да, P ноқаттың объектинен барлық тербелислер бирдей фазада шығады. Олардың фазаларының P ноқатынан P' ноқатына шекем тарқалғанда олардың фазасының қаншаға өзгеретуғынылығын қарау қалады. Бир текли орталықтағы геометриялық үзынлығы l_i болған участкада тербелислердин фазасы $\Delta_i = 2\pi \frac{l_i}{\lambda_i}$ шамасына өзгереди. Соныңтан нұрдың $POO'P'$ жолында фаза

$$\Delta_1 = 2\pi \left(\frac{PO}{\lambda} + \frac{OO'}{\lambda_1} + \frac{O'P'}{\lambda'} \right)$$

шамасына өзгереди. Бул теңликте λ, λ_1 ҳәм λ' арқалы шеклеринде PO, OO' ҳәм $O'P'$ кесиндерлері жайласқан заттардағы толқын үзынлықтары белгиленген. Егер бослықтағы толқын үзынлығын λ_0 арқалы белгилесек, онда

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}, \quad \lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}, \quad \lambda' = \frac{\lambda_0}{n'}$$

теңликтери орынны болады.

λ, λ_1 ҳәм λ' шамаларының мәнислерин (3)-аңлатпаға қойып,

$$\Delta_1 = 2\pi(n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P')$$

аңлатпасын аламыз.

Тап сол сияқты, нұрдың $PMM'P'$ жолында фазаның Δ_2 шамасына өзгеретуғынылығын табамыз:

$$\Delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n \cdot PM + n_1 \cdot MM' + n' \cdot M' P').$$

Δ_1 менен Δ_2 шамалары ушын аңлатпаларды (2)-теңлик пенен салыстырып

$$\Delta_1 = \Delta_2$$

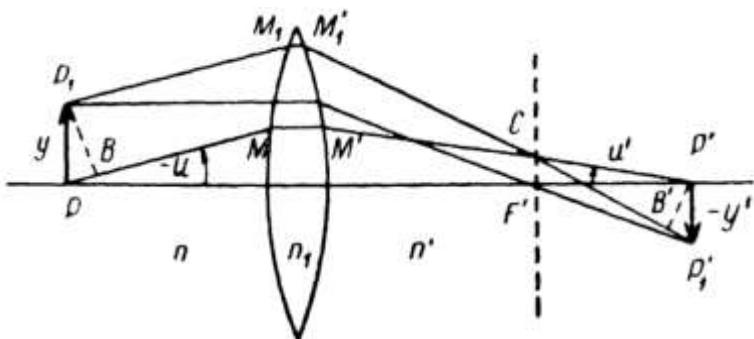
теңлигиниң орынланатуғынылығын табамыз. Бул теңлик P ноқатынан P' ноқатына жетип келетуғын қәлелеген нұрдың жолдағы фазасының өзгерисинин бирдей екенligин көрсетеди. Демек, ноқаттың сүйреттеги барлық нурлар бирдей фазада қосылады екен.

Объекттің өлшемлери шекли болған жағдайда объективтің ҳәм оның сүйретиниң түйинлес ноқаттарының ҳәр бир жубының арасындағы нурлардың оптикалық үзынлықтары бирдей болғанда сүйрет анық болады. Және де, сындырыў коэффициенти n_1 дин мәниси n ҳәм n'

шамаларының арасында болатуғын материалдан соғылған линзаны қараймыз (271-сүйрет). Объектте еки дана P ҳәм P_1 ноқатларын аламыз. Мейли, сол ноқатлардың сүйреттери P' ҳәм P'_1 ноқатлары болсын. P ҳәм P_1 ноқатлары, соның менен бирге P' ҳәм P'_1 ноқатлары да бир бирине жақын жайласқан деп есаплаймыз. $PMM'P'$ ҳәм $P_1M_1M'_1P'_1$ нурларын қараймыз. Олардың PM ҳәм P_1M_1 кесиндерлері бир бирине параллель. Еки нур да F' бас фокаллық тегислигінде жатқан C ноқатында кесилиседи. P_1 ҳәм P' ноқатларынан PM ҳәм $M'_1P'_1$ кесиндерлерине перпендикуляр болған сәйкес P_1B ҳәм $P'B'$ перпендикулярларын өткөремиз. Егер P_1 ҳәм B ноқатлары арқалы барлық ноқатлары бирдей фазада тербелетуғын тегис толқын өтетуғын болса, онда ұзынлығы бар болған барлық нурлар да C фокусында бирдей фазада қосылған болар еди. Бундан $P_1M_1M'_1C$ ҳәм $BMM'C$ кесиндерлериниң оптикалық ұзынлықтарының бирдей болатуғының келип шығады. Нәтийжеде, егер PB ҳәм $B'P'_1$ кесиндерлериниң оптикалық ұзынлықтары бирдей болатуғын болса, онда $PMM'P'$ ҳәм $P_1M_1M'_1P'_1$ нурларының да оптикалық ұзынлықтары бир бирине тең болады. Демек, мынадай теңлік орын алады екен:

$$n \cdot PB = n' \cdot B'P'_1. \quad (4)$$

271-сүйреттен $PB = y \sin(-u) = -y \sin u$ теңлігінің орынлы екенлегі көринип түр. Бул теңліктегі u арқалы P менен P_1 ноқатларының арасындағы қашықлық, ал u' арқалы P нұры менен оптикалық көшер арасындағы мүйеш белгиленген.



271-сүйрет.
Синуслар шәртін келтирип
шығарыўға.

Бундан кейин P' пенен P'_1 ноқатларының арасындағы қашықлық y' киши болғанда жууық түрде $B'P'_1 = -y' \sin u'$ теңлігі орынлы болады. Бул теңліктегі u' арқалы $M'P'$ нұры менен оптикалық көшер арасындағы мүйеш белгиленген. PB ҳәм $B'P'_1$ шамаларының бул мәнисин (4)-аңлатпаға қойып

$$ny \sin u = n'y' \sin u' \quad (5)$$

теңлигин табамыз. Бул теңлік ұзынлығы параграфтың тийкарғы текстіндегі көрсетилген синуслар шәрті болып табылады. Параксиаллық нурлар ушын u менен u' мүйешлериниң мәнислері киши ҳәм жууық түрдеги $\sin u \cong u$ ҳәм $\sin u' \cong u'$ теңліклерине ийе боламыз. Бундай жағдайда синуслар шәрти Лагранж-Гельмгольц инварианттына өтеди:

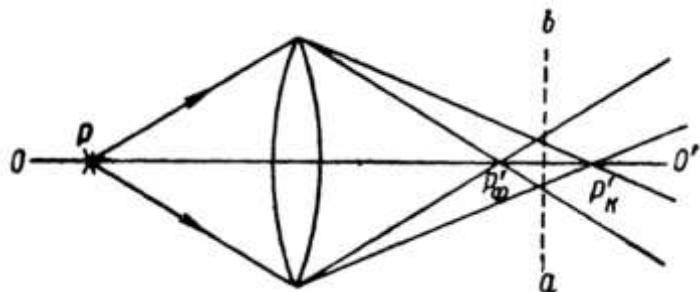
$$nuu = n'y'u'.$$

Улыұма айтқанда, синуслар шәрти системаның түйинлес тегисликлериниң тек бир жубы ушын ғана орынланады. Түйинлес тегисликлердин ұсындарында жубын апланаттық деп атайды.

§ 323. Хроматлық аберрация. Ұзынлықта шекем биз оптикалық системалардың құрамының киретуғын мөлдир затлардың сындырыў коэффициентлерин тұрақты деп есапладық. Бал жағдай системаны монохромат нур менен жақтыланырығанда орынланады. Жақтылықтың құрамы құрамалы болғанда сындырыў коэффициентлериниң мәнислериниң толқын ұзынлығынан ғәрзесли екенлегин есапқа алыў зәрүр. 279-параграфта көрсетип өткенимиздей, мөлдир заттар ушын толқын ұзынлығының киширейиүи менен сындырыў коэффициентлериниң монотонлық түрде үлкейиүи орын алады. Сонлықтан, мысалы, әдеттегидей линзаның оптикалық күши қызыл нурға салыстырғанда көк нур ушын үлкен. Нәтийжеде, егер дерек ақ жақтылықты шығаратуғын болса, онда оның сүйрети жайылған ҳәм оның шетлери боялған болады. Бул құбылысты хроматлық аберрация деп атайды.

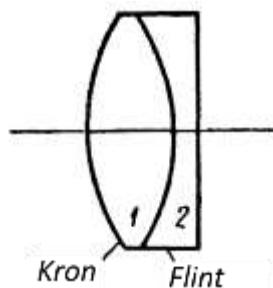
Мейли, ақ жақтылықтың P ноқатлық дерегинен (272-сүйрет) бир оң линзаның жәрдемінде сүйрети алынатуғын болсын. Бұндай жағдайда ноқаттың фиолет нурлардағы сүйрети P'_f линзаға басқа сүйретлерге салыстырғанда жақын, ал қызыл нурлардың жақтылығында сүйрет P'_q барлығынан алыста пайда болады. Олардың арасында басқа реңли нурлар тәрепинен пайда етилген сүйретлер жайласады. P'_f менен P'_q ноқатларының арасындағы қандай да бир орында $O O'$ оптикалық көшерине перпендикуляр болған ab тегислигін жүргиземиз. Бул тегисликте жайылған реңли дөңгелекti көремиз. Егер фиолет нурлардың фокусы P'_f арқалы тәбелері оған салыстырғанда оң тәрепте жайласқан ноқатта кесилисетуғын барлық басқа нурлардың конусларын алатуғын болсақ, онда дөңгелек алынады ҳәм бул дөңгелектің сыртқы бөлими қызыл жийектен, ал орайы қызғылт көк жийектен ибарат. Егер тегисликте P'_q ноқатының қасында жүргизсек, онда дөңгелек фиолет реңге ийе жийекке ийе болып, орайы болса қызыл реңге ийе болады.

272-сүйрет.
Хроматлық аберрацияның пайда болыўы.



Хроматлық аберрацияны ҳәр қыйлы салыстырмалы дисперсияға ийе болған ҳәр қыйлы сортқа ийе шийшелерден соғылған оң ҳәм терис линзаларды комбинациялау жолы менен сапластырыуға болады (усы параграфта төменде келтирип шығарылады). Крон деп аталатуғын шийше киши салыстырмалы дисперсияға, ал флинт деп аталатуғын шийше үлкен салыстырмалы дисперсияға ийе болады. Кроннан соғылған оң линзадан (273-сүйрет) ҳәм флинттен соғылған терис линзадан тұратуғын системада хроматлық аберрацияның компенсацияланған болыўы мүмкін. Бирақ биргеликті алынған еки линзаның оптикалық күши оң болып қалады. Бұндай линза *ахроматлық линза* деп аталады.

273-сүйрет.
Хроматизми дүзетилген құрамалы линза.



Ахроматлық линзаны соғыұдың мүмкіншилігін көрсетіүү және әпиүйайылық ушын еки линзаны да шексиз жуқа деп есаптаймыз. Мейли, бириңи линза ушын (кроннан соғылған) қызыл ҳәм фиолет нурлар ушын сындырыу коэффициентлерин сәйкес n_{q_1} ҳәм n_{f_1} арқалы белгилеймиз. Спектрдин базы бир орта областы (мысалы сары-жасыл) ушын сындырыу коэффициентин \bar{n}_1 , буннан кейин сындырыушы бетлердің иймеклик радиусларын r_1 ҳәм r_2 арқалы белгилеймиз. Бұндай жағдайда, 320-параграфта айтылғанлар бойынша бириңи линзаның қызыл ҳәм фиолет нурлар ушын оптикалық күшлери Φ_{q_1} , Φ_{f_1} ҳәм оның спектрдин орта бөлими ушын оптикалық күши Φ_1 сәйкес мынашарға тең болады:

$$\Phi_{q_1} = \left(n_{q_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad \Phi_{f_1} = \left(n_{f_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

$$\Phi_1 = (n_1 - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Бул теңликлерден

$$\Phi_{q_1} = \frac{n_{q_1} - 1}{\bar{n}_1 - 1} \Phi_1, \quad \Phi_{f_1} = \frac{n_{f_1} - 1}{\bar{n}_1 - 1} \Phi_1 \quad (1)$$

формулаларына ийе боламыз.

Тап усындағы жоллар менен екинши линзаның (флинттен исленген) қызыл ҳәм фиолет нурлар ушын оптикалық күшлери ушын

$$\Phi_{q_2} = \frac{n_{q_2} - 1}{\bar{n}_2 - 1} \Phi_2, \quad \Phi_{f_2} = \frac{n_{f_2} - 1}{\bar{n}_2 - 1} \Phi_2$$

аңлатпаларын аламыз. Бул аңлатпаларда Φ_2 арқалы сол линзаның спектрдин орта обласы ушын оптикалық күши белгиленген.

Бириңи ҳәм екинши линзалар менен биргеликте пайдада етилген қурамалы линзаның қызыл ҳәм фиолет нурлар ушын оптикалық күши сәйкес мыналарға тең:

$$\Phi_q = \Phi_{q_1} + \Phi_{q_2}, \quad \Phi_f = \Phi_{f_1} + \Phi_{f_2}.$$

Егер қызыл ҳәм фиолет нурлар ушын хроматизми бирдей болатуғын болса, яғни $\Phi_q = \Phi_f$ теңдигілігі орынлы болатуғын болса, онда қурамалы линза хроматизмге ийе болмайды. Нәтийжеде, ахроматизм шәрти мынадай теңлик пenen аңлатылады:

$$\Phi_{q_1} + \Phi_{q_2} = \Phi_{f_1} + \Phi_{f_2}.$$

Бул теңликке оптикалық күшлердин орнына олардың (1)- ҳәм (2)-теңликлер бойынша алынған шамаларын қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{n_{f_1} - n_{q_1}}{\bar{n}_1 - 1} \Phi_1 = \frac{n_{f_2} - n_{q_2}}{\bar{n}_2 - 1} \Phi_2.$$

$\frac{n_{f_1} - n_{q_1}}{\bar{n}_1 - 1}$ ҳәм $\frac{n_{f_2} - n_{q_2}}{\bar{n}_2 - 1}$ шамалары салыстырмалы дисперсиялар деп аталады. Оларды сәйкес ν_1 ҳәм ν_2 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда системаның ахроматизми шәрти төмендегидей түрге ийе болады:

$$\nu_1 \Phi_1 + \nu_2 \Phi_2 = 0. \quad (3)$$

Спектрдин орта обласы ушын системаның оптикалық күши Φ

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (4)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. (3)- ҳәм (4)-аңлатпалардан бириңи ҳәм екинши линзалар ушын төмендегидей мәнислерди аламыз:

$$\Phi_1 = \frac{\nu_2}{\nu_2 - \nu_1} \Phi, \quad \Phi_2 = \frac{\nu_1}{\nu_2 - \nu_1} \Phi. \quad (5)$$

Флинт ушын салыстырмалы дисперсия ν_2 крон ушын салыстырмалы дисперсиядан үлкен Сонлықтан $\nu_2 - \nu_1$ айырмасы он, ҳәм (5)-теңликтен биз, бириңиңден, бириңи ҳәм екинши линзалардың оптикалық күшлеринің белгилери ҳәр қыйлы; екиншиден, абсолют мәниси бойынша $|\Phi_1|$ оптикалық күши $|\Phi_2|$ оптикалық күшинин абсолют мәнисинен үлкен. Буннан (4)-теңликтен, егер бириңи линзаны он ($\Phi_1 > 0$) етип алсақ қурамалы линзаның оптикалық күшинин де он, болатуғынлығы келип шығады. Бундай жағдайда қызыл ҳәм көк нурлар ушын фокуслар бир бириңе сәйкес келеди, яғни қурамалы линза хроматизми бойынша дүзетилген болады.

Қызыл ҳәм көк нурлар ушын фокуслар сәйкес келгенде басқа реңлер, мысалы, жасыл ҳәм қызыл нурлар ушын фокуслардың сәйкес келмеүи мүмкін. Бул үлкен болмаған қалдық хроматизмниң орын алғыуна алып келеди. Жоқарыда қарап етилген системаға салыстырғанда қурамалырақ болған системаларды соғыў жолы менен хроматизмниң толық компенсациясын жүзеге келтириүгө болады.

§ 324. Оптикалық система арқалы өтетуғын жақтылық ағысы. Эмелий көз-қарастан оптикалық система тәрепинен берилетуғын сүүреттің жарықтығының әхмийеті жүдә үлкен. Бул мәселени айқынластырыў ушын бир текли затта, мысалы ҳайада жайласқан линзаны қараймыз (274-сүүрет). Мейли, объект хызметин линзаның оптикалық көшерине перпендикуляр жайласқан туұры мүйешли ΔS майданы атқарсын. Сүүрет оптикалық көшерге перпендикуляр жайласқан туұры мүйешли $\Delta S'$ майданы болып табылады.

Сүүреттиң ҳәр бир тәрепи β есе үлкейеди (β арқалы сыйықлы үлкейиү белгиленген). Сонлықтан сүүреттиң майданы менен объекттиң майданының қатнасы сыйықлы үлкейтиүдин квадратына тең болады:

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S} = \beta^2. \quad (1)$$

Мейли, объекттиң жарықлығы B ға тең болсын. Линзаға ΔS майданы тәрепинен $\Delta\omega$ денелик мүйешинин шеклериндеги (ΔS турған орында AB линза ұсындар мүйеш пенен көринеди) ΔF жақтылық дәстеси келип түседи. Параксиаллық нурлар менен шекленсек, онда биз $\Delta\omega$ денелик мүйешин киши деп есаплаўымыз керек ҳәм бүндай жағдайда 304-параграфтағы (1)-формулаға сәйкес ΔF жақтылық дәстесин мына түрде көрсетиүимиз керек:

$$\Delta F = B \cos i \Delta\omega \Delta S.$$

Бул теңдикте i арқалы дәстениң көшери менен ΔS майданына түсирилген нормалдың арасындағы мүйеш белгиленген. Қойылған шәрт бойынша ΔS майданы линзаның оптикалық көшери AB ға перпендикуляр. Сонлықтан $\cos i = 1$ ҳәм

$$\Delta F = B \Delta\omega \Delta S \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

Линза арқалы өткенде ΔF ағысы нурлардың бир бөлімінин шағылышының ҳәм линзаның материалындағы жұтылыудың нәтийжесинде киширейеди. Линза арқалы

$$\Delta F' = k \Delta F$$

шамасына тең $\Delta F'$ ағысы өтеди. Бул теңдикте $k < 1$. Бул теңдиктеги ΔF шамасының (2)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып, линза арқалы өткен $\Delta F'$ ағысы ушын мынадай аңлатпа аламыз:

$$\Delta F' = k B \Delta\omega \Delta S. \quad (3)$$

$\Delta F'$ ағысы толығы менен сүүреттиң өлшемлери менен шекленгендеген $\Delta S'$ майданы арқалы өтеди. Бул ағыс сүүрет жайласқан $\Delta S'$ орыннан AB линзасы көринетуғын $\Delta\omega'$ денелик мүйешинин шеклеринин ишинде болады. Солай етип, сүүреттен оңға қарай $\Delta S'$ майданынан шығатуғын ҳәм $\Delta\omega'$ денелик мүйешинин шеклеринин ишинде $\Delta F'$ жақтылық ағысы тарқалады. Сонлықтан 304-параграфта айттылған жағдайларға байланыслы $\Delta S'$ майданының жарықлығы B'

$$B' = \frac{\Delta F'}{\cos i' \Delta\omega' \Delta S'} \quad (4)$$

шамасына тең болады.

$\Delta S'$ майданы дәстениң көшерине перпендикуляр болғанлықтан $\cos i' = 1$ ҳәм (4)-теңдикten

$$\Delta F' = B' \Delta\omega' \Delta S'$$

аңлатпасына ийе боламыз. $\Delta F'$ тың бул мәнисин (3)-аңлатпаға қойып,

$$B' \Delta\omega' \Delta S' = k B \Delta\omega \Delta S$$

теңдигин аламыз. Буннан сүүреттиң жарықлығы ушын

$$B' = k B \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta S'} \quad (5)$$

аңлатпасының орынлы екенлегин табамыз. $\Delta\omega$ ҳәм $\Delta\omega'$ денелик мүйешлери киши болғанлықтан, олар ушын жууық түрде

$$\Delta\omega = \frac{\pi h^2}{s^2}, \quad \Delta\omega' = \frac{\pi h^2}{s'^2}$$

аңлатпаларына ийе боламыз. Бул аңлатпаларда h - линзаны шеклейтуғын шенбердин радиусы ҳәм s пенен s' - линзадан сәйкес объектке ҳәм сүүретке шекемги қашықлықтар. Буннан

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \frac{s'^2}{s^2}$$

қатнасына ийе боламыз. Бирақ, 320-параграфтағы (11)-формула бойынша s'/s шамасы линза беретуғын сзызықты үлкейтиү өткөрмөнөң береди. Нәтийжеде мынаны табамыз:

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \beta^2.$$

Бул қатнас (1)-қатнас пенен биргеликте мынаны береди:

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta S'} = \beta^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} = 1.$$

Буннан кейин (5)-формула мынадай түрге енеди:

$$B' = kB. \quad (6)$$

k коэффициенти тек линзадағы жақтылықтың жоғалығынан тәрелі болғанлықтан ең ақырында мынаған ийе боламыз: егер линзаның еки тәрепи бирдей сындырыў коэффициентине ийе орталықта жайласқан болса, онда сүүреттиң жарықтығы B' тек объекттиң жарықтығы B ҳәм жақтылықтың линза арқалы өтийиниң барысындағы жоғалтыўлар бойынша анықланады екен. Сүүреттиң жарықтығы линзаның өлшемлеринен, оның оптикалық күшинен, линза беретуғын үлкейтиўден тәрелі емес. k коэффициентиниң шамасы барлық үақытта 1 дән киши болғанлықтан, сүүреттиң жарықтығы объекттиң жарықтығынан барлық үақытта киши болады. Линзадағы жақтылықтың жоғалығын киширейтиү арқалы сүүреттиң жарықтығын объекттиң жарықтығына жақынластырыўға болады. Әдетте, пайдаланылатуғын материаллар (шийше) көзге көринетуғын областта соншама мөлдир болғанлықтан, жақтылықтың жоғалығы тийкарынан линзаның еки бетиндеги жақтылықтың шағылышының есабынан жүзеге келеди. Мейли, r - шағылыштырыў коэффициенти болсын. Сонықтан, линзаның биринши бети арқалы оған түсетеуғын ағыстың $(1 - r)$ бөлими, ал еки бет арқалы ағыстың $(1 - r)^2$ бөлими өтеди. Нәтийжеде, линзаның материалындағы жақтылықтың жұтылышын есапқа алмайтуғын болсак, онда $k = (1 - r)^2$ теңлигине ийе боламыз.

Сүүреттиң жарықтығын линзаның еки тәрепинде жайласқан затлардың сындырыў коэффициентлериниң айырмасының есабынан жоқарылатыўға болады. Егер кеңисликтиң объект жайласқан бөлиминдеги сындырыў коэффициенти n ге, ал кеңисликтиң сүүрет жайласқан бөлиминиң сындырыў коэффициенти n' шамасына тең болатуғын болса, онда (6)-теңлик

$$B' = \left(\frac{n'}{n}\right)^2 kB \quad (6a)$$

теңлигине айланады.

Қәлеген оптикалық системаны айырым линзалардан туратуғын система деп қараўға болады. Сонықтан алынған жуўмақтар өзлериңиң күшин қәлеген оптикалық система ушын сақлады. Егер объект пенен система тәрепинен берилетуғын сүүрет бирдей сындырыў коэффициентине ийе затларда жайласқан болса, онда сүүреттиң жарықтығы объекттиң жарықтығынан киши болады. r дана сындырыўшы бетлерден туратуғын система ушын жақтылықтың жұтылышын есапқа алмағанда k коэффициентиниң шамасы $(1 - r)^k$ шамасына тең. r ның үлкен мәнислеринде жақтылықтың жоғалығы әдеўир үлкен болады²⁶.

Курамалы системада ΔF жақтылық ағысының линзалардың қаснақлары менен диафрагмалардың бар болыўының салдарынан да ҳәлсиреүи мүмкін (325-параграф).

Көп санлы оптикалық әсбаплардың ислеўин баҳалаў ушын сүүреттиң жарықтығын емес, ал сүүреттиң шеклериндеги жақтыландырылғанлық A' ты билиўдин әхмийетли

²⁶ Шағылышыўлардағы жоғалтыўларды кемейтиү усылларын 277-параграфта қараңыз.

екенлигин атап өтөмиз. Егер $\Delta F'$ линзадан шығатуғын ҳәм сүйретти пайда ететуғын ағыс болып табылатуғын болса, онда жақтыландырылғанлық A' мынаған тең:

$$A' = \frac{\Delta F'}{\Delta S'}.$$

Бұл қатнаста $\Delta F'$ тиң орнына оның (3)-аңлатпадағы мәнисин қойсақ, онда

$$A' = kB\Delta\omega \frac{\Delta S}{\Delta S'}$$

аңлатпасына ийе боламыз. (1) бойынша $\frac{\Delta S}{\Delta S'} = \frac{1}{\beta^2}$ теңлигинин орынлы екенлигин есапқа алсақ, онда

$$A' = kB \frac{\Delta\omega}{\beta^2} \quad (7)$$

(7)-формуладан сүйреттиң шеклеридеги жақтыландырылғанлықтың обьекттиң жарықтығы B бойынша анықланатуғынлығын ҳәм обьект жайласқан орыннан линза көринетуғын $\Delta\omega$ денелик мүйешинен ҳәм сыйықлы үлкейтиү B дан ғәрэзли екенлиги көринип тур.

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \frac{s'^2}{s^2}$$

формуласын пайдаланып A' жақтыландырылғанлыққа және бир түр бериүге болады ҳәм оннан

$$\Delta\omega = \Delta\omega' \cdot \frac{s'^2}{s^2} = \Delta\omega' \cdot \beta^2$$

теңлигин аламыз. $\Delta\omega$ үшін жазылған бұл аңлатпаны (7)-аңлатпаға қойсақ, мынаны аламыз:

$$A' = kB\Delta\omega'. \quad (8)$$

Буннан сүйреттиң шеклеридеги жақтыландырылғанлықтың линзадан шығатуғын ҳәм сүйретте қосылатуғын нурларға сәйкес келетуғын денелик мүйеш пенен анықланатуғынлығы келип шығады.

Егер обьект пенен сүйрет сындырыў коэффициентleri n менен n' шамаларына тең ҳәр қыйлы орталықтарда жайласқан болса, онда (8)-формула

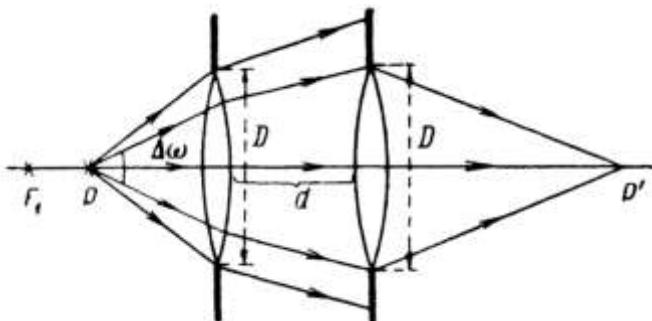
$$A' = kB \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \Delta\omega' \quad (8a)$$

аңлатпасына айланады.

§ 325. Киріү ҳәм шығыў қараышықтары. Құрамалы система болған жағдайда бириңи линзаның саңлағы арқалы системаға киретуғын жақтылық ағысы басқа линзалардың қаснақтары ямаса қандай да бир диафрагмалар менен шекленийи мүмкін. Мысал ретинде шексиз жуқа ҳәм екеүиниң де диаметри D болған ҳәм бир бириңен d қашықтығында жайласқан еки линзаны алайық (275-сүйрет). Егер жақтылықтың P ноқатлық дереги бириңи линза менен оның бириңи бас фокусы F_1 дин арасында жайласқан болса, онда бириңи линза тәрепинен өткерилген нурлардың тек бир бөлеги ғана екинши линза арқалы өтеди. Усының нәтийжесинде система арқалы дерек тәрепинен $\Delta\omega$ денелик мүйешиниң шеклеридеги ағыс ғана өтеди. Бул $\Delta\omega$ денелик мүйешиниң шамасы P обьекти жайласқан орыннан бириңи линза көринетуғын денелик мүйештен киши болады. Егер P дереги бириңи бас фокус F_1 дин сыртында жайласқан болса, онда бириңи линзадан жыйналыўшы нур шыққан ҳәм екинши линза жақтылық пенен толық толтырылмаған болар еди. Бул жағдайда нурлар шығатуғын $\Delta\omega'$ денелик мүйешиниң шамасы сүйрет жайласқан орыннан екинши линза көринетуғын денелик мүйештен киши болады.

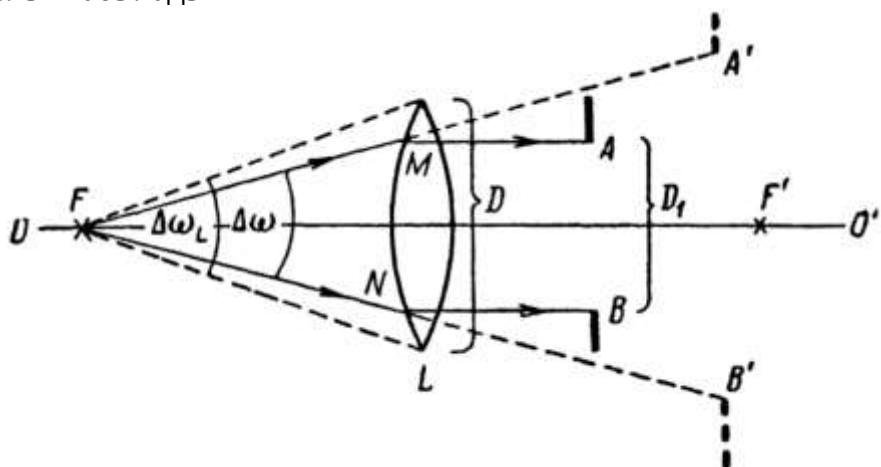
Диафрагмалар системағы aberrацияларды киширейтиў ҳәм системадан ҳәр қыйлы қашықтықтарда жайласқан предметлердин бир тегисликтери сүйретинин анықтығын

(кескинлигин) үлкейтиү ушын киргизиледи. Диафрагмалар болған жағдайда дәстелерди қаснақтар емес, ал сол диафрагмалар шеклейди.



275-сүйрет.
Еки линза арқалы өтетуғын жақтылық
дәстеси.

Система арқалы өтетуғын нурлардың дәстесин шеклейтуғын қаснақты ямаса диафрагманы ҳәрекеттеги ямаса *апертуралық диафрагма* деп атайды. Ҳәрекеттеги диафрагманы табыўдың усылын беріў ушын дәслеп бир шексиз жуқа L линзадан ҳәм AB диафрагмадан туратуғын ең әпиўайы болған системаны қараймыз (276-сүйрет). Мейли, диафрагма линзадан оның бас фокуслық қашықтығынан киши қашықтықта жайласқан болсын Диафрагманың диаметри D_1 ди линзаның диаметри D дан киши деп есаплаймыз. Мейли, жақтылықтың ноқатлық дереги линзаның биринши бас фокусы болған F ноқатында жайласқан болсын. Сүйретте көринип түрғанындай, FM ҳәм FN нурлары F ноқатынан шығатуғын ҳәм диафрагма арқалы өтетуғын нурлардың дәстесин шеклейди. FM ҳәм FN нурларын даўам еткен жағдайда AB диафрагмасының L линзасы беретуғын $A'B'$ жормал сүйрети болып табылады. Солай етип, F ноқатынан шығатуғын ҳәм система арқалы өтетуғын нурлардың шекленгендигин көрсететуғын $\Delta\omega$ денелик мүйешинин шамасы дерек түрған орыннан диафрагманың сүйрети $A'B'$ көринетуғын денелик мүйешке тең. Биз қарап атырған жағдайда $\Delta\omega$ мүйеши дерек түрған орыннан линзаның қаснағы көринетуғын $\Delta\omega_L$ денелик мүйешинен киши. Нәтийжеде AB диафрагмасы ҳәрекеттеги диафрагма болып табылады. Егер диафрагманың диаметри D_1 линзаның диаметри D дан үлкен болса, онда $\Delta\omega_L$ денелик мүйеши $\Delta\omega$ мүйешинен киши ҳәм сонлықтан L линзаның қастағы ҳәрекеттеги диафрагма болып табылады.



276-сүйрет. Ҳәрекеттеги диафрагма.

Жоқарыда айтылғанлардан қәлеген системаның ҳәрекеттеги диафрагмасын табыўдың усылы да келип шығады. Ҳәрекеттеги диафрагманы табыў ушын системаның берилген диафрагма ямаса қаснақтың алдындағы барлық диафрагмалар менен қаснақлардың сүйретин алыў керек (деректен шыққан нурлардың жүриси бойынша есапланған). Усында

сүүретлердин қатарына системаның биринши линзасының қаснағын да киргизиў керек. Сүүрети объект жайласқан орыннан ең киши $\Delta\omega$ денелик мүйеши менен көринетуғын диафрагма ҳәрекеттеги диафрагма болып табылады. Системаның бөліммериниң алдында жайласқан ҳәрекеттеги диафрагманың сүүрети кириў қараашығы деп аталады.

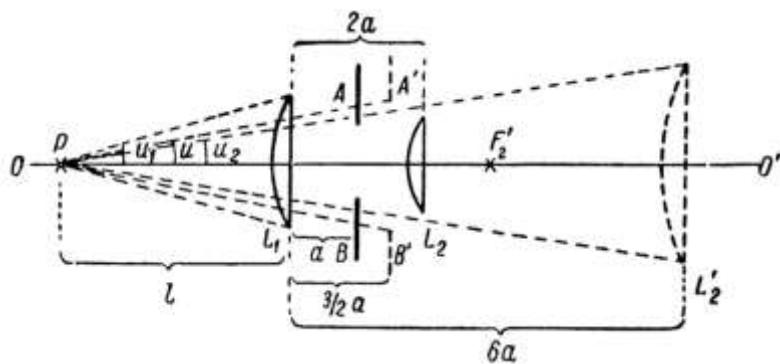
Тап усынданай жоллар менен шығыў қараашығы түснегин де киргизиўге болады. Оның ушын ҳәрекеттеги диафрагманың системаның оннан кейинги бөліми беретуғын сүүретин құрыў керек.

Объект жайласқан орыннан кириў қараашығының диаметриниң ушларына өткериленген нурлардың арасындағы мүйеш (системаның көшеринде жататуғын) кириўдиң апертуралық мүйеши деп аталады. Объекттиң сүүрети жайласқан орыннан шығыў қараашығының диаметриниң ушларына жүргизилген нурлардың арасындағы мүйеш шығыўдың апертуралық мүйеши деп аталады.

Объект жайласқан орыннан кириў қараашығы көринетуғын денелик мүйеш дерек тәрепинен шығарылған ҳәм система арқалы өтетуғын жақтылық дәстесин өзиниң ишине алатуғын $\Delta\omega$ денелик мүйеши болып табылады. Тап сол сыйқылды, сүүрет жайласқан орыннан шығыў қараашығы көринетуғын денелик мүйеш $\Delta\omega'$ системадан шығатуғын ҳәм сүүретте кесилисетуғын $\Delta\omega'$ денелик мүйеши болып табылады. Атап айтқанда, $\Delta\omega$ ҳәм $\Delta\omega'$ денелик мүйешлери сүүреттин шеклеринде жақтыландырыуды анықтайтуғын 324-параграфтағы (7)- ҳәм (8)-формулаларға кириўи керек.

Бир шексиз жуқа линза ушын кириў ҳәм шығыў қараашықлары линзаның өзиниң қаснағына сәйкес келеди.

Мысал сыпатында схемасы 320-параграфта келтирілген Гюйгенс окулярын қараймыз. Мейли, окулярды пайда ететуғын L_1 ҳәм L_2 линзаларының ортасына дөңгелек AB диафрагмасы жайластырылған болсын (277-сүүрет). Окулярдың екинши линзасының екинши бас фокусы ушын кириў ҳәм шығыў қараашықларын ҳәм шығыўдың апертуралық мүйешин табамыз.



277-сүүрет. Гюйгенс окулярының кириў қараашығы.

Гюйгенс окулярының фокуслық қашықлықлары f'_1 пенен f'_2 шамаларына тең ҳәм олар $f'_1 = 3f'_2 = 3a$ шәртін қанаатлардынатуғын еки линзадан туратуғын система екенингін еске саламыз; линзалардың арасындағы қашықлық $d = 2a$ шамасына тең. Линзаларды шексиз жуқа деп есаплаймыз.

L_1 линза беретуғын AB диафрагмасының ҳәм L_2 линзаның қаснағының сүүретлеринин орынларын анықтаймыз. L_1 линзаның оптикалық күши $\Phi_1 = 1/3a$ ға тең.

L_1 линзаға салыстырғандағы объekt пенен оның сүүретинин ийелеген орынларын s ҳәм s' арқалы белгилеп мынаны аламыз (320-параграфқа қараңыз):

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \Phi_1.$$

Буннан

$$s' = \frac{s}{1 + \Phi_1 s} \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз.

Шәрт бойынша AB диафрагмасынан биринши линзаға шекемги қашықлық a да тең, сонлықтан $s = -a$ ҳәм (1)-теңликтен

$$s' = \frac{-a}{1 - \frac{a}{3a}} = -\frac{3}{2}a$$

теңлиги келип шығады. Бундай жағдайда сызықты үлкейтиүү β мынаған тең болады:

$$\beta = \frac{s'}{s} = \frac{3a}{2a} = \frac{3}{2}.$$

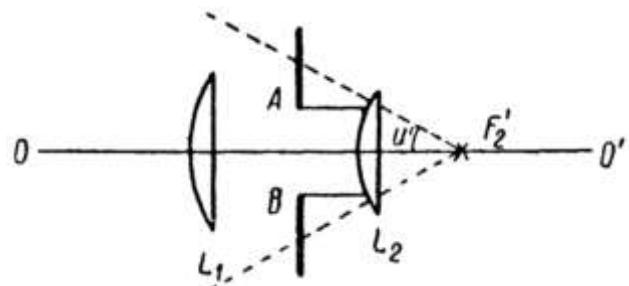
Солай етип, L_1 линза беретуғын AB диафрагманың сүүрети линзалардың арасында биринши линзадан $\frac{3}{2}a$ қашықлығында жайласады. Егер диафрагманың диаметрин D арқалы белгилесек, онда сүүреттин диаметри $D' = \frac{3}{2}D$ да тең болады.

L_2 линзаның қаснағы биринши линзадан $2a$ қашықлығында жайласқан. Сонлықтан оның ушын $s = -2a$ ҳәм (1)-теңлик бойынша мынаны аламыз:

$$s' = \frac{-2a}{1 - \frac{2a}{3a}} = -6a.$$

Бул жағдайда сызықты үлкейтиүү $\beta = 3$. Демек, екинши линзаның қаснағының сүүрети биринши линзадан ба қашықлықта оның шеп тәрепинде жайласады ҳәм $D'_2 = 3D_2$ диаметрине ийе болады (бул теңликтегі D_2 арқалы екинши линзаның диаметри белгиленген).

278-сүүрет.
Гюйгенс окулярының шығыў қараышы.



Системаның шеп тәрепинде оның биринши линзасынан l қашықлығында жайласқан P ноқатын аламыз. Қараышықты табыў ушын усы ноқаттан қарағанда биринши линзаның қаснағына (оның диаметрин D_1 арқалы белгилеймиз), AB диафрагмасының сүүретине ҳәм L_1 линза беретуғын L_2 линзаның қаснағының сүүретине сәйкес келетуғын $2u_1$, $2u$ ҳәм $2u_2$ мүйешлерин салыстырыў керек.

Кириў қараышы L_1 линзасының қаснағы ямаса u_1 , u ҳәм u_2 мүйешлериниң қайсысының киши екенлигине байланыслы L_2 линзасының ямаса диафрагмасының сүүрети болып табылады. Егер кириў қараышы анықланайын деп атырған P ноқаты линзалардың арасындағы қашықлықтан көп үлкен болған l қашықлығында жайласқан болса, онда 277-сүүретте көринип тұрғанындай, мынадай теңлик орын алады:

$$\tg u_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{D_1}{l}, \quad \tg u = \frac{1}{2} \cdot \frac{3D}{2l}, \quad \tg u_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{3D_2}{l}. \quad (2)$$

(2)-теңликтен мынадай жағдай келип шығады: егер L_1 менен L_2 линзалардың диаметрлері

$$D_1 > \frac{3}{2}D, \quad D_2 > \frac{1}{2}D$$

теңсизликтерин қанаатландыратуғын болса, онда биринши линза беретуғын диафрагманың сүүрети болып табылады. Бундай жағдайда ҳәрекеттеги диафрагма хызметин AB диафрагмасы атқарады.

AB диафрагмасын ҳәрекеттеги диафрагма деп есапладап, шығыў қараышының анықлаймыз. AB диафрагмасы L_2 линзасының биринши фокаллық тегислигінде жатады. Буннан шығыў қараышының шексизликтегі жататуғынлығын аламыз. Ол L_2 линзасының екинши бас фокусы F'_2 тең (278-сүүрет) AB диафрагмасынан оптикалық көшерге параллель болып шығатуғын нурлар L_2 линзасының екинши бас фокусы F'_2 фокусында жыйналатуғын тап сондай болған u' мүйеши менен көринеди. Демек, биз излеп атырған апертуралық $2u'$ мүйеши мынадай теңликтегі жәрдеминде анықланады:

$$\operatorname{tg} u' = \frac{D/2}{a} = \frac{D}{2a}.$$

§ 326. Көздің оптикалық системасы. Адамның көзиниң улыұмалық құрылышы 306-параграфта көлтирилди. Енди сетчаткада көринетуғын обьектлердин ҳақыйқый сүйретиниң пайда ететуғын көздің оптикалық системасын қараймыз. Көздің сындырыў системасы болып роговицаның²⁷ дөңес бети (306-параграф), хрусталик, көзди толтырып түрған сүй тәризли сүйекшілік шийше тәризли дене хызмет етеди. Көздеги сүйрет қарап атырған обьект жайласқан заттан (хаудадан) басқа затта (шийше тәризли денеде) пайда болады. Сонықтан көздің биринши ҳәм екинши бас фокуслық қашықлықтары ҳәр қыйлы. Хрусталик бир текли болмаған зат болып табылады, оның сыртқы бөлімінің сындырыў коэффициенті 1,38 ге, ал ишкі бөліми шама менен 1,41 ге тең. Хрусталиктиң оптикалық күши кирпик булшық етлериниң ҳәрекетинен жүзеге келетуғын оның бетлеринің иймеклигиниң өзгериүиниң есабынан өзгере алады. Хрусталиктиң оптикалық күшиниң өзгериүи менен сетчаткадағы предметлердин олардың көзден қашықлығына ғәрэзли сүйретлериниң кескин фокусланыўы әмелге асады. Бул процессти аккомодация деп атайды.

Көздің кириў қарашибы оның ҳақыйқый қарашибына сәйкес келеди. Көздің реңли передесиниң²⁸ жәрдемінде қарашибытың диаметриниң өзгериүи мүмкін, бул көзге түсетеуғын жақтылық ағысының шамасын ретлестиреди: әззи жақтыландырыўда қарашибы үлкейеди, ал күшли жақтыландырыўда - киширейеди.

Хәр қыйлы адамларда көздің оптикалық системасында әдеүир үлкен индивидуаллық аүйтқылар орын алады. Көздің улыұмалық характеристикасы ушын төмендегидей тұрақтыларға ийе әпиүйыластырылған ҳәм орташаластырылған моделден пайдаланыўға болады (бул моделди көлтирилген көз деп атайды):

сындырыўшы күш	58,64 D.
биринши бас тегисликтиң орны (көздің сыртындағы тынық қабықтың төбесинен)	+1,348 мм.
екинши бас тегисликтиң орны (көздің сыртындағы тынық қабықтың төбесинен)	+1,602 мм.
биринши бас фокуслық қашықлық	-17,1 мм.
екинши бас фокуслық қашықлық	+22,8 мм.

Көздің бас тегисликтери (H ҳәм H') менен бас фокусларының (F ҳәм F') орынлары 279-сүйретте көлтирилген.

Аккомодация мүмкін болған шеклик ноқатларды алыстағы ҳәм жақындағы ноқатлар деп атайды. Әдеттегидей нормаль көзде алыстағы ноқат шексизликте, ал жақындағы ноқат шама менен 20 см қашықлықта жайласады. Жас ўақытта адамлар көзин жақыннырақ (10-15 см) предметке аккомодациялай алады. Жастың өтиўи менен көзлердин аккомодацияланыў қәбилетлиги төменлейди.

Жақыннан көриў ҳәм алыстан көриў деп аталатуғын көздің оптикалық системасының кемшиликлери жийи ушырасады. Жақыннан көретуғын көз нормаль көзге қарағанда үлкен оптикалық күшке ийе болады, оның ушын алыстағы ноқат шексизликте емес, ал көзден шекли қашықлықта жайласады (кушли жақыннан көриүде 1,5 - 1 м ҳәм оннан да киши қашықлықта). Алыстан көретуғын көз ушын жақын ноқат көзден 20 см дән үлкен шамаға

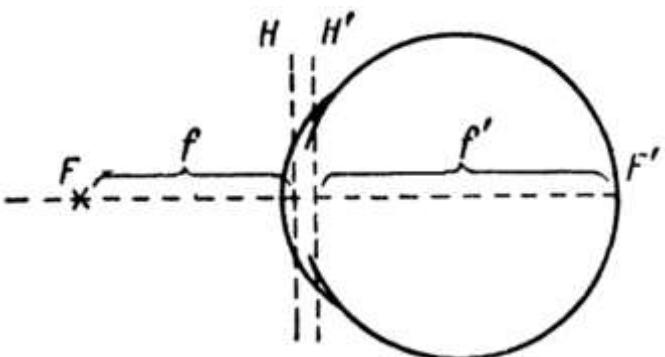
²⁷ Көздің сыртындағы тынық қабық.

²⁸ Көздің реңли передеси - рус тилинде "радужная оболочка глаза" (Аүдарыўшылар).

қашықласқан, ал алыс ноқат көздин әрғы тәрепинде жайласады; бул алыстан көретуғын көздин септаткада тек параллель емес, ал нурлардың қосылатуғын дәстесин де фокуслай алатуғының аңғартады. Алыстан көретуғын көз нормаль көзге салыстырғанда киши оптикалық күшке ийе болады.

Көздин оптикалық системасы бир қатар кемшиликлерге ийе болады: сфералық аберрацияға, комаға, әдеүир үлкен хромат аберрацияға. Бирақ бул кемшиликлер көриў процессиниң физиологиялық өзгешеликтериниң нәтийжесинде көринип турған предметлердин субъективлик қабылланыўының характеристине күшли тәсир етпейди.

279-сүйрет.
Көздин бас тегисликлери менен бас фокулары.



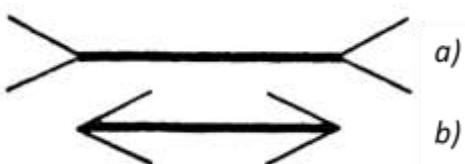
306-параграфта айтып өткенимиздей, егер предметтиң сүйрети септатканың сары дағына, айрықша оның орайлық шанағына түсетуғын болса, онда көзлер жұдә көп санлы деталларды айыра алады. Сары дақ үлкен болмаған өлшемлерге ийе, оған предметлердин шама менен 6—7 градуслық мүйеш пенен көринетуғын сүйрети түседи. Көз бенен қабыл етилетуғын улыўмалық майдан вертикаль бағытта шама менен 130° ҳәм горизонт бағытында 160° ту қурайды. Нормаль көз ушын сары дақтың шеклериндеги ажырата алыў күши шама менен $1'$ ту қурайды. Бул көзлердин бир бириңен мүйешлик қашықлығы $1'$ болған жақтылық шығаратуғын ноқатларды ажырата алатуғының аңғартады; $30''$ қа ҳәм ҳәтте $10''$ қа жететуғын жоқарырақ ажырата алыў үқыплығы да жийи ушырасады. Сары дақтың орайынан қашықласқан сайын ажырата алыў күши тез кемейеди: 60° мүйештеги ажырата алыў күши сары дақтың шеклериндеги ажырата алыў күшинин шама менен 0,02 бөлімин қурайды. Геүгимдеги көриўде ажырата алыў күши күндизги көриўге қарағанда әдеүир киши (10 есеге шекем).

Егер предмет көзден жақын ноқаттан бираз үлкен қашықлықта жайласқан болса, онда күндизги жақтыландырыўда көз жұдә көп санлы деталларды ажырата алады. Әдетте бул қашықлық 25 см ге тең деп қабыл етиледи, бундай қашықлықты ең жақсы көриў қашықлығы деп аталады.

Көриў сезиминиң интенсивлигі жақтылықтың септаткаға тәсири басланыўдан дәрхәл максимумға жетпейди ҳәм жақтылықтың тәсири тамам болғаннан кейин дәрхәл жоғалмайды. Жақтылықтың көзге түсійи тоқтағаннан кейин көриў сезими $1/10$ сек даўамында даўам етеди. Усының салдарынан жылтылда жақтылық шығаратуғын дерек бир секунд даўамында 10 реттен көбірек жылтылдайтуғын болса, онда бундай дерек тәң өлшемли жақтылық шығаратуғындай болып көринеди.

Көздин физиологиялық өзгешеликтер мынадай жағдайға алып келеди: көзди қозғатпай услап турғанда бир деталларының саны аз болған кең майданды ҳәм көп санлы деталлары бар үлкен болмаған майданды көремиз (сары даққа сәйкес келетуғын). Көриў процесси предметлерге "избе-из" қараўға алып келинеди. Бул жағдай үлкен физиологиялық әхмийетке ийе, себеби ҳәр бир берилген моментте көп болмаған объектлерге тийкарғы дыққатты аўдарыўға ҳәм усының менен бирге қоршап алған

жағдайдағы объектлердин көп болмаған санына итибар беріүге мүмкіншилік береди. Улыўма айтқанда көриў процесси жұдә құрамалы акт болып, бул актта белгіли орынды есте сақлау, басқа органлардың қабыл етийі ҳ.т.б. әхмийетли орынды ийелейди. Бир қатар жағдайларда объектлердин арасындағы қабыл етилетуғын геометриялық қатнаслар олардың ҳақыйқыл геометриялық қатнасларына сәйкес келмейди. Бундай жағдайларды "оптикалық алдаў" деп атайды. 280-сүйретте ушларына жинишке сзыықтар тутастырылған жуўан горизонт бағытындағы сзыықтар көрсетилген. Жоқарғы жуўан сзыық төменги сзыыққа салыстырғанда узынырақ болып көринеди. Ҳақыйқатында еки жуўан сзыықтың узынлықтары бирдей. Оны олардың узынлықтарын тегис қағазде белгилеў жолы менен исенийге болады.



280-сүйрет.
"Оптикалық алдаў" ға мысал.
b сзыығы *a* сзыығына салыстырғанда келтерек болып көринеди.

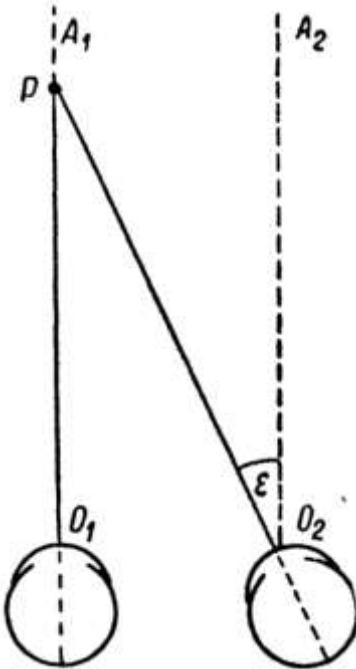
Сары дақ сетчатканың көздин оптикалық көшери менен кесилисіү ноқатынан азмаз жылышқан. Соңлықтан, көзди қандай да бир объектке қаратқанда биз сол объектке көздин оптикалық көшерин емес, ал көздин түйинлик ноқаты менен сары дақтың орайын тутастыратуғын туұрыны қаратамыз. Бул сзыықты *туұры көриў туұрысы* деп атайды. Көриў процессинде объектлерди еки көз бенен көриў әхмийетли орынды ийелейди. Қандай да бир *P* объектине қарағанымызда биз көзди еки көздин де туұры көриў туұрысы усы объект арқалы өтетуғында етип қараймыз. Бундай жағдайда *P* объектинен жақын ҳәм алыс жайласқан объектлер қос болып көринеди (281-сүйрет). Еки көз бенен көриўдин салдарынан (бинокулярыл қөриў) биз объекттен көзге шекемги қашықлықты баҳалаў мүмкіншилигине иие боламыз. Бул баҳалаў көздин бурылышына байланыслы пүткіллей ықтаярлы емес түрде жүзеге келеди. Мейли, O_1A_1 ҳәм O_2A_2 туұры көриў сзыықтары (281-сүйрет) жұдә алыштағы объектке қарауға сәйкес келеди; бундай жағдайда ис жүзинде бул сзыықтар бир бирине параллель. O_1A_1 туұрысының бойынша шекли l қашықлығында жайласқан объектке қарағанда көз азмаз бурылады; O_1A_1 ҳәм O_2A_2 туұрыларының арасындағы ϵ мүйеші параллакс мүйеші деп аталады. ϵ мүйеші объектке шекемги l қашықлығы менен

$$l = \frac{b}{\omega}. \quad (1)$$

Бул теңликтегі b - еки көздин түйинлик ноқатларының арасындағы қашықлық. Еки көз бенен қарағанда параллакс мүйеші ϵ бойынша қашықлықтарды баҳалаў стереоскопиялық қөриў деп аталады. Стереоскопиялық қөриў параллакс мүйешинин базы бир минималлық мәниси ε_{min} шамасынан үлкен болған мүйешлерде орын алады. Әдетте $\varepsilon_{min} = 1'$. Бирақ көп санлы адамларда ε_{min} нин мәниси киши, ҳәтте 1" шамасына да жетеди. 1' шамасындағы параллакс мүйешине $l \cong 220$ м қашықлық сәйкес келеди. Демек, стереоскопиялық эффект көзден 200-250 м ден үлкен болмаған қашықлықтағы предметлер үшін орын алады. Оған салыстырғанда әдеўир үлкен қашықлықтар ҳақында бир қатар жанапай белгилер бойынша гәп етийге болады: өлшемлери белгіли болған предметлердин көзге көринетуғын мүйешлик өлшемлери, бир бириңен ажыратса алыўға болатуғын деталлардың саны ҳ.т.б. бойынша.

Егер төмендегидей әпиўайы тәжирийбени өткерсек, онда жақын қашықлықтарда жайласқан предметлерди көргендеги стереоскопиялық қөриўдин тутқан орын айқын қөриўге болады: взять еки қолға еки қәлем алып, олардың ушларын бир бириңе тиігизиўге

тырысың керек; егер бир көз бенен қарағанда қәлемлердин ушларын бир бирине тийгизиү қыйын болады.



281-сүрет.
Еки көз бенен көриў.

§ 327. Субъективлик жарықлық. Көз бенен қарайтуғын предметлердин субъективлик жарықлығы ҳақындағы жүдә әхмийетли мәселени қараймыз.

Жарықлықты субъективлик сезиү сетчаткадағы сүреттің шеклеринде алынатуғын жақтыландырылып менен анықланады. Биз шекли өлшемлерге ийе болған обьектке қараймыз деп болжайық. Бундай жағдайда 324-параграфтағы (8а) формула бойынша оның сүретинин шеклериндеги жақтыландырылғанлық A' тың,

$$A' = kB \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \Delta\omega' \quad (1)$$

шамасына тең екенлиги белгилі. Бул теңліктегі $\Delta\omega'$ арқалы көздин қараашығынан шығып, сетчаткада кесилесетуғын нурлардың арасындағы мүйеш, n' ұм n арқалы ҳауа менен көз алмасын толтырып түрған шийше тәризли денениң сындырыў көрсеткишлері, B арқалы обьекттиң фотометрик жарықлығы белгиленген.

Көздин қараашығының диаметрин d арқалы белгилеймиз; қараашықтан сетчаткаға шекемгі қашықлық көздин екінши фокуслық қашықлығы f' қа тең; буннан $\Delta\omega'$ денелик мүйеши ушын жууық түрде мынаны аламыз:

$$\Delta\omega' = \frac{\pi d^2}{4f'^2}.$$

$\Delta\omega'$ ның бул мәнисин (1)-аңлатпаға қойсақ,

$$A' = \frac{k\pi}{4} \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \left(\frac{d}{f'} \right)^2 B \quad (2)$$

аңлатпасын табамыз. Берилген шарапттардағы берилген көз ушын $\frac{d}{f'}$ қатнасы тұрақлы. Нәтийжеде (2)-формуладан мынаған ийе боламыз: көз бенен қаралатуғын обьектлердин субъективлик жарықлығы олардың фотометрик жарықлығы менен анықланады. Сетчаткадағы сүреттің өлшемлері шекли болған жағдайларда субъективлик жарықлық обьекттиң өлшемлеринен де, оның көзден қашықлығынан да ғәрэзсиз. Бирдей болып

жақтыландырылған еки қағаз сол еки қағаздың бири жақын, ал екіншиси алыстырақ жайласқан жағдайда да бирдей жарық болып көрінеді.

Басқа сезимлер сыйқы, көриү сезиминің интенсивлиги титиркетиүшинің құйатына әпійайы пропорционаллықта ийе емес. Еситиү сезиминің интенсивлигі сыйқы (I томға қараңыз) көриү сезиминің интенсивлигин титиркетиүшинің құйатының логарифмине пропорционал деп есаплауға болады. Сонықтан, (2)-формулаға сәйкес фотометрик жарықтың B ның үлкейгенде, мысалы еки есе үлкейгенде, субъективлик жарықтың әдеүір киши үлкейеді. Объектлердин жарықтылығының үлкен өзгерисінде қарашықтың диаметри d ның көзге түсетуғын жақтылық ағысынан ғәрзелигин итибарға алыуға туýры келеді.

Жоқарыда айттылғанлардың барлығы қаралатуғын объект шекли көриніү мүйеші менен көринетуғын жағдай ушын дұрыс. Егер объект жұдә алыста жайласқан болса ҳәм оннан шықкан нурлар көзге параллель түсетуғын болса, басқа қатнаслар алынады. Бундай жағдайда стетчаткада объектке геометриялық үқсас болған сүйрет пайдада болмайды, ал көздегі дифракциялық құбылыслар менен анықланатуғын дөңгелек пайдада болады. Бул дөңгелектің өлшемлери (269-параграфқа қараңыз) көздин құрылышынан ғәрзели. Нәтийжеде дифракциялық дөңгелектің шеклеріндегі жақтыландырылғанлық көздин қарашығына түсетуғын жақтылық ағысы ΔF тиң шамасы бойынша анықланады. Биз қарайтуғын жақтылық дерегин оны ноқатлық дерек деп есаплағандай дәрежеде жұдә алыста жайласқан деп болжайық. Бундай жағдайда ағыс $\Delta F = I\Delta\omega$ шамасына тең (I - жақтылық дерегинің жақтылық күши, ал $\Delta\omega$ - дерек түрған орыннан көздин қарашығы көринетуғын мүйеш). Егер көзден дерекке шекемги қашықтың r ге тең болса, онда $\Delta\omega = \pi d^2 / 4r^2$ ҳәм қарашыққа түсетуғын жақтылық ағысы ΔF мынаған тең:

$$\Delta F = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{I}{r^2}. \quad (3)$$

Субъективлик жарықтылық усы ΔF ағысының шамасы бойынша анықланады. Солай етеп, (3)-формулаға сәйкес мынаны аламыз: ноқатлық деректің субъективлик жарықтылығы оның жақтылық күши бойынша анықланады ҳәм көзден дерекке шекемги қашықтықтан ғәрзели.

§ 328. Визуаллық оптикалық әсбаплар. Визуаллық оптикалық әсбаплар көзге қосымша сыйпатында хызмет етеди. Көпшилилк жағдайларда олардың мақсети ажыратса алыу күшин жоқарылатыў болып табылады.

Бир қатар визуаллық әсбапларды қараймыз.

Лупа. Ең әпійайы лупа оң линзадан туралды. L линза бақланатуғын PP' объекти оның бас фокаллық тегислиги F тиң қасында көзге бираз жақын жайластырылады. Бундай жағдайда жормал, туýры, үлкейтілген $P_1P'_1$ сүйрет әдеүір үлкен болған ҳәм көз аккомодациясыз көретуғын қашықтықта пайдада болады. Линзаны жуқа деп есапласақ, онда объектиң шетлеринен шықкан ҳәм линзаның орайы O дан өтетуғын PO ҳәм $P'O$ нурларын линза арқалы сынбай өтеди деп есаплауға болады. Бундай жағдайда $P_1P'_1$ сүйреттің мүйешлик өлшемлери $2u$ мүйеші менен анықланады. Бул мүйештин шамасы PP' объектиң өзи линзаның орайы O дан көринетуғын мүйешке тең. Линзаның биринши бас фокуслық қашықтығын f арқалы, ал объектиң өлшемлерин у арқалы белгилеп

$$2u = \frac{y}{f} \quad (1)$$

формуласын аламыз.

Лупаның тәсирин баҳалау ушын, биз $2u$ мүйешлик қашықтығын объекти құралланбаған көз бенен көринетуғын $2u_0$ мүйеші менен салыстырамыз. Бул мүйешлик қашықтың $2u_0 = \frac{y}{l}$ шамасына тең. Бул теңліктегі l арқалы объект пенен көздин арасындағы қашықтық белгиленген. Лупаны әдетте көзден ықтаярлы қашықтықта жайласқан

предметлерди көриү ушын пайдаланатуғын болғанлықтан, l қашықлығы аң жақсы көриү қашықлығы l_0 ге тең етип алынады. Бундай жағдайда

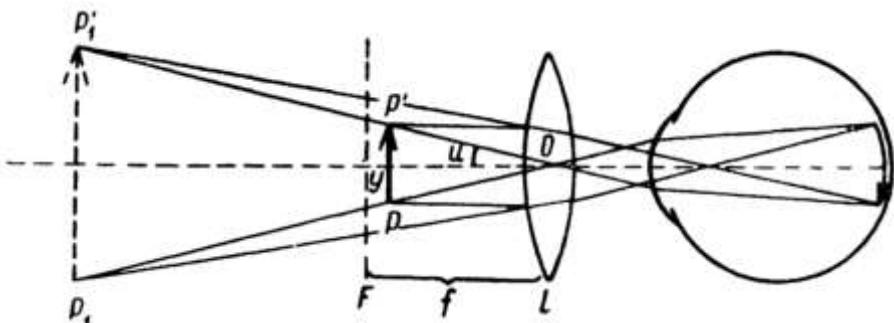
$$2u_0 = \frac{y}{l_0} \quad (2)$$

теңлиги орынлы болады.

(1)- ҳәм (2)-теңликлерди салыстырып, лупаның қаралатуғын предметтиң мүйешлик өлшемлерин

$$\gamma = \frac{u}{u_0} = \frac{l_0}{f} \quad (3)$$

есе үлкейтиүге мүмкиншиликті беретуғынлығын көремиз.



282-сүйрет. Линзаның ислеүи.

Егер лупаның линзасы сүүретті бүзбайтуғын болса, онда ажыратта алай юк күши де тап соншама үлкейеди.

γ шамасы лупаның мүйешлик үлкейтиүи деп аталады. Егер l_0 менен f ти сантиметрлерде аңғартатуғын болсақ, онда $l_0 = 25$ см ҳәм γ ушын

$$\gamma = \frac{25}{f \text{ (sm)}} \quad (3a)$$

шамасын аламыз.

Аберрацияларды дүзетиү ушын лупаны бир биринен базы бир қашықлықта жайласқан еки линзадан қурайды. Бундай линза 10-20 есе үлкейте алады.

Көриү трубасы. Көриү трубалары менен телескоплар үлкен қашықлықтардағы объекслерди көриү ушын арналған. Олар ең әпиүайы жағдайда L_1 ҳәм L_2 линзаларынан туратуғын система болып табылады (283-сүйрет). Олар L_1 линзаның екинши бас фокусы L_2 линзаның биринши бас фокусы менен сәйкес келетуғындай етип жайластырылған (телескоплық система). L_1 линза объектив, ал L_2 линза окуляр деп аталады. Егер объект жеткилики дәрежедеги үлкен қашықлықта жайласқан болса, онда L_1 линза беретуғын оның $P'P'_1$ сүүрети оның бас фокаллық тегислигінде алынады; сүүреттің мүйешлик өлшемлери $2u_1 = y'/f'_1$ шамасына тең, бул теңликті y' арқалы оның сыйықлы өлшемлери, ал f'_1 арқалы объективтің екинши бас фокуслық қашықлығы белгиленген. Окуляр лупаның хызметин атқарады ҳәм, соған сәйкес, окуляр беретуғын сүүрет көз тәрепинен

$$2u_2 = \frac{y'}{f_2}$$

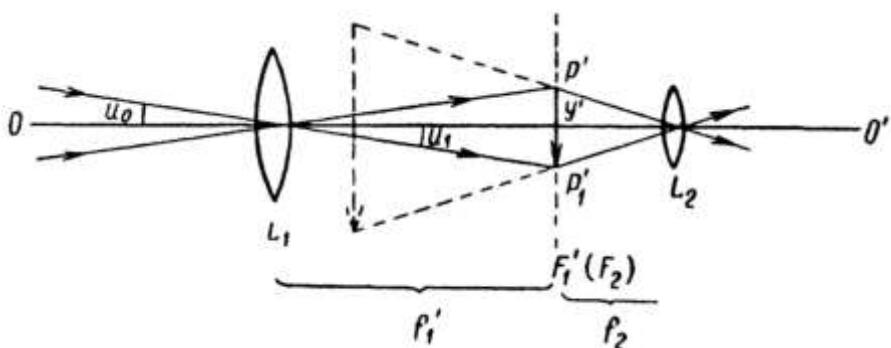
мүйешинде қабыл етиледи. Бул теңликті f_2 - окулярдың биринши бас фокуслық қашықлығы.

Көриү трубасының узынлығы объектке шекемги қашықлықтан киши болғанлықтан, құралланбаған көз объектті $2u_2 = 2u_1$ мүйеши менен қабыл етеди. Буннан көриү трубасының мүйешлик үлкейтиүи мынаған тең болады:

$$\gamma = \frac{2u_2}{2u_1} = \frac{2u_2}{2u_0} = \frac{f'_1}{f_2}. \quad (4)$$

Солай етип, объективтиң фокуслық қашықлығы қаншама үлкен ҳәм окулярдың фокуслық қашықлығы қаншама киши болса трубаның мүйешлик үлкейтиүи соншама үлкен болады.

Көрсетилгенде схема бойынша соғылған көриў трубасы бақланатуғын предметтиң төңкерилген сүүретин береди. Егер труба астрономиялық объектлерди бақлаў ушын соғылған болса (бундай жағдайда оны телескоп деп атайды), онда сүүреттин төңкерилген болыўы әхмийетке ийе емес. Жердеги бақлаўларды өткериў ушын арналған трубаларда сүүреттин төңкерилген болмаўы ушын сүүретти және бир рет төңкеретугын қосымша системаны киргизеди.



283-сүүрет. Көриў трубасының схемасы.

Ис жүзинде үлкен аберрациялар менен хроматизмниң салдарынан әпиўайы линзалар түриндеги объективлер менен окулярлар пайдаланыўға жарамайды. Сонлықтан объективти биреўи он, ал екиншиси терис болған бир бирине желимленген еки линздан соғады. Гейпара жағдайларда сүүретти оннан да жақсылаў ушын қурамалы система түринде таярлайды. Окулярлы қурамалы, әдетте еки линздан туратуғын система түринде соғады.

Шекли көриў мүиеши менен көринетуғын объектлерди көриў трубасы арқалы көргенде, 324-параграфта көрсетилгенге сәйкес, олардың жарықлығы олардың ҳақыйқый фотометрик жарықлығынан жоқары бола алмайды. Трубадағы шағылышылар менен жұтылыўлардың салдарынан жақтылықтың құтылыўға болмайтуғын жоғалтыўларының себебинен трубалар барлық үақытта жарықлықты бир қанша тәменлетеди. Трубадағы жақтылықтың жоғалыўынан құтылыў ушын артықмаш шағылыштырыўши бетлердин болмаўына ҳәм бақлаўшының көзиниң қараышының толығы менен окулярдан шықкан жақтылық пенен толтырылыўына ериседи. Себеби тек үсы жағдайда ғана объекттин берилген жарықлығында көздин сетчаткасындағы мүмкін болған максималлық жақтыландырылғанлық алынады.

Көриў трубасы бақланатуғын объектлердин жарықлығын күшайте алмаса да, геўгимдеги жақтылықта көз бенен қарағанға салыстырғанда труба арқалы қарағанда "жақсырақ көринеди". Мәселе соннан ибарат, 306-параграфта айтылып өтилгениндей геўгимдеги көриўде көздин ажырата алыў қүши күндизги жақтыландарыўдағыға салыстырғанда әдеўир тәмен. Трубаның үлкен үлкейтиүинде предметтиң барлық деталлары үлкен мүйешлерде көринеди ҳәм көз оларды ажырата алыў имканиятына ийе болады.

Геўгимдеги жақтылықта предметлерди көриўге мүмкіншлик беретуғын трубаны соғыў мәселеси М.В.Ломоносов тәрепинен қойылған еди. Ол өзи "түнде көретуғын" деп атаған трубаны соқты. Үлкен үлкейтиүге ийе ҳәм жақтылық ағысы көздин қараышының толық толтыратуғын етип

конструкцияланған бул труба тұнғы үақытлары қуралланбаған көз бенен бақлағанға салыстырғанда жақсырақ бақлауға мүмкіншілік берди.

Телескоп пененб җулдызларға қарағанда телескоптың объективине объекттен жақтылықтың параллель дәстеси түсетеуын жағдайға ийе боламыз.

Бул жағдайда телескоптың объективи өзиниң фокаллық тегислигінде биз 269-параграфта таллаған дөңгелек тесиктен алынатуғын дифракциялық сүүретке сәйкес келетуғын дифракциялық сүүретті береди. Бул картинаға кейин окуляр арқалы қарайды. Параллель нурлардың дифракцияланыўшы дәстесин шеклейтуғын дөңгелек саңлақ телескоптың қаснағы болып табылады. Дөңгелек саңлақтан дифракцияда жақтылықтың үлкен бөлими орайлық жақтылық даққа түсетеуын болғанлықтан, телескопта көринетуғын жулдыздың "сүүрети" дифракциялық сүүреттің орайлық дағынан басқа ҳеш нәрсе болмайды. 269-параграфта айтылғанларға сәйкес орайлық дақтың мүйешлик радиусы болған ϑ шамасы мәниси $\vartheta \cong 1,22 \frac{\lambda}{D}$ таңлигиниң жәрдемінде анықланады. Бул теңлікте D - тесиктиң диаметри (бул жағдайда объективтиң қаснағының диаметри). Сол дөңгелектинң сыйықлы радиусы $r = \vartheta f'_1 \cong 1,22 \frac{f'_1}{D}$ шамасына тең (f'_1 арқалы объективтиң екинши фокуслық қашықтығы белгиленген). D шамасы берилген телескоп ушын тұрақты шама болғанлықтан барлық жулдызлар бирдей өлшемдеги дөңгелеклерди береди. Демек, бул дөңгелеклердин жарықтығы жулдыздан телескоптың объективине келип түсетеуын жақтылықтың ағысы ΔF ке пропорционал. Егер A жулдыз тәрепинен Жердин өтіндегі пайда етилетуғын жақтыландырыў болса, онда $\Delta F = A \frac{\pi D^2}{4}$ теңлигине ийе боламыз; телескоп пенен қарағандағы дифракциялық дөңгелектин жарықтығы менен жулдыздың субъективтик жарықтығы пропорционал. Егер сол жулдыз қуралланбаған жулдыз бенен қаралатуғын болса, онда 327-параграфта айтылғанларға байланыслы бул жулдыздың субъективтик жарықтығы көздин қарашығына түсетеуын $\Delta F'$ ағысына пропорционал, ал $\Delta F'$ ағысының өзи $\Delta F' = A \frac{\pi d^2}{4}$ шамасына тең (d арқалы қарашықтың диаметри). Жоқарыда көрсетилген ағыслардың қатнасы телескоп пенен бақлағанда жулдыздың жарықтығының өсімінин өлшеми болып табылады:

$$\frac{\Delta F}{\Delta F'} = \left(\frac{D}{d} \right)^2.$$

Телескоптың объективтиң диаметри үлкен болғанда $\left(\frac{D}{d}\right)^2$ қатнасы да үлкен ҳәм жулдызларды телескоп арқалы қарағанда қуралланбаған көз бенен қарағандағыға салыстырғанда әдеүір жарық болып көринеди. Телескоп арқалы аспанға қарағанда оның субъективтик жарықтығы ис жүзінде өзгермейді.

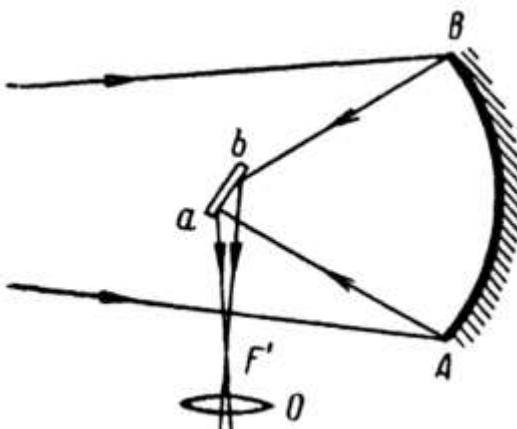
Телескоптың ажыратта алыў күши төменде 330-параграфта қаралады.

Жоқарыда тәрийипленген линзалық системаға ийе көриў трубалары ҳәм телескоплар менен бир қатарда шағылыстырыўшы айналарға ийе системаларды дөретиүге болады. Шағылыстырыўшы телескоп биринши рет Ньютон тәрепинен соғылды. Ньютонның телескоптың схемасы 284-а сүүретте көрсетілген. Объекттен шыққан нурлардың дәстеси ойыс AB айнасына келип түседи. AB айнасында шағылысқан нурлар киши ab тегис айнаның жәрдемінде ойыс айнаның F' фокаллық тегислигінде жыйналады. F' фокаллық тегислигінде алынатуғын сүүрет О окулярының жәрдемінде қаралады.

Барлық толқын узынлықтарын бирдей етип шағылыстыратуғын айна хротаттық aberrацияны бермейді. Бул өзгешеліги бойынша Ньютонның телескопы сол дәүирлердеги линзалық телескоплардан үлкен артықмашлыққа ийе болды. Себеби сол үақытлары ахроматтық линзаларды соға алмайтуғын еди ҳәм телескоплар үлкен хроматтық aberrацияға ийе болды.

Үлкен диаметрге ұм жақсы сапаға ийе болған линзаларды алыў жүдә қыйын болғанлықтан, ҳәзирги үақытлары да ең үлкен телескопларды шағылыстырышы айналарға ийе телескоплар түрінде шығарады. Ҳәзирги үақытлардағы ең үлкен линзалық телескоплардың ("рефракторлардың") объективиниң диаметри 1 м дінг әтирапында; ал ең үлкен айналық телескоплар ("рефлекторлар") диаметри 5 м ге шекемги айналарға ийе.

Ҳәзирги үақытлары аралас болған линзалық-айналық системалар да пайдаланылады.

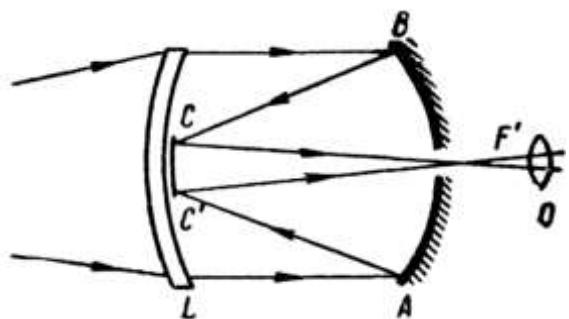


284-а сүйрет.
Ньютоның шағылыстырышы телескопының
схемасы.

Менискли (дөңес-ойыс) линзаларға ийе усындағы системалар совет оптотехники Д.Д.Максутов тәрепинен усынылды ұм жүзеге келтирилди. Максутовтың телескопларының биринин схемасы 284-б сүйретте көрсетилген. Бул сүйретте L - менискли линза, AB - ойыс айна. Қарап атырылған объектитен шыққан нурлар L ланзағы келип түседи, AB айнасында шағылысады ұм кері бағытта L линзаға келеди. Линзының ойық бетинин орта бөлімі CC' алюминийленген ұм ойыс бет болып табылады ұм оннан нурлар шағылысады. AB айнасының ортасында үлкен емес тесик тесиледи ұм бул тесик арқалы нурлар трубадан шығады. Нурлардың F' фокусының артында O окуляры жайласады. Нурлардың еки рет шағылысыбы телескопты келте етіп соғыўға мүмкіншилік береди. Менискли линза ахроматлық қәсійетлерге ийе, усының менен бирге айнаның сфералық аберрациясын корреляциялауға мүмкіншилік береди. 284-б сүйретте келтирилген схема бойынша соғылған әсбап туýры сүйретти береди ұм сонлықтан оны аспан денелерин де, жердеги объектилерди де көрий ушын пайдаланыуға болады.

284-б сүйрет.

Максутов телескопының схемасы.



Микроскоп. Үлкен үлкейтиўлерди алыў ушын микроскоп пайдаланылады. Оның оптикалық схемасы 285-сүйретте көрсетилген. Бул сүйретте L_1 - қысқа фокуслы объектив, L_2 - окуляр.

Микроскоптың жәрдемінде бақланатуғын объект PP' объектив L_1 дінг биринши бас фокаллық тегислигине жақын орында оның арғы тәрепинде жайластырылады. Объектив объектитиң өзинен s' қашықлықта жайласқан кері ұм үлкейтилген $P'P'_1$ сүйретин береди. Объективтиң сыйықлы үлкейтийи $\beta \cong \frac{s'}{f_1}$ ге тең. Бул теңдіктегі f_1 - оның биринши фокуслық қашықлығы. Мейли, объектитиң сыйықлы өлшемлери у болсын. Бундай жағдайда сүйреттин сыйықлы өлшемлери мынаған тең болады:

$$y' = y \frac{s'}{f_1}. \quad (5)$$

L_2 окуляр лупа хызметин атқарады. Соныңқтан, окуляр арқалы қаралатуғын y' сүйрети

$$2u = \frac{y'}{f_2}$$

мүйеши менен көринеди. Бул теңликтегі f_2 арқалы окулярдың биринши бас фокуслық қашықтығы белгиленген. Бул теңликтегі (5)-теңлик бойынша y' тың мәнисин қойып, микроскоп пенен қарағанда PP' обьекти көринетуғын мүйеш үшін мынадай шаманы аларамыз:

$$2u = y \frac{s'}{f_1 f_2}. \quad (6)$$

Тап усы обьект құралланбаған көз бенен

$$2u_0 = \frac{y}{l_0}$$

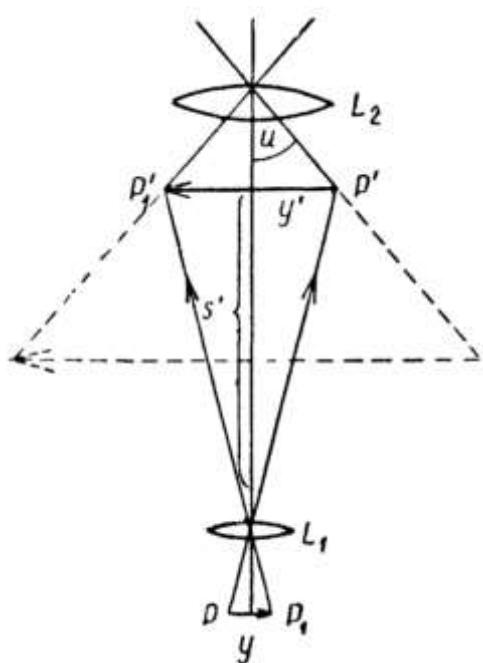
мүйеши менен көринеди. Бул теңликтегі l_0 арқалы обьект қаралатуғын қашықтығы белгиленген. Микроскоптың мүйешлик үлкейтийи үшін мынадай шаманы табамыз:

$$\gamma = \frac{2u}{2u_0} = \frac{l_0 s'}{f_1 f_2}. \quad (7)$$

Егер l_0 ди ең жақсы көриў қашықтығына тең етип алсақ ҳәм (7)-формулаға киретуғын барлық шамаларды сантиметрлерде өлшесек, онда

$$\gamma = \frac{25s'}{f_1 f_2} \quad (7a)$$

теңлигине ийе боламыз.



285-сүйрет.
Микроскоптың оптикасының схемасы.

s' қашықтығы әмелий жақтан L_1 обьективи менен L_2 окулярдың бас фокаллық тегислигинин арасындағы қашықтық d ға тең (турпайы түрде өткерилген баҳалаўларда микроскоптың үлкейтийи d ны микроскоптың тубусының ұзынлығына тең деп есаплаўға болады). Микроскоптың үлкейтийи 2000 ға жетеди.

Микроскоптың ажырата алғы құши ҳақында 330-параграфта айтылады. Үлкен ажырата алғы құшин алғы үшін микроскоптың обьективи мүмкін болғанынша обьекттен шығатуғын нурлардың кең дәстесин өзиниң ишине алғыу керек. Бундай жағдайда

сүйреттиң аберрацияциялардың салдарынан бұзылмауы ушын микроскоптың объективин бир қатар линзалардан туратуғын құрамалы система түріндегі соғыўға туры келеди (құрамалы объективлерде 10-12 линзаға шекем). Микроскоп ушын объект сыйпатында әдетте еки шийшениң (предметлик ҳәм үстине қойылатуғын) арасына жайластырылған азы-көпли мөлдір препараттар қолланылады. Препараттар өтиші нурларда қаралады ҳәм оларды жақтыландырыў ушын арнаұлы жақтыландыратуғын системалар болған конденсорлар пайдаланылады.

Әдетте, микроскоптың объективлері менен окулярларын өзгертиүге болатуғын етип соғылады. Бул ҳәр қыйлы үлкейтиўлерди алғыуға мүмкіншилик береди.

Көз әйнекелер. Көздин өптикалық кемшиликлери болған жақыннан көриүшилик пенен алыстан көриүшилик көз әйнек линзаларының жәрдемінде дүзетиледи. Жақыннан көргиши көз жүдә үлкен өптикалық күшке иие ҳәм оны коррекциялау ушын терис өптикалық линза қолланылады. Алыстан көргиши көз жүдә киши өптикалық күшке иие ҳәм оны коррекциялау ушын он өн линзаны пайдаланады. Узақтан көргиши көзди дұрысласау талап етиледи деп болжайық. Оның ең узақ ноқаты P_d сетчатканың арғы тәрепинде жайласқан (286-сүйрет). Көздин әдеттегидегі тыныш жағдайларда шексиз қашықласқан предметлерди көре алғыу ушын нурлардың параллель дәстесин көздин ең алыстағы P_d ноқатына бағыттайтуғын L көз әйнек линзасын сайлап алғы керек. Демек, көз әйнек линзасының екинши бас фокусы F' көздин алыстығы ноқаты P_d да сәйкес келийі керек. Буннан көз әйнек линзасының екинши бас фокуслық қашықлығы f' тиң мынаған тең болыўының керек екенлеги келип шығады:

$$f' = d + l_d.$$

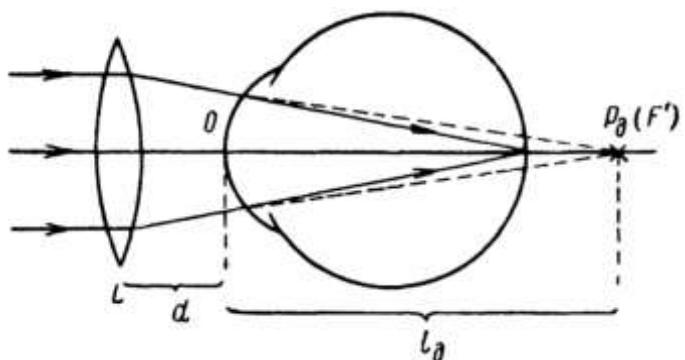
Бул теңдикте d арқалы L линзадан көздин төбесине шекемги қашықлық, l_d арқалы бул жағдайда да көздин төбесинен көздин алыстағы ноқатына шекемги қашықлық белгиленген. Коррекциялаушы көз әйнек линзасының өптикалық күши мынаған тең:

$$\Phi = \frac{1}{f'} = \frac{1}{d + l_d}.$$

Егер d менен l_d ны метрлерде аңғартатуғын болсақ, онда көз әйнек линзасының өптикалық күши диоптрийлерде алынады.

286-сүйрет.

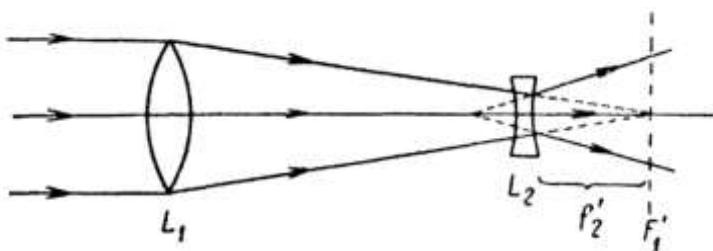
Узақтан көргиши көзди көз әйнек линзасының жәрдемінде дұрыслай.



Бинокль ҳәм дальномер. Жердин бетиндеги объектилерди бир ўақытта еки көз бенен бақлау ушын арналған көриў трубаларын жуп-жуптан бир бири менен байланыстырады. Усындау түрде олар **биноклди** пайда етеди.

Биноклларде еки оң линзадан туратуғын өптикалық системалар менен бир қатарда окуляр хызметин терис линза атқаратуғын көриў трубалары пайдаланылады. Усындау типтеги көриў трубасын Галилей трубасы деп атайды. L_2 терис линза L_1 объектив пенен оның бас фокаллық тегислигі F'_1 тиң арасында усы F'_1 тегислигинен оның меншикли фокуслық қашықлығы f'_2 ге тең қашықлықта жайласқан (287-сүйрет). Солай етип, объектив пенен окулярдың фокуслары бир ноқатта жайласқан ҳәм Галилей трубасындағы еки линза телескоплық системаны пайда етеди. Окуляр қаралатуғын объектиң түрі жормал сүйретин береди. Галилей трубасының мүйешликтік үлкейтийі f'_1/f'_2 ге тең.

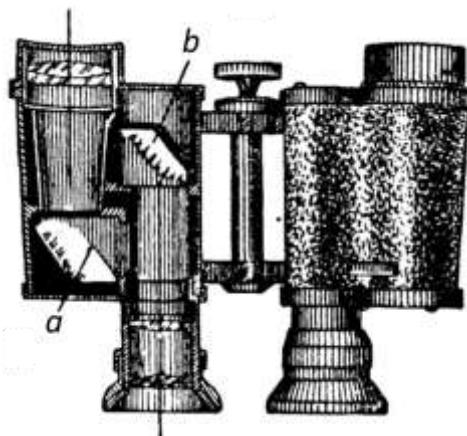
Үлкен емес үлкейтийге ииे бинокларди Галилейдин еки трубасынан соғады. Үлкен үлкейтийге ииे бинокларди ("далада пайдаланылатуғын") оң окулярларға иие еки трубадан соғады. Далада пайдаланылатуғын биноклдин схемасы 288-сүүретте келтирилген. Толық ишкі шағылысыўға иие болған еки a ҳәм b призмалары нурды қайтаратуғын система болып табылады. Усының менен бир ўақытта бул призмалар трубалардың ұзынлығын келтертийге ҳәм объективлердин орайларының арасындағы қашықлықты көздин қараышыларының арасындағы қашықлықтан үлкейтийге мүмкиншилик береди. Объективлердин арасындағы үлкен қашықлық стереографиялық эффекттин үлкейиүине алып келеди.



287-сүүрет.
Галилей трубасы.

Үлкен стереографиялық эффектке ииे трубаларды бақланатуғын объектке шекемги қашықлықты өлшеү ушын пайдаланыўға болады. Усындағы түрде оларды дальнометрлер деп атайды.

288-сүүрет.
Далада пайдаланылатуғын бинокль.



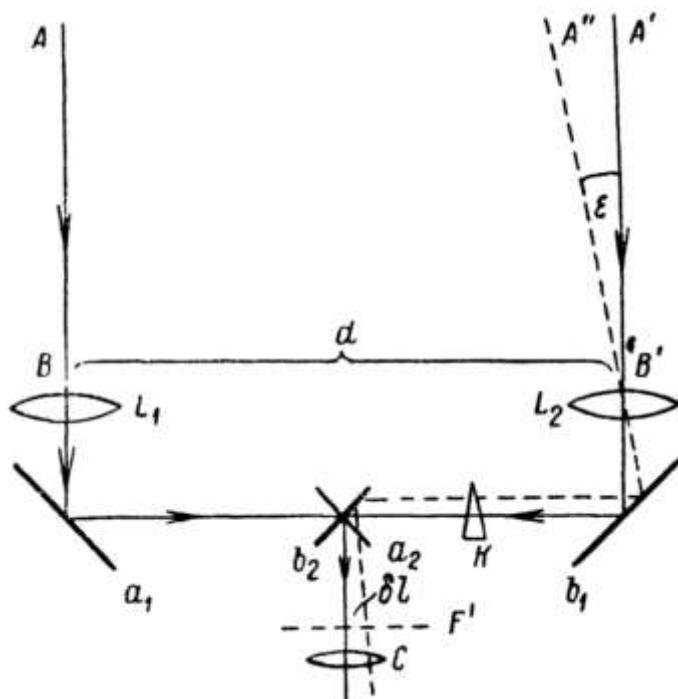
Монокулярық дальномердин дүзилисисинң схемасы 289-сүүретте келтирилген. Еки L_1 ҳәм L_2 объективлері бир бириңен үлкен d қашықлығына ұзақластырылған (бір неше метрге). d шамасы дальнометрдин базасы деп аталады. a_1 , a_2 ҳәм b_1 , b_2 айналарының жәрдемінде объективлерден шыққан нурлар C окулярына түсіриледі ҳәм усы C окуляры арқалы L_1 ҳәм L_2 объективлері берген еки сүүрет қаралады. Егер объект шекли қашықлықта жайласқан болса, онда нурлардың арасында ε мүйешине тең параллакс орын алады ҳәм сүүреттер бир бириңе салыстырғанда жылысқан болады. Эпиыйылық ушын объектти шеп объективтиң көшеринде жайласқан деп болжаймыз. Бундай жағдайда оң объективке объективтен $A'B'$ нұры менен ε мүйеш жасайтуғын $A''B'$ нұры келип түседи. Фокаллық тегисликте бириңи объектив беретуғын сүүрет $\delta l = \varepsilon f'$ шамасына жылысқан болады (f' арқалы объективтиң екинши бас фокуслық қашықлығы белгиленген). Екинши тәрептен, ε мүйеси бақланатуғын объектке шекемги қашықлық l менен $\varepsilon = d/l$ қатнасы бойынша байланысқан.

Жоқарыда келтирилген қатнаслардан мынаны аламыз:

$$l = \frac{d \cdot f'}{\delta l}.$$

$d \cdot f'$ шамасы берилген дальномер ушын турақлы шама; солай етип, бақланатуғын объектке шекемги қашықлық l ди еки сүүреттің айысыбы δl ди өлшеў жолы менен анықлаўға болады екен. Әдетте δl шамасы еки сүүретті бир бириңиң үстине түсіриў жолы менен өлшенеди. Оның ушын

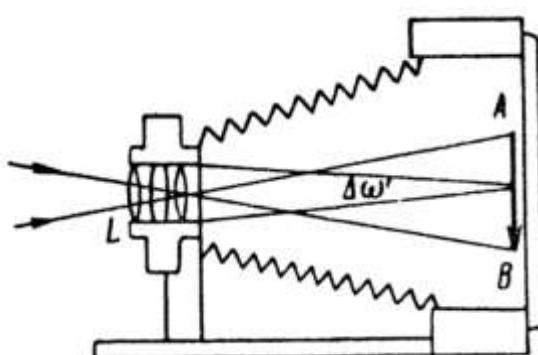
дальномердин шақаларының бирине K сынасы киргизиледи. δl аүйысыұның шамасы қанша үлкен болса сынаны үлкен мүйешке бұрыўға туýры келеди. Демек, сынаның қыялыш мүйеси бойынша δl ді анықлауға болады.



289-сүйрет.
Монокулярлық дальнометрдин
дүзилисiniң схемасы.

§ 329. Проекциялайтуғын ҳәм жақтыландыратуғын әсбаплар. Фотографиялық аппарат (фотоаппарат) ең әпиýайы проекциялаушы әсбап болып табылады. Оның L объективи (290-сүйрет) фотосүйрети түсирилетуғын предметтин ҳақыйқый сүйретин AB тегислигинде пайда етеди. Бул жерде болса жақтылықты сезетугын пластинка ямаса планка жайласады. Әдетте, фотографиялық объектив хроматизми, сфералық абберациясы ҳәм басқа да кемшиликтери дүзетилген қурамалы система (төрт ямаса оннан да көп санлы линзалардан туратуғын) болып табылады. Фотопластинкадағы сүйреттің кескинлигі (анықтығы) объективти ямаса оның басқа да бөлімлерин жылыстырыў арқалы жүзеге келтиріледи.

290-сүйрет.
Фотографиялық аппараттың оптикасының
схемасы.



Әдетте объектив санлағының өлшемлери өзгермели болған диафрагма менен тәмийинленеди (ирислик диафрагма). Бундай диафрагма фокустың "теренлигін" жақсылайға, яғни объективтен ҳәр қыйлы қашықтықтарда жайласқан предметлерди жеткиликли дәрежедеги анықтықта фокуслауға ҳәм соның менен бир үақытта

фотоаппаратқа келип түсетеуғын жақтылық ағысының шамасын регулировкалыға мүмкіншилик береди.

Жоқарыда көрсеткенимиздей (306-параграф), пластинканың жақтылықты сезгиш қатламындағы фотохимиялық процесстің интенсивлигі пластинканың тегислигіндегі жақтыландырылғанлық пропорционал.

324-параграфтағы (8)-формула бойынша бул жақтыландырылғанлық A' мынаған тең:

$$A' = kB\Delta\omega'. \quad (1)$$

Бул теңдикте B объективтің жарықлығы, k - объектив арқалы өткенде жақтылықтың жоғалығын анықтайтуғын шама, $\Delta\omega'$ - сүйрет турған орыннан объектив көринетуғын денелик мүйеш. Егер сүйрети түсирилетуғын предмет жеткиликті дәрежеде алыста жайласқан болса, онда сүйрет объективтің екінши бас фокуслық қашықлығы болған f' шамасына жақын орында пайда болады. Бундай жағдайда $\Delta\omega'$ мүйеши ушын жұмық түрде мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Delta\omega' = \frac{\pi d^2}{4f'^2}.$$

Бул аңлатпада d арқалы объективтің диаметри белгиленген (диафрагма максимал ашық болған жағдайда). Бул аңлатпаны (1)-аңлатпаға қойып,

$$A' = \frac{k\pi}{4} \left(\frac{d}{f'} \right)^2 B \quad (2)$$

формуласын аламыз. (2)-формуладан фотопластинкадағы жақтыландырылғанлықтың объективтің диаметриниң оның фокуслық қашықлығына қатнасының квадратына пропорционал екенлигі көринип түр. $\frac{d}{f'}$ шамасын объективтің жақтылық күши ямаса оның салыстырмалы саңлағы деп атайды. (2)-формуладан фотопластинкадағы жақтыландырылғанлықтың объективтің диаметриниң оның фокуслық қашықлығына қатнасының квадратына пропорционал екенлигі көринип түр. Бул d/f' қатнасын объективтің жақтылық күши ямаса оның салыстырмалы тесиги деп атайды. Ҳәзирги заман фотоаппараттарының көпшлигинин жақтылық күши 1:4,5 ~ 1:2,5 шамасына тең²⁹. Салыстырмалы тесиги бирден үлкен болған (мысалы, 1:0,9) объективлерди соғыуға болады. Бирақ олардың жоқары сапаға ийе сүйретлерди берию ушын оларды көп линзалы етеп ислеүге туýры келеди. Бул жақтылықтың шағылышындағы байланыслы жоғалтығына, яғни к коэффициентиниң киширейиýүне алып келеди. Нәтийжеде үлкен салыстырмалы тесикке ийе объективтің киши салыстырмалы тесикке ийе объективке салыстырғанда киши жақтыландырылғанлықты береди. Бирақ конструкциясы бойынша әпиýайы болады.

Қатаң түрде айтқанда, (1)-формудалағы $\Delta\omega'$ мүйеши ҳақында гәп өткенде фотопластинка турған орыннан шығыў қарашиғы көринетуғын денелик мүйешти нәзерде тутыў керек (325-параграф). Фотообъективлердин ҳәрекет ететуғын диафрагмасы объективтің линзаларының арасында жайласқан ирислик диафрагма болып табылады. Диафрагманы максимал түрде ашқанда оның сүйрети көринетуғын $\Delta\omega'$ мүйеши объективтің артқы линзасы көринетуғын мүйешке жақын. Сонықтан жақындасыўдың максималлық дәрежесинде диафрагманы максимал түрде ашқанда жақтыландырылғанлық $\left(\frac{d}{f'}\right)^2$ қатнасы менен анықланады. Бул қатнаста d арқалы тийкарғы текстте айтылғандай объективтің диаметри белгиленген. Диафрагманың саңлағы (тесиги) киширейгенде A' жақтыландырылғанлық кемейеди.

²⁹ Бул гәplerдин 1960-жыллардағы фотопленкалы фотоаппараттар ушын дұрыс екенлигин ескертпік өтемиз (Аýдарыўшылар).

Келеси әсбап сыпатында экранда мөлдир сүүретлердин (диапозитивлердин) үлкейтилген сүүретин алышуның хызмет ететуғын проекциялық фонарды қараймыз. 191-сүүретте проекциялық фонардың оптикалық схемасы берилген: S - жақтылықтың дереги, M_1N_1 менен M_2N_2 - еки тегис-дөңес линзадан туратуғын жақтыландырышы система (конденсор), PP_1 - диапозитив, L - проекциялайтуғын объектив. Конденсордың хызмети - диапозитивтин жақтыландырылғанлығын (соған сәйкес жарықлық B ны) үлкейтиү.

Проекциялаушы объектив экранда PP_1 диапозитивиниң үлкейтилген ҳақызыңын ҳәм кери сүүретин береди. Экрандағы жақтыладырылғанлық A' ның 324-параграфтағы (7)-формулалың жәрдеминде анықланыўы мүмкін:

$$A' = kB \frac{\Delta\omega}{\beta^2}.$$

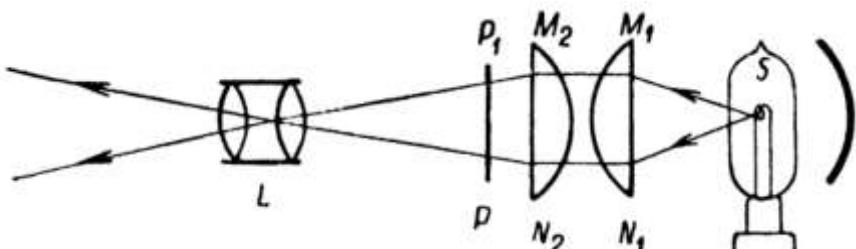
Бул формулада β - сыйықлы үлкейтиү ҳәм $\Delta\omega$ арқалы PP_1 диапозитиви түрған орыннан проекциялаушы L объективи көринетуғын денелик мүйеш белгиленген. Әдетте проекциялаушы фонарь үлкен үлкейтиүди беретуғын болғанлықтан PP_1 диапозитиви L объективиниң биринши фокаллық тегислигінде жайласады. Сонықтан $\Delta\omega$ мүйеши ушын жууық түрде

$$\Delta\omega = \frac{\pi d^2}{4f^2}$$

формуласына иие боламыз. Бул формулада d - объективтиң диаметри ҳәм f - оның биринши бас фокуслық қашықлығы. $\Delta\omega$ ның бул мәнисин (3)-аңлатпаға қойып

$$A' = \frac{\pi k}{4} \cdot \left(\frac{d}{f}\right)^2 \frac{1}{\beta^2} \cdot B \quad (4)$$

аңлатпасын табамыз.



291-сүүрет. Проекциялық фонардың оптикасының схемасы.

(4)-формуладан экрандағы жақтыландырылғанлықтың және объективтиң жақтылық күши менен анықланатуғынлығы көринип түр (салыстырмалы тесик d/f бойынша), усының менен бирге ол сыйықлы үлкейтиү β ның квадратына кери пропорционал. Егер экранда қаншама үлкен сүүретти алышу керек болса, объективтің жарықлығы B ның да соңшама үлкен, яғни проекциялық фонарды соңшама интенсивли S дереги менен тәмийинлеў керек.

Көрсетилген схема бойынша киноның проекциялаушы системасы да құрылады. Бундай жағдайда үлкен үлкейтиўлер пайдаланылатуғын болғанлықтан, проекциялаушы киноаппаратура жақтылықтың құйатлы дереклери менен, көпшиликтік жағдайларда электр доғалары менен тәмийинлейді.

Хәзирги үақытлары аудиторияларда мөлдир емес предметлердин, мысалы китаптағы сүүретлердин проекциясы (эпипроекция) жийи пайдаланылады. Бул жағдайда экранның зәрүрли болған жақтыландырылғанлығына жетиү ушын проекцияланатуғын объект жайласқан орындағы жарықлық B ның шамасы жеткиликli дәрежеде үлкен болыу керек. Бул электр доғасының ямаса бир неше қыздырышы лампаларының жәрдеминде әмелге асырылады. Соның менен бирге, эпипроекция ушын үлкен жақтылық күшине иие L объективи алынады.

Оптикалық системалар шеклеринде жақтылық ағыслары тарқалатуғын денелик мүйешлерди өзгертий менен бирге жақтыландырылғанлықты да өзгерте алады. Усында мақсетлерде соғылған қашықлатылған объекслерди жақтыландырышы системалардың, солардың ишинде прожекторлардың жумыслары тийкарланған. Прожектор жақтылық күши I болған S жақтылық дерегинен ҳәм L линзадан турады (292-сүйрет).

Мейли, L линза дерек турған орыннан ω денелик мүйеши менен көринетуғын болсын, бундай жағдайда деректен линзаға $I\omega$ шамасына тең ағыс келип түседи ҳәм линза арқалы

$$F' = kI\omega \quad (5)$$

ағысы өтеди. Бул теңликте k - линза арқалы өткенде жақтылықтың жоғалығын көрсететуғын шама. Егер S дереги L линза менен оның биринши бас фокусының арасында жайласқан болса, онда оның жормал S' сүйрети алынады. Линзадан шыққан жақтылықтың дәстеси ω' денелик мүйешинин шеклеринде топланған, тап усында мүйеш пенен линза S' сүйрети турған орыннан көринеди. Бул дәстениң жақтылық күши

$$I' = \frac{F'}{\omega'}$$

шамасына тең. Бул теңликке F' тың орнына оның (5)-аңлатпадағы мәнисин алып келип қойсак, онда

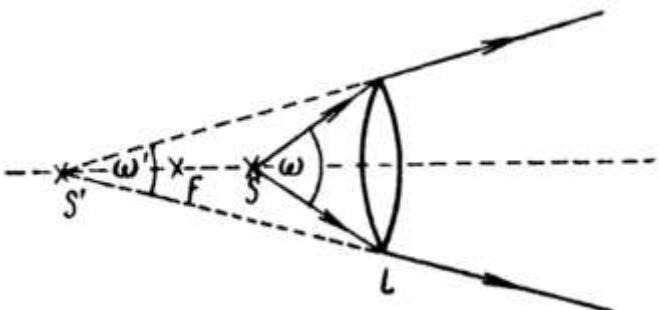
$$I' = kI \frac{\omega}{\omega'} \quad (6)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Бир линзадағы жақтылықтың жоғалығы киши болғанлықтан, k ның мәниси 1 ге жақын ҳәм (6)-формуладан мынадай жағдайдың орын алатуғынлығы келип шығады: дәстедеги жақтылықтың күши деректин өзиниң жақтылық күшине салыстырғанда ω/ω' қатнасына пропорционал өседи. ω/ω' шамасын жұдә үлкен етиүгे ҳәм соның нәтийжесинде линзаның жәрдеминде дәстедеги жақтылықтың күшин жұдә үлкен шамаға үлкейтиүге болады.

292-сүйрет.

Линзаның жәрдеминде жақтылықтың күши I ди үлкейтиү.



Жақтылықтың S ноқатлық дерегин база фокаллық тегисликте жайластырып, биздер оның шексизликтери S' сүйретин аламыз. Усының нәтийжесинде денелик мүйештиң шамасы нолге тең болығы керек. Усыған сәйкес, линзадан шығатуғын дәстедеги жақтылықтың күшиниң шексиз үлкен болығы керек. Ҳақыйқатында, қалеген дерек ноқатлық емес, ал қандай да бир узынлықта ийе болады (соның менен бирге дифракцияның салдарынан қатаң параллель дәстени алыша болмайды). Соныңтан ω' мүйешиниң шамасы барлық үақытта нолден өзгеше болады ҳәм, нәтийжеде, шексиз үлкен жақтылық күшине ийе жақтылық алынбайды.

Хәзирги заман прожекторларында линзалардың орынна ойыс айналар пайдаланылады, Бирақ олардың жумыс ислеүинин принципи жоқарыда талланған принципке сәйкес келеди.

Мынадай дара жағдайды қараймыз: жақтылық күши $I = 1000$ ш болған жақтылықтың S дереги ойыс АВ айнасының алдында дерек турған орында айна $\omega = \pi$ денелик мүйешинде көринетуғын орында жайласқан болсын (293-сүйрет). Мейли, айнада шағылысқан нурлардың дәстеси төбесиндеги мүйештиң шамасы $\alpha = 6^0$ қа тең конустың ишинде тарқалатуғын болсын. Айнаның шағылыстырыў коэффициенти k ның шамасы 0,8 ге тең деп есапладап, дәстедеги жақтылықтың күши I' ты анықтаймыз. (6)-формула бойынша жақтылықтың күши I' ты анықлау үшін ω' денелик мүйешиниң шамасын табыў керек. Усы мүйеш үшін мынаған ийе боламыз (303-параграфқа қараңыз):

$$\omega' = 4\pi \sin^2 \frac{\alpha}{4} \cong \pi \frac{\alpha^2}{4}.$$

Бул теңликтегі α мүйешин радианларда аңғартыў керек. ω' тың бул мәнисин (6)-теңликтегі қойып, төмөндегини аламыз:

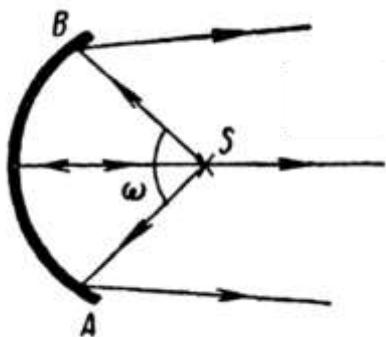
$$I' = kI \frac{4\omega}{\pi\alpha^2}.$$

Алынған теңликтегі $\omega = \pi$, $\alpha = 6^\circ \cong 0,1$ rad ҳәм $k = 0,8$ мәнислерин қойып

$$I' = 0,8I \frac{4}{0,1^2} = 320I$$

теңлигине ийе боламыз.

Демек, ойыс айнаны пайдаланыўдың себебинен дәстедеги жақтылықтың күши 320 есе үлкейеди екен; $I = 1000$ ш болған жағдайда $I' = 320 000$ ш шамасын аламыз.



293-сүйрет.

Айналық прожектордың схемасы.

Хәзирги заман прожекторларында тарқалыў мүйеши шама менен 2° болған жақтылық күши миллионлаған шама ийе дәстелерди алады.

§ 330. Оптикалық әсбаплардың ажыратылған алыў күши. Усы ўақыттарға система ноқаттық объекттиң дәл ноқаттық сүйретин береди ҳәм сфералық аберрация, астигматизм ҳәм т.б. кемшиликлер принципинде сапластырылады деп есаплады. Бирақ 328-параграфта телескоп болған жағдайда жулдызлардың объективтиң фокаллық тегислигінде дифракциялық сүйретте беретуғынлығын көрсетиүгө туýры келди. Ҳақыйқатында, дифракция құбылысы қәлекен оптикалық системада орын алады ҳәм объекттиң ҳәр бир ноқаты фокаллық тегисликтегі дифракциялық дөңгелек пенен сүйретленеди. Бул жағдай сүйретте ажыралыўы мүмкін болған деталлардың санын шеклейди ҳәм үлкейтиўлер ушын әмелій мәнистин үшін шеклерин береди.

Телескопта дифракция ең әпиўайы характеристеге ийе, сонлықтан ең дәслеп усы әсбапқа дыққат аўдарамыз. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, телескоптың жәрдемінде жулдызларды бақлағанда объективке нұрлардың параллель дастеси түседи ҳәм объективтиң фокаллық тегислигінде 269-параграфта қарап өтилген ҳәм 88-сүйретте көрсетилген дифракциялық сүйрет пайдада болады. Барлық жақтылық ағысының шама менен 84 проценти усы дифракциялық сүйреттің орайлық дағына, ал шама менен 16 проценти оны қоршайтуғын сақыйналарға сәйкес келеди. Сонлықтан буннан былай сақыйналарға итибар бермесек те болады. Бир бирине жұдә жақын болған жулдызларды бақлағанда олардың беретуғын дифракциялық сүйретлердин айырым бөлімлери бир бириницә үстине түседи ҳәм бир азы-кем созылған ҳәм жақтылағы бир текли болмаған жақтылық дақ пайдада болады. Усы жағдайға байланыслы мынадай сораудың пайдада болыўы мүмкін: қандай жағдайларда бул дақты еки жулдыздың сүйрети ҳәм қандай жағдайда бул дақтың бир жулдыздың сүйрети емес, ал еки жулдыздың сүйрети деп тастыйықлаға болады?

271-параграфтағы еки спектраллық сывықтарды ажыратыудағыда сыйқлы, бул жағдайда да Релей критерийине сүйенемиз. Атап айтқанда, егер интенсивліктиң қосынды иймеклигидеги ойыстық минимумда 20 процентке жететуғын ҳәм көз тәрепинен еки максимумның арасындағы қараңғы аралық бардай болып көринетуғын болса еки дифракциялық сүйрет ажыралған деп есапланады.

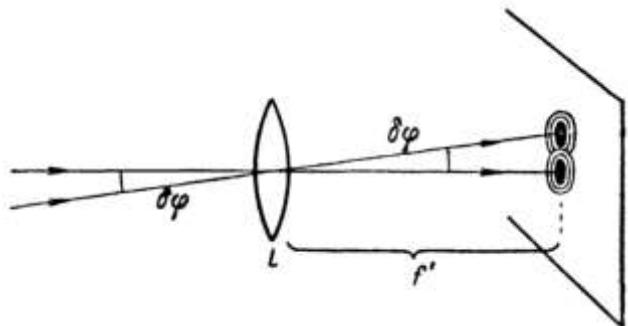
Дөңгелек саңлақтардағы бир бириңиң үстине түсетуғын дифракциялық сүйретлердеги бир иймекликтің максимумы екинши иймекликтің минимумына сәйкес келетуғын болса ойыстықтың шамасы 20 % ке жетеди. Дөңгелек саңлақтан алынған дифракциялық сүйреттеги бас максимум менен оның бириңиң сақыйнасының арасындағы қашықтың (269-параграф) $\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D}$ тең. Бул теңдикте λ - толқын узынлығы ҳәм D - саңлақтың диаметри. Бул жағдайда саңлақ объективтин қаснағы болып табылады ҳәм сонлықтан D шамасы телескоптың диаметрине сәйкес келеди. Дифракциялық сүйретлердин шеклериндеги мүйешлик қашықтықтар L объективтин ортасынан дифракциялық сүйретлердин сәйкес ноқатларына түсирилген туұрылардың арасындағы мүйеш пенен анықланады (294-сүйрет). Буннан егер жулдызлардың арасындағы мүйешлик қашықтық

$$\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (1)$$

шамасына тең болатуғын болса, онда еки жулдызды ажыратыў ушын Релей критерийинин орынланатуғынлығын аламыз.

294-сүйрет.

Бир бириңен зорға ажыралатуғын ноқатлардың арасындағы мүйешлик қашықтық $\delta\varphi$.



(1)-теңдикten телескоптың объективиниң диаметриниң қанша үлкен болса, онда оның бир бириңе жақын жайласқан жулдызларды айыра алатуғынлығы көринип тур.

Телескоптың окулярының үлкейтийн объектив тәрепинен ажыратылған дифракциялық дақлардың көз тәрепинен де ажыратылған болыўы, яғни 1' мүйеш пенен көриниўи керек. Жулдызлардың фотосүйретин түсиргенде олардың дифракциялық сүйретлериниң орайларының арасындағы қашықтық болған $\delta y'$ шамасы фотопластинкалардығы дәнлердин өлшемлеринен үлкен болыўы керек. Бул шама менен 0,01 мм шамасындағы қашықтыққа сәйкес келеди. Егер телескоптың объективиниң екинши бас фокуслық қашықтығы f' болса, онда бир бириңен зорға ажыралатуғын еки жулдыздың арасындағы сывықлы қашықтық $\delta y'$ мынаған тең:

$$\delta y' = f' \cdot \delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D} f'. \quad (2)$$

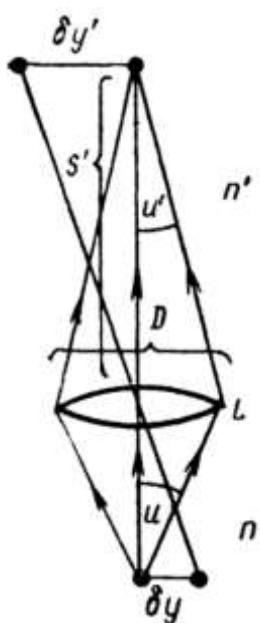
Микрофотометрлеўдин ҳәзирги заман ұсылларында жақтыландырылыудағы салыстырмалы минимумды 10% ке ҳәм ҳәтте 5% ке тең етип алыў, ұсының салдарынан Релей критерийин қанаатлардынатуғын жулдызларға салыстырғанда жақынырақ жайласқан жулдызларды ажыратыўға мүмкіншилик береди.

Телескоплар ушын келтирип шығарылған (1)- ҳәм (2)-шәртлер алыштағы предметлерге қарағанда жердеги көриў трубалары, соның менен фотоаппаратлар, үлкен қашықтықтардағы предметлердин фотосүйретин түсиргенде ушын да қолланыўға болады.

Егер предмет объективтен жақын жайласатуғын болса, онда оған нурлардың параллель дәстеси түседи деп есаплауға болмайды; бундай жағдайда сүүрет пайда болғандағы дифракцияның тутқан орны қурамалырақ болады. Тап усындан болған бақланатуғын предметтиң объективке жақын жайласатуғын жағдайы микроскопта орын алады. Сонықтан, микроскоптағы дифракцияның орнын дәл есапқа алыў қурамалы мәселе болып табылады. Усындан мәселени шешиүге биз төмениректе итибар беремиз (331-параграф). Ал ҳәзир объектиң ҳәр бир ноқаты ғәрзесиз жақтылық дереги болып табылады ҳәм бул ноқат нурлардың параллель дәстесинин дифракциясы сыйқылды объектиң фокаллық тегислигінде дифракциялық дәңгелекти береди деген болжаудан микрокоптың ажыратта алыў үқыптығын есаптаймыз. Бундай жағдайда биз объектиң еки қоңсылас ноқатлары ажыралған деп есаптаймыз, егер олардың сүүретлеринин орайлары бир биринен (2)-формула менен анықланған b' қашықтығында жайласады деп есаплауымыз керек. Ал бундай жағдайда (2)-формуладағы f' тың орнына объективтен сүүрет турған орынға шекемги қашықтық s' ты қойыў керек (295-сүүрет):

$$\delta y' = 1,22 \frac{\lambda}{D} s'. \quad (3)$$

δу арқалы объекттиң зорға ажыралатуғын ноқатларының арасындағы қашықлықты белгилеймиз.



295-сүйрет.
Микроскоптың ажыраты алғыу күшин
есаплауға.

Микроскоплардың объективлерин олардың түйинлес ноқатларына қатнаста синуслар шәрти орынланатуғындағы етип соғады (322-параграф); сынлықтан биз мынаған ииे боламыз:

$$\eta \sin u \cdot \delta v = \eta' \sin u' \cdot \delta v'. \quad (4)$$

Бул теңлікте n ұм n' арқалы объективтиң сәйкес алдындағы ұм оннан кейинги заттардың сындырыў коэффициентлери белгиленген.

Микроскоплардағы сүйрет барлық ұқытта ҳаўада алынады, сонлықтан $n' \cong 1$; объект болса ҳаўадан өзгеше болған затта жайласа алады (төменде иммерсия ұқында қараңыз). Сонлықтан улыўмалық ушын биз n ди 1 ге тең деп есапламаймыз. Усының менен бирге, 295-сүйреттен биз мынаған ииे боламыз:

$$\sin u' \cong \frac{D/2}{s'}.$$

p' пенең $\sin u'$ тың мәнислерин (4)-анлатпаға койып, dV' ушын

$$\delta y' = \frac{2s'}{D} \cdot n \sin u \cdot \delta y.$$

$\delta y'$ ушын жазылған бул аңлатпаны (3)-аңлатпа менен салыстырып,

$$\frac{2s'}{D} \cdot n \sin u \cdot \delta y = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} s'$$

теңлигин аламыз ҳәм буннан бир бириңен зорға ажыралатуғын объектлер ушын

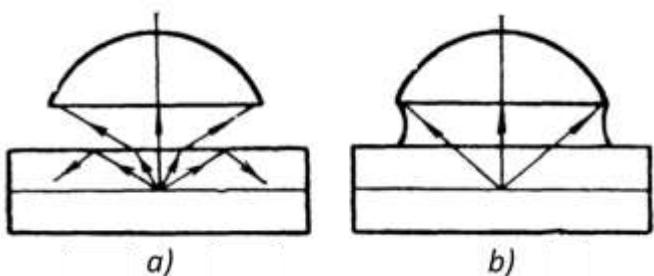
$$\delta y = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin u} \quad (5)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

$A = n \sin u$ шамасы микроскоптың объективинің санлы апertureасы деп аталаады. Егер объект ҳаўада жайласқан болса, онда $n = 1$ ҳәм бундай жағдайда (5)-формуладан микроскоптың бир бириңен $\delta y = 0,61 \frac{\lambda}{\sin u}$ қашықлықта жайласқан объектлерди ажырата алатуғының келип шығады. Микроскопиялық объектлер ушын n мүйешинің шамасы $\pi/2$ ге жақын ҳәм, усыған сәйкес, $\sin u \cong 1$. Буннан микроскоптың бир бириңен $\lambda/2$ қашықлықта жайласқан объектлерди ажырата алатуғының аңғарамыз. Визуаллық бақлауларда толқын узынлығы λ спектрдин көзге көринетуғын областына киреди, яғни 5·10⁻⁵ см ге тең. Демек, микроскоп бир бириңен шама менен 3·10⁻⁵ см қашықлықта жайласқан объектлерди бир бириңен ажырата алады.

(5)-формуладан егер объектти сындырыў коэффициенти $n > 1$ болған затқа салсақ, онда микроскоптың ажырата алыў күшинің үлкейетуғының көринип тур. Бул мынадай жоллар менен әмелге асырылады: әдетте жұдә жуқа болған микроскопиялық препарат еки тегис шийшениң (предметлик ҳәм үстине басатуғын) ортасында желимленеди. Желимлейтуғын затты оның сындырыў коэффициенти шийшелердин сындырыў коэффициентине теңдей етип алады (әдетте $n = 1,5$). Бундай жағдайда үстине басатуғын шийше менен ҳаўаның арасындағы толық ишки шағылысыў (296-а сүйрет) апертуралық мүйеш n дың мәнисин шеклемеўи ушын үстине басатуғын шийше менен объективтиң бириңи линзасының арасына сындырыў коэффициенти n ге тең болған мөлдир майды киргизеди. Бундай жағдайда, 296-б сүйретте көринип турғанындей, мүйештиң мәниси $\pi/2$ ге жақынлайды. Бундай системаны иммерсиялық деп атайды. $n = 1,5$ теңлиги орынланатуғын иммерсия жолы менен микроскоптың санлық апертурасының мәнисин 1,4 ке жеткериўге болады. Бундай жағдайда ажырата алыў күшинің шамасы қаралатуғын препарат пенен объективтиң арасында ҳаўа қатламы болған жағдайға салыстырғанда шама менен 1,5 есе жоқарылайды.

296-сүйрет.
Иммерсияның тутқан орны.



Микроскоптың объективи ажыратқан деталлардың көз бенен қабыл етилиўи ушын окулярдың үлкейтийин олардың шама менен 1' мүйеш пенен көринетуғындай етип сайлап алыў керек. Үлкен үлкейтийге ийе болған окуляр деталлардың үлкен санын көриўге мүмкіншиликті бермейди.

Микроскопта объектлердин фотосүйретин түсиргенде толқын узынлығы көзге көринетуғын жақтылықтың толқын узынлығына салыстырғанда киши болған ультрафиолет нурларға етий жолы менен ажырата алыў күшин үлкейтийге болады.

Усындау ультрафиолет микроскоп ($\lambda \cong 2,5 \cdot 10^{-5}$ см болған жағдайда) әдеттеги микроскопқа салыстырғанда еки есе майдарақ болған деталларды ажыратыуға мүмкіншилик береди.

§ 331. Микроскоптағы дифракциялық құбылыслар. 330-параграфта микроскоптың ажыратылған күшін қаралғанымызда биз объекттиң ҳәр бир ноқатын бир бириңен ғәрзесиз болған өз бетинше жақтылық шығаратуғын дерек болып табылады деп есапладық. Бундай жағдайда ҳәр қыйлы ноқатлардан келетуғын тербелислер когерентли емес. Объекттиң ҳәр бир ноқаты объективтиң фокаллық тегислигінде өзинин дифракциялық дәңгелегін береди. Дифракциялық дәңгелеклер бир бириңін үстіне жарым-жарты түсетуғын орынларда нурлар бир бири менен интерференцияланбайды ҳәм жақтыландырылғанлықтарының қосынды иймеклигин қарау жолы менен микроскоптың ажыратылған күшін анықлауға мүмкіншилик берди. Бирақ микроскоп арқалы көрілетуғын объектлер көпшиликтің жағдайда өзинен жақтылық шығаратуғын объектлер болып табылмайды. Олар басқа жақтылық дереклері тәрепинен жақтыландырылады ҳәм олардың айырым ноқатларынан шыққан тербелислер қандай да шамада когерентли болады. Егер объекттиң ҳәр қыйлы орынлары когерент нурлардың параллель нурлары менен, яғни фокаллық тегислигінде жақтылықтың ноқатлық дереги жайласатуғын линзаның жәрдемінде алынатуғын жақтылық пенен жақтыландырылатуғын болса, онда объекттиң ҳәр қыйлы ноқатларынан шығатуғын тербелислер толық когерентли болады.

Әдетте жақтыландырыу конденсордың жәрдемінде объектке шекли өлшемлерге иие жақтылықтың дерегиниң сүүретін түсириү жолы менен әмелге асырылады. Бул жағдайда объекттиң ҳәр қыйлы ноқатларынан шығатуғын нурларды когерентли болмайды деп қутиүге болады, себеби объекттиң ҳәр қыйлы ноқатлары деректин ҳәр қыйлы орынларынан шыққан жақтылық пенен жақтыландырылады. Бирақ бул жуўмақ объекттиң бир бирине жұдә жақын жайласпаған ноқатлары ушын ғана дұрыс. Объекттиң бир бирине жақын ноқатлары жақтылық дерегиниң бир ноқатынан шығатуғын нурлар менен жақтыландырылған болыўы мүмкін, себеби өз алдына система болған конденсордың өзи шекли ажыратыу күшине иие (соның менен бирге аберрацияға) ҳәм деректин ҳәр бир ноқаты шекли өлшемге иие болған дәңгелек түріндегі сүүретленеди. Сонықтан әдетте объект аралас жақтылық, жарым-жартысы когерентли, жарым-жартысы когерентли емес жақтылық пенен жақтыландырылған болып шығады.

Когерентли емес (бир бири менен интерференцияланбайтуғын) ҳәм когерент (бир бири менен интерференцияланатуғын) нурлар менен жақтыландырылыудың тарқалығы ҳәр қыйлы болғанлықтан, микроскоптың ажыратылған күшине иие (соның менен бирге аберрацияға) ҳәм деректин ҳәр бир ноқаты шекли өлшемге иие болған дәңгелек түріндегі сүүретленеди. Сонықтан әдетте объект аралас жақтылық, жарым-жартысы когерентли, жарым-жартысы когерентли емес жақтылық пенен жақтыландырылған болып шығады.

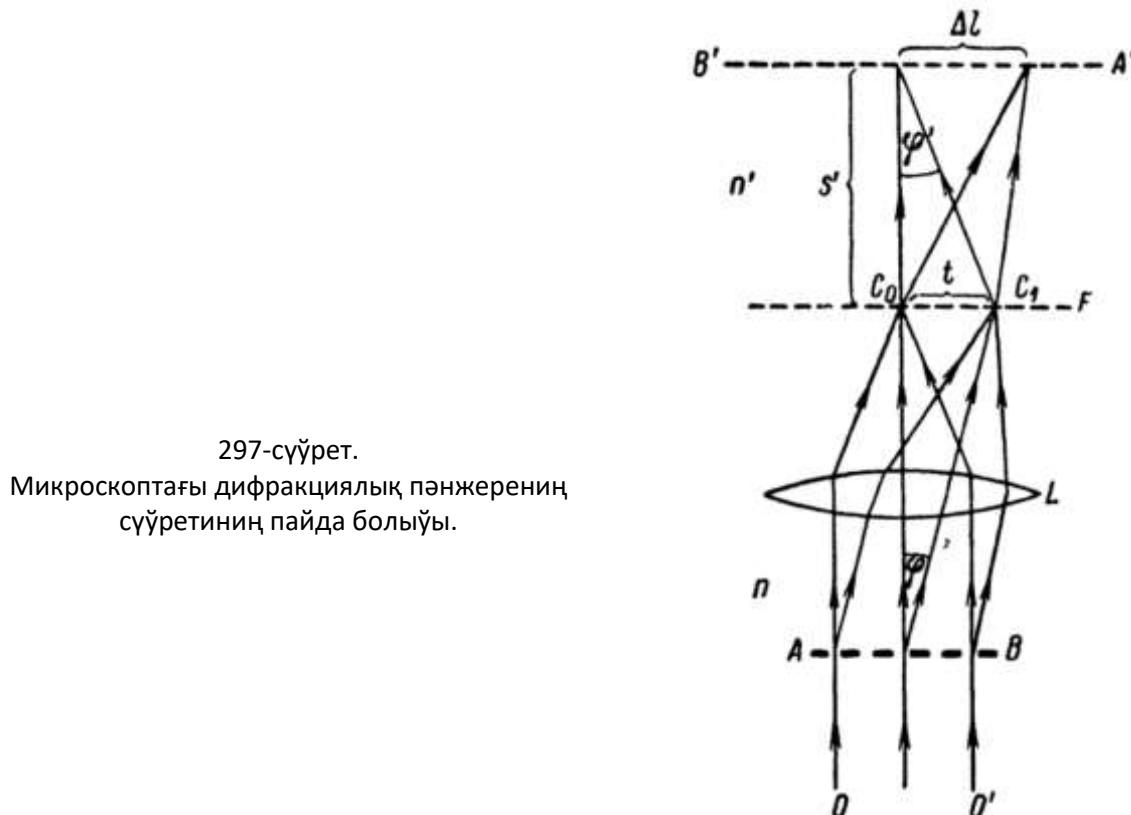
Когерентли жақтылық пенен жақтыландырылған объекттиң айырым орынларынан шығатуғын нурлардың интерференциясын аңсат есапқа алыў ушын Аббе объект сыпатында мәлдир дифракциялық пәнжерени алды. Мейли, b турықлысына иие AB пәнжересі OO' когерентли нурлардың параллель дәстеси менен жақтыландырылған болсын (297-сүүрет). Микроскоптың L объективи беретуғын пәнжерениң сүүреті $A'B'$ тегислигінде алынады. L объективтиң F бас фокаллық тегислигінде пәнжерене беретуғын ҳәр қыйлы тәртіптегі спектрдин сүүретлери алынады. 270-параграфтың (7)-формуласы бойынша k -тәртіптегі спектр

$$b \sin \varphi = k\lambda \quad (1)$$

қатнас бойынша анықланған φ мүйешінде дифракцияланған нурлар тәрепинен пайда етиледи. Егер биз иммерсиялық система менен ис алып баратуғын болсақ (330-параграф), онда пәнжере сындырыу қоэффициенті n болған сүйықлыққа батырылған ҳәм λ ге келетуғын болсақ, онда толқынның усы сүйықлықтағы узынлығын нәзәрде тутыу қерек. Егер λ ҳақында гәп еткенде бослықтағы толқын узынлығы нәзәрде тутылатуғын болса (әдетте бослықтағы толқын узынлығы нәзәрде тутылады), онда (1)-тендиктиң оң тәрепин n ге бөлиү қерек болады ҳәм бундай жағдайда

$$b \sin \varphi = k \frac{\lambda}{n} \quad (1a)$$

теңлигине ийе боламыз. $k = 0$ теңлиги орынланғанда орайлық жақтылы жолақ алынады. Усы орайлық жақтылы жолақтан ҳәм айырым спектрлерден келетуғын нурлар $A'B'$ тегислигінде интерференцияланады. Усының салдарынан AB пәнжересинің сүүрети алынады. Егер спектрлердиң бир бөлімін жапсак, онда пәнжерениң сүүрети майысады. Мысалы, барлық спектрлер жабылған ҳәм тек орайлық жақтылы C_0 жолағы қалдырылған деп болжайық. $A'B'$ тегислигінде ол тең өлшеули жақтыландырылғанлықты пайда етеди. Солай етип, егер тек орайлық жақтылы жолақты ашық қалдыратуғын болсақ, онда $A'B'$ тегислигіне фокусланған окулярда бир тең өлшемли жақтыландырылған майданды көремиз; пәнжерениң ҳеш қандай сүүретин көрмеймиз.



297-сүүрет.

Микроскоптағы дифракциялық пәнжерениң сүүретинің пайда болыўы.

Енди орайлық жақтылы жолақ C_0 менен спектрдиң бири, мысалы $k = 1$ ге сәйкес келетуғын C_1 спектр ашық болсын. Әпиўайылық ушын пәнжере монохромат жақтылық пенен жақтыландырылады деп есаплаймыз. Бундай жағдайда C_1 спектри бир максимумға алып келинеди ҳәм F объективинің бас фокаллық тегислигінде жақтылықтың еки когерентли дереги жайласады орайлық жолақ C_0 ҳәм оннан t қашықтығында жайласқан C_1 максимумы. Бул дереклердин нурлары $A'B'$ тегислигінде бир бири менен интерференцияланып, бир қатар интерференциялық жолақтарды береди. 256-параграфта келтирилген есаплаўлар бойынша қоңылас жақтылы жолақтардың арасындағы қашықтық

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} \cdot s'$$

шамасына тең болады. Бул теңликте s' - бас фокаллық тегислик F пенен $A'B'$ тегисликтин арасындағы қашықтық. 297-сүүреттөн $t/s' \cong \sin \varphi'$ теңлигине ийе боламыз. Буннан Δl ушын

$$\Delta l = \frac{\lambda}{\sin \varphi'} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

Пәнжерениң мәлдир штрихлары бир биринен b қашықтығында жайласқан; егер биз олардың $A'B'$ тегислигіндеги сүүретлеринің өлшемлерин нур оптикасының талапларына сәйкес $\Delta y'$ арқалы белгилесек, онда синуслар қатнасы бойынша (330-параграф)

$$nb \sin \varphi = n' \Delta y' \sin y'$$

теңлигин жазамыз. Сүүрет алынатуғын орталықтың сындырыў коэффициенти ушын $n' = 1$ теңлиги орынланады деп болжап (хаја) соңғы теңликтен

$$\Delta y' = \frac{nb \sin \varphi}{\sin \varphi'}$$

теңлигин аламыз. Биз микроскоптың объективинен шыққан дәстени тек орайлық жақтылы жолақ пенен бир спектр өткеретуғындай етип шеклеген едик. Соңықтан $\sin \varphi'$ шамасының мәниси $k = 1$ теңлиги қойылған ҳәм нәтийжеде $nb \sin \varphi = \lambda$ түрине енген (1а) теңлиги бойынша анықланады ҳәм

$$\Delta y' = \frac{\lambda}{\sin \varphi'}$$

теңлиги орынлы болады. Бул аңлатпаны (2) менен салыстырып мынаны аламыз: $A'B'$ тегислигингде пайда болатуғын интерференциялық жолақлар пәнжерениң жақтылы жолақларының сүүретлери жатыўы керек болған $\Delta y'$ қашықлығында жатады. $A'B'$ тегислигингде пәнжерениң өзине тән болған "сүүрети" пайда болады. Геометриялық жақтан дұрыс сүүреттен бул сүүрет мынадай өзгешеликке ийе: пәнжерениң жақтылы жолақларына сәйкес келетуғын максимумнан оның қараңғы жолақарына сәйкес келетуғын минимумларға өти кескин түрде емес, ал әстелік пенен жүзеге келеди. Егер спектрлердин көп санын өткеретуғын болсақ, онда олардан шығатуғын нурлардың интерференциясының нәтийжесинде $A'B'$ тегислигиндеги максимумлардан минимумларға өтий кескинирек болады, яғни "сүүрет" объекттин өзине көбірек үсайтуғын болады.

Жоқарыда келтирилген көз-қараслардан егер орайлық максимум ҳәм ең кеминде бир спектр өткерилетуғын болса, яғни егер

$$\sin \varphi \geq \frac{\lambda}{nb}$$

теңсизлиги орынланатуғын болса, онда $A'B'$ тегислигингде пайда болатуғын интерференциялық сүүреттеги пәнжерениң штрихлары ажыралады деп есаплауға болады. Басқа сөз бенен айтқанда, пәнжерениң штрихлары бир биринен

$$b \geq \frac{\lambda}{n \sin \varphi}$$

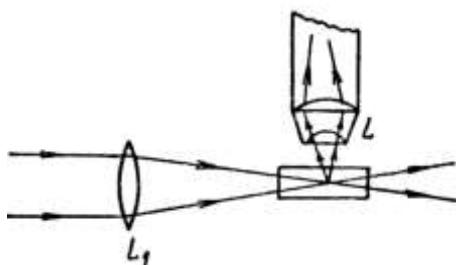
қашықлығында түрған болса, онда микроскоп пәнжерениң штрихларын ажыратады.

330-параграфта биз егер жақтылық шығарып түрған ноқаттың арасындағы қашықлық $0,61 \frac{\lambda}{n \sin \varphi}$ шамасынан киши болмаған жағдайда микроскоптың жәрдеминде ажыралатуғынлығын көрдік. Солай етип, объективті когерентли жақтылық пенен жақтыландырылғандағы микроскоптың ажыратыў құши шама менен айырым ноқатлары когерентли болмаған нурларды шығаратуғын объективті қарағандағы ажыратыў қүшиндей болады.

Из Аббе теориясынан мынадай жағдай келип шығады: егер F объективтиң бас фокаллық тегислигингде алынатуғын спектрлердин бир бөлими жасалма түрде жабылса, "сүүреттеги" объективтің өзине геометриялық жақтан усамауы мүмкін. Мысалы, егер орайлық максимумды ҳәм тек жуп тәртиптеги спектрлерди өткерсе ($k = \pm 2, \pm 4, \dots$), онда "сүүреттеги" жақтылы жолақлар $\Delta l' = \frac{1}{2} \Delta y'$ қашықлығында жайласқан болар еди, яғни "сүүрет" пәнжередеги штрихлардан еки есе көп штрихларды берген болар еди. Бул жуўмақлардың барлығы бас фокаллық тегислик F ке ҳәр қыйлы формаларға ийе диафрагмаларды қойыў жолы менен тастыыйыланады.

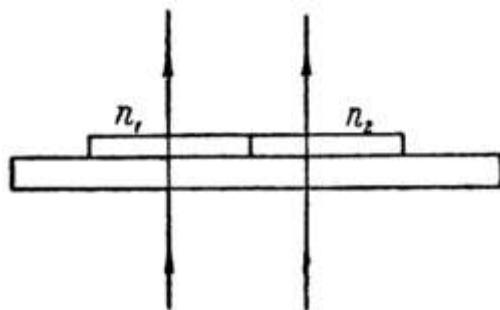
Микроскоптың теориясының буннан былай раўажланыўы совет физиклери Л.И.Мандельштам ҳәм Д.С.Рождественский тәрепинен орынланды. Л.И.Мандельштам өзи жақтылық шығарып түрған объективлер ушын теорияны толық раўажланылдыры ҳәм Аббениң жаўмақларының бир қатарын, соның ишинде пәнжерениң штрихларының еки есе артыўы құбылысын экспериментлерде көрсетти. Д.С.Рождественский толық емес когерентли жақтылық болған ең улыўмалық жағдайларды изертледи. Ол объективтің ҳәр қыйлы бөлімлери арқалы өтетуғын жақтылық дәстелеринің интерференциялық құбылыслардың үлкен орынды ийелейтуғынлығын көрсетти. Көпшилил жағдайларда микроскопта бақланатуғын объективлер азлы-кемли мөлдир болып табылады. Объективтің ҳәр қыйлы бөлімлери арқалы өтетуғын нурлар белгилі болған жүрислер айырмасына ийе болады ҳәм бир бири менен интерференцияланады. Қаралатуғын объективтің шетлеринде сүүретti оннан да майыстыратуғын интерференциялық жолақлар пайда болады.

Бул параграфта, тап сол сыяқлы 330-параграфта исленген жуўмақтар микроскоптың ажырата алыш күшинин шеклерине жақынлағанда объект пенен оның сүретиниң арасындағы геометриялық үксаслықтың жоғала баслайтынлығын көрсетеди. Бундай жағдайда визуаллық бақлаұлар өткөргендегі микроскоплар иммерсия болмаған жағдайда өлшемлери шама менен 0,3 мкм болған, ал иммерсия болған жағдайларда өлшемлери шама менен 0,2 мкм болған объектлерди ажырата алады. Ультрафиолет нурларда фотосүреттерди түсиргенде өлшемлери 0,1 мкм болған объектлерди ажыратыу мүмкін.



298-сүйрет.
Ультрамикроскопиялық бөлекшелерди бақлаудың схемасы.

Егер бақланатуғын объект пенен оның сүретиниң арасындағы геометриялық үксаслық талабынан бас тартқан жағдайда микроскоптың жәрдемінде өлшемлери микронның оннан бир үлесинен де кем болған киши бөлекшелерди табыу мүмкін. Бундай усыл жақтылықтың киши бөлекшелердегі шашырауына тийкарланған. Усылдың схемасы 298-сүйретте көлтирилген. Жақтылықтың дәстеси линзының жәрдемінде киши бөлекшелер ушып жүрген кюветаға концентрацияланады. Бундай бөлекшелерди ультрамикроскопиялық бөлекшелер деп атайды. Айырым ультрамикроскоплық бөлекшеде шашыраған жақтылық микроскоптың L объективине келип түседи ҳәм оның фокаллық тегислигінде дифракциялық дәңгелекті пайда етеди. Усындай дәңгелектің бар болыуына байланыслы бөлекшелердин бар екенлеги ҳәм олардың қозғалысы ҳаққында жуўмақ шығарыуға болады. Бөлекшелердин барлық жыйнағы қара фондағы жақтылық шығарып түрған жулдызшалар түрінде бақланады. Усындай "ультрамикроскопиялық" усыл өлшемлери 0,005 мкм ге шекемги бөлекшелердин табыуға мүмкіншилик береди.



299-сүйрет.
Нурлардың объекттиң ҳәр қыйлы сындырыу коэффициентлерине иие бөлизмлери арқалы өтийи.

Хәзирги заман микроскопиясында пайдаланылатуғын басқа усыл жақтылықты жүтпайтын, ал жақтылық дәстелерине белгили болған жүрислер айырмасын киргизетуғын объектлерди бақлауға арналған. Микроскопта бақланатуғын биологиялық объектлердин көпшлигі мәлдір ҳәм соңықтан оларды бақлау ушын алдын ала бояу керек болады. Соның менен ҳәр қыйлы тканлардың ҳәр қыйлы реңлерге иие болыуына итибар беріу керек. Бундай бояұды ҳәм реңди сайлап алыш дым қыйын. Бирақ, боялмаған тканлардың өзлери де бир текли емес, себеби олар ҳәр қыйлы сындырыу коэффициентлерине иие. Соңықтан, бақланатуғын объекттиң сындырыу коэффициенти n_1 болған бөлизми арқалы ҳәм сындырыу коэффициенти n_2 шамасына тең бөлизми арқалы өтетуғын толқынлардың арасында белгили болған фазалар айырмасы пайда болады (299-сүйрет). Бундай фазалар айырмасының болыуы тиккелей көринбейді. Бирақ, 1935-жылды Цернике орайлық C_0 жолақты беретуғын нурға қосымша $\pi/2$ фазалар айырмасын берип, бул нурлардың бақланатуғын объекттеги бир текли болмаған орынларында дифракцияланған нурлар менен интерференцияны алышуға болады (297-сүйрет). Усының нәтийжесінде боялмаған объекттиң структурасын айқынластырыу мүмкін. Бул усылдың фазалық контраст усылы деп атайды.

XXIX БАП

ФОТОНЛАР

§ 332. Электронның нурланыұының классикалық теориясы ҳәм оның қолланылыұының шегаралары. Курсымыздың буннан бурынғы параграфларда биз атомлар менен молекулалардың құрамында өзлери қандай ν жийилиги менен тербелетуғын болса, тап сондай ν жийилигидеги жақтылықты нурлардыратуғын электронларды бар деп есапласақ, онда көп санлы оптикалық құбылысларды түсіндіриудің мүмкін екенлегин көрдік. Бул болжайдың дұрыс екенлеги классикалық электродинамиканың жуұмақтары менен тастыйықланады. Классикалық электродинамикадан \dot{x} тезленийі менен қозғалатуғын электронның құйаты

$$W = \frac{2e^2 \dot{x}^2}{3c^3} \quad (1)$$

шамасына тең электромагнит толқынларын нурлардыратуғынды белгилі.

Егер электрон амплитудасы a ҳәм жийилиги ν болған гармоникалық тербелетуғын болса, онда оның әтирапында тап сондай ν жийилигидеги сфералық электромагнит толқыны пайда болады.

(1)-формулаға сәйкес, электронның нурланыұының құйаты (үақыт бойынша орташаланған)

$$\bar{W} = \frac{16\pi^4 e^2 \nu^4 a^2}{3c^3} \quad (2)$$

шамасына тең.

Егер электронның қозғалысы таза гармоникалық болмаса, онда бундай қозғалысты Фурье қатарына гармоникалық қураўшыларға жайыў керек. Амплитудасы a_i болған ҳәр бир гармоникалық қураўшыға (2)-теңлик пенен анықланған нурланыұдың \bar{W}_i құйаты сәйкес келеди.

Хақыйқатында, электрон ҳеш үақытта таза гармоникалық түрде тербелмейди, себеби нурланыў менен ол энергиясын жоғалтады. Сонлықтан, егер электронға сырттағы қандай да бир деректен үзлиksiz түрде энергия алып келинбесе, оның тербелислеринің амплитудасы сөнеди. Сөнетуғын тербелиске қатнасатуғын усындаи электрон амплитудасы жийиликтиң шекли интервалында нолден сезилерлікей өзгеше болған нурланыұды береди (I томдағы 104-параграфта айттылғанлар менен салыстырыңыз). Басқа сөз бенен айтқанда, сөниүши тербелиске қатнасатуғын электрон қатаң емес түрдеги монохромат жақтылықты береди (Бирақ шекли кеңлікке иие спектраллық сзықты береди). "Тәбийий" деп аталатуғын бул сзықтың кеңлигі $\delta\nu$ мынаған тең

$$\delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi}. \quad (3)$$

Бул теңликтек

$$\gamma = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{3c^3 m}.$$

(3)-формуладан тәбийий кеңліктиң электронның заряды e дең ҳәм массасы m нен, жақтылықтың тезлигі c дан ҳәм нурланыў жийилиги ν дан ғәрэзли екенлегин көринип түр. 10^{15} сек⁻¹ шамасындағы (көзге көринетуғын жақтылық) жийилик үшін оның шамасы $\delta\nu \cong 4 \cdot 10^7$ сек⁻¹, яғни жұдә киши. Сонлықтан биз жақынласыұдың жеткиликли дәрежесинде атом ямаса молекуланың ишинде ν жийилиги менен гармоникалық тербелетуғын электронның, классикалық электродинамикаға сәйкес тап сондай ν жийиликтеги жақтылықты шығарады деп есаптай аламыз.

Электронның дәүирли емес қозғалысы ушын улыўма жағдайда Фурье қатарына жайыў барлық v_i жиийиликтери ушын амплитуда a_i лердин нолден өзгеше болатуғынлығын көрсетеди. Буннан биз қарап өткен жағдайда нурланыўдың мүмкін болған барлық узынлықтарының бар болыўы менен тәрийипленеди, яғни нурланыў сызықлы емес, ал тутас болады.

Электронның тутас нурланыўына мысал сырттында электронның тоқтауында пайда болатуғын тормозлық нурланыў деп аталатуғын нурланыў хызмет ете алады. (1)-формуладан пайдаланып, тормозланыўшы электронның dt ўақыттың ишинде

$$W \cdot dt = \frac{2e^2 \ddot{x}^2}{3c^3} \Delta t$$

шамасындағы энергияны нурландыратуғынлығын көремиз. Мейли Δt ўақыттың ишинде электрон толық тормозланатуғын, яғни басланғыш тезлигин v дан нолге шекем өзгертуғын болсын; тормозланыўды тұрақты $\ddot{x} = w_0$ тезленийи менен жүзеге келеди деп есаптаймыз. Бұндай жағдайда Δt ўақыттың ишинде нурланған энергияның толық мұғдары E ушын мынаны аламыз:

$$E = \int_0^{\Delta t} \frac{2e^2 w_0^2}{3c^3} dt = \frac{2e^2 w_0^2}{3c^3} \Delta t.$$

Тұрақты тезленийде $w_0 = \frac{v}{\Delta t}$ қатнасы орын алатуғын болғанлықтан, соңғы формула мынаны береди:

$$E = \frac{2e^2 v^2}{3c^3} \Delta t. \quad (4)$$

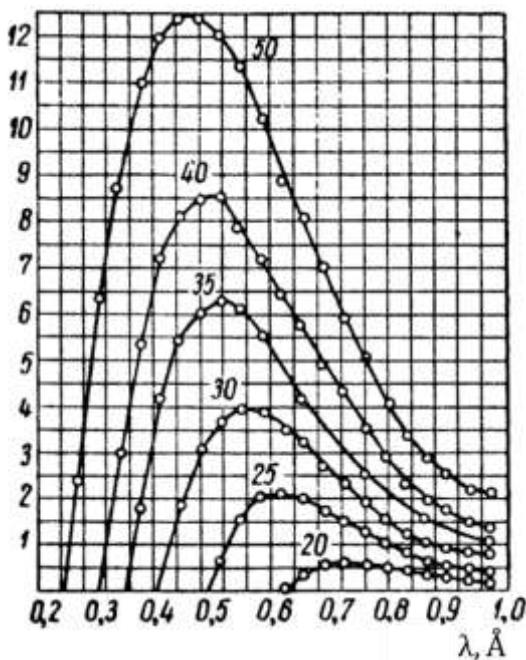
(5)-формуладан нурланған энергияның электронның басланғыш тезлиги v менен тормозланыў ўақыты қанша үлкен болса, нурланған энергияның да үлкен болатуғынлығы көринип түр. Бул электронның кескин түрдеги тормозланыўында ғана сезилерліктең нурланыўды күтиүге болатуғынлығын аңғартады. Бұндай шарайт тез үшатуғын электронлар менен қатты антикатодты бомбалағанда жүзеге келеди. Бұндай жағдай рентген трубкаларында орын алады. Тормозланыў ўақыты Δt ның жұдә киши болыўы бұндай жағдайда қысқа толқынлардың нурланыўына алып келеди. Усындан жоллар менен рентген нурларының пайда болыўы түсіндіріледи.

Электронның әсталенген қозғалысын Фурье интегралына жайыў бұндай жағдайда электронның басланғыш тезлигине салыстырғанда энергиясының максимумы толқын узынлығының қысқарап областында жатқан тутас спектрдин нурланыўының керек екенлигин көрсетеди. Бул жуұмақты тәжирийбе тастыыйықлады. 300-сүүретте электронлардың вольфрам антикатодына үралыўының нәтижесинде алынған тутас рентген спектрліктердеги энергияның тарқалыўы иймекликлері көрсетілген. Иймекликлер 20 дан 50 кВ ке шекемги потенциаллардың ҳәр қыйлы тезлетиўши айырмалары $V - V_0$ ге тиисли.

Электронның нурланыўына басқа мысал сырттында бетатронлар менен синхроторнлар деп аталатуғын дүзилислердеги нурланыўды көрсетемиз (378-параграф). Бул әсбапларда электрон құйын тәризли электр майданының тәсиринде шеңбер бойынша қозғалып, тезлиги жақтылықтың тезлигине жақын болған жұдә үлкен мәнислерге шекем жоқарылайды. 1944-жылы совет физиклері И.Померанчук пенен Д.Иваненко бетатронда ямаса синхротронда шеңбер бойынша қозғалатуғын электронның нурландыратуғынлығы көрсетілди. Бир қанша ўақыттан кейин синхротронда бақланды. Бул синхротронда электронлар $7 \cdot 10^7$ эВ энергияға шекем тезлетилген. Электронлар дәстесинин орбитасы 29,3 см ге тең диаметрге иие болды. Егер вакуум трубкасына орбита тегислигине

электронлардың қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта қарағанда нурланыў ақ реңдеги кишкене жақтылы дақ сыйпатында көринген.

Жоқарыда келтирилген мысаллар классикалық электродинамиканың тезлениў менен қозғалатуғын электронның нурланыўын есаплаўға пайдаланыўға болатуғынлығын көрсетеди. Тек тезлениў менен қозғалатуғын электрон ғана нурландырады; тең өлшеўли қозғалатуғын электроның нурландырмауы керек. Бирақ, бул жүймақ электронның қозғалыў тезлиги v жақтылықтың фазалық тезлигинен киши болған жағдайларда ғана дұрыс. Бослықта жақтылық мүмкін болған максималық c/v тезлиги менен тарқалады ҳәм электронның тезлиги v ҳеш үақытта c/v дана үлкен болмайды. Бирақ, электрон қандай да бир мөлдир затта қозғалғанда жағдай басқаша болады. Мөлдир затта жақтылықтың фазалық тезлиги c/v ге тең (v арқалы заттың сындырыў көрсеткиши белгиленген). Қатты ҳәм сүйық даналар ушын v мәниси 1 дең әдеўир үлкен ҳәм электронның тезлиги c/v шамасынан үлкен болыўы мүмкін. "Жақтылықтың тезлигинен үлкен" тезлик пенен қозғалатуғын усындағы электронның жақтылық шығарыўы 1934-жылы П.А.Черенков тәрепинен табылды. Ол радиоактив элементлердин γ -нурларының тәсиринде пайда болған жүдә үлкен тезликтке ииे болған электронлардың сүйықлық арқалы өтийин бақлады. Бул құбылыстың теориясы И.М.Франк ҳәм И.Е.Тамм тәрепинен берилди.



300-сүйрет.

Тутас рентген спектриндеги энергияның тарқалыўы.

П.А.Черенков тәрепинен табылған нурланыў тәбесиндеги мүйештиң мәниси

$$\cos \vartheta = \frac{c}{vn} \quad (5)$$

шамасына тең конустың ишинде тарқалған. Бул теңдикте v арқалы электронның қозғалысы бағытынан баслап есапланған мүйеш белгиленген. (5)-формула ϑ мүйеши ушын $\pi/2$ шамасынан киши мәниси беретуғын болғанлықтан, жақтылықтың шығыўы электронның қозғалыс бағытында ғана бақланады. Қарама-қарсы бағытта жақтылық нурландырылмайды.

Бул қатнастың дұрыс екенлигі тәжирийбеде жақсы тастыйықланады. Мысалы, тәжирийбелерде бензол ушын $\vartheta = 38^\circ 30'$ мәниси алынған, ал (5)-формула бойынша $38^\circ 40'$ алынады.

Жоқарыда келтирилген мысаллардың барлығы классикалық электродинамиканың жүймақтарының тәжирийбеде алынған нәтийжелерге сәйкес келмейтуғынлығын

көрсетеди. Бирақ, усының менен бир қатарда физиканың раýажланыўы менен нурланыўдың классикалық теориясы менен де, жақтылықтың тәбиятының толқынлық тәбияты менен де сәйкес келмейтуын фактлер жыйнала баслады. Нурланыўдың классикалық теориясының жуýмақлары менен экспериментлерде алынған мағлыúматлардың бир бирине сәйкес келмеўи биринши рет абсолют қара денениң спектриндеги энергияның толқын узынлығы бойынша тарқалыўын үйрениўдің барысында көринди. 310- ҳәм 311-параграфларда көрсетилип өтилгениндей, улыўмалық термодинамикалық принциплерден абсолют қара денениң спектриндеги энергияның тарқалыўының тек толқын узынлығы менен абсолют температурадан ғәрезли болған универсаллық функция болып табылатуының көрсетиўге болады. Бирақ, бул функцияның дұрыс түри Планк тәрепинен классикалық көз-қарасларға пүткіллей жат болған, атап айтқанда жақтылықтың энергияның $\varepsilon = h\nu$ шамасына (h арқалы мәниси $6,624 \cdot 10^{-27}$ әрг·сек шамасына тең Планк турақтысы, ν арқалы нурланыўдың жийилиги белгиленген) тең айырмасынан менен нурларынытуының ҳақындағы болжайынан кейин ғана табылды.

Классикалық нурланыў теориясын пайдаланыўға болмайтуының екинши мысалы ретинде тормозлық рентген нурланыўын қараймыз. Биз әстеленген қозғалысты Фурье қатарына жайыўдың оның нурланыўының тутас характерге ийе екенлигин түсіндіретуының көрсеттік. Бундай жағдайда жайыўда қәлеген шамадағы үлкен жийиликлер қатнасады, буннан нурланыўдың қысқа толқынлар областындағы интенсивигиниң киши болыўы мүмкін болса да, тутас рентген спектриниң қысқа толқынлар тәрепинен шекленбегенлиги келип шығады. Тәжирийбелер болса, рентген нурларының тутас спектриндеги энергияның тарқалыўының қысқа толқынлар тәрепте шегараға ийе екенлигин көрсетеди (300-сүйрет). Бул шегараның турған орны антикатордқа келип үрүлатуын электронлардың тезлигинен ғәрезли, Бирақ антикатодтың материалынан ғәрезли емес. Электронлардың тезлиги қаншама үлкен болса, спектрдин шегарасына соншама қысқа λ_0 толқын узынлығы сәйкес келеди. Көп санлы өлшеўлер спектрдин шегарасы сәйкес келетуын λ_0 толқын узынлығының электронларды тезлендеретуын $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына кери пропорционал екенлигин көрсетеди:

$$\lambda_0 = \frac{K}{V_1 - V_2}. \quad (6)$$

Егер (6)-формуладағы λ_0 толқын узынлығын ангстремлерде, ал $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын вольттерде өлшейтуын болсақ, онда пропорционаллық коэффициенти K ның мәниси $K = 12\,350$ ге тең болады.

Рентген нурларының тутас спектриниң қысқа толқынлы шегарасының болыўы энергияның $\varepsilon = h\nu$ порциясы менен нурланатуының ҳақындағы Планк гипотезасының жәрдемінде тикелей түсіндіриледи. Ҳақыйқатында да, егер нурланыў тормозланыўшы электронлардың энергиясының есабынан жүзеге келетуын болса, онда электрон тәрепинен нурландырылған энергияның порциясы оның басланғыш энергиясынан үлкен бола алмайды:

$$\varepsilon = h\nu \leq E_k. \quad (7)$$

Бул теңликте E_k - антикатодқа үрүлатуын электронның кинетикалық энергиясы. $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын өткен электрон $E_k = e(V_1 - V_2)$ энергиясына ийе болатуын болғанлықтан (e арқалы оның энергиясы белгиленген), (7)-аңлатпадан

$$h\nu \leq e(V_1 - V_2)$$

теңсизлигине ийе боламыз. Буннан тормозланыўшы электрон тәрепинен нурландырылатуын максималлық жийилик v_0 дин

$$\nu_0 = \frac{e}{h} (V_1 - V_2)$$

шамасына тең болатуғынлығын көремиз.

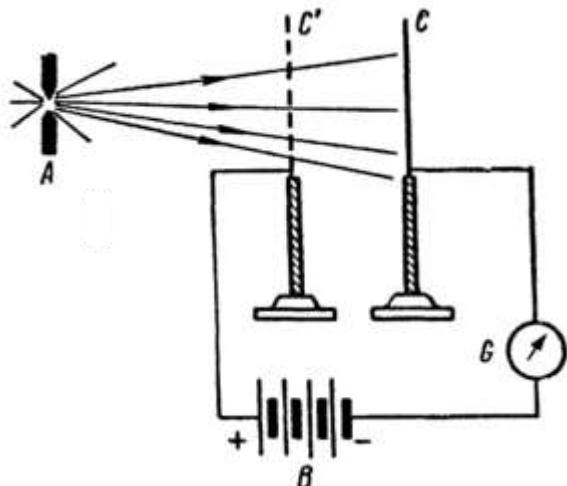
ν жийилигинен толқын ұзынлығына өтип, рентген нурларының тутас спектринин шегарасына сәйкес келетуғын толқын ұзынлығының

$$\lambda_0 = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{V_1 - V_2} = \frac{K}{V_1 - V_2}$$

шамасына тең болатуғынлығын ҳәм оның (6)-формулаға сәйкес келетуғынлығын көремиз. h , c ҳәм e ниң белгили болған санлы мәнислерин пайдаланып, $K = \frac{hc}{e} = 4,13 \cdot 10^{-7}$ шамасын аламыз. Егер бул мәнисти λ_0 ангстремдерде, ал $V_1 - V_2$ вольтлерде өлшенетуғын системаға өткерсек, онда $K = 12\,340$ шамасын аламыз. Бул тутас рентген спектринин қысқа толқынлы шегарасын тиккелей өлшеүлерде алынған шамаға сәйкес келеди.

§ 333. Фотоэффект. Буннан алдыңғы параграфта биз жақтылықтың $\varepsilon = h\nu$ порциясы менен нурландыратуғынлығын көрдик. Жақтылық тап ұсындағы порциялар менен жүтылады. Бул жағдай мәниси денелерден жақтылықтың тәсиринде электронлардың ушып шығыўынан ибарат болған фотоэлектрик құбылыс деп аталатуғын құбылыстан жүдә көргизбели түрде келип шығады.

301-сүрет.
А.Г.Столетовтың тәжирийбесинин
схемасы.

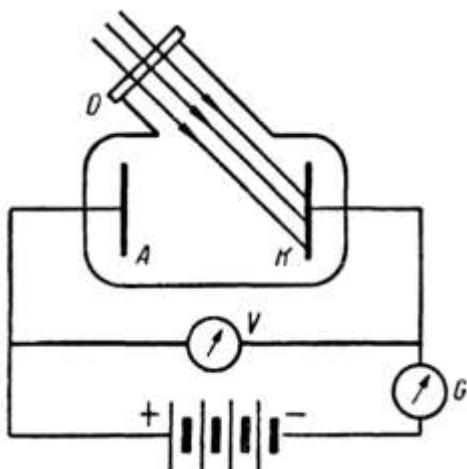


Жақтылықтың электрик құбылыслардың өтийине тәсири биринши рет Герц тәрепинен баянланды. Ол еки цинк шариклеринен бириң ультрафиолет жақтылық пенен жақтыландырғанда усы еки шариктиң арасындағы электр ушқынының шығыўының әдеүир аңсатласатуғынлығын аңғарған. Жақтылықтың зарядланған денелерге буннан былай изертлеуди 1888-1890 жыллары Москва университетинин профессоры А.Г.Столетов тәрепинен даўам етилди. Столетовтың тәжирийбелеринин схемасы 301-сүретте көрсетилген. Бул сүретте CC' арқалы полированған цинк пластинка C менен металл тор C' белгиленген. Пластинка менен тордың арасында B батареясының жәрдемінде потенциаллар айырмасы түсіриледи. C пластинкасының заряды өзгергенде пайда болатуғын тоқтың шамасын G гальванометринин жәрдемінде өлшеүге болады. C пластинкасы A доғасының жақтылығы менен жақтыландырылды. Столетов терис зарядланған C пластинкасының өзинин зарядын жақтылықтың тәсиринде жоғалтатуғының тапты. Бул құбылысты ол актиноэлектрик деп атады; ҳәзирги ўақытлары оны фотоэффект деп атайды. Буннан кейин Столетов фотоэффект бағынатуғын төмендегидей тийкарғы нызамлақтарды ашты:

1) егер дene терис зарядланған болған жағдайда ғана зарядын жоғалтады; дениниң заряд он болған жағдайда оның заряды жақтылықтың тәсиринде жоғалмайды;

- 2) құбылыс ультрафиолет нурлардың тәсиринде жақсырақ жүзеге келеди;
- 3) нурлардың зарядлаушы тәсири олардың энергиясына пропорционал;
- 4) нурлардың разрядлау тәсирин ҳәтте жүдә қысқа ўақыттың ишинде де табыуға болады, жақтыландырыу менен разрядтың арасында сезилерліктең ўақыт өтпейди.

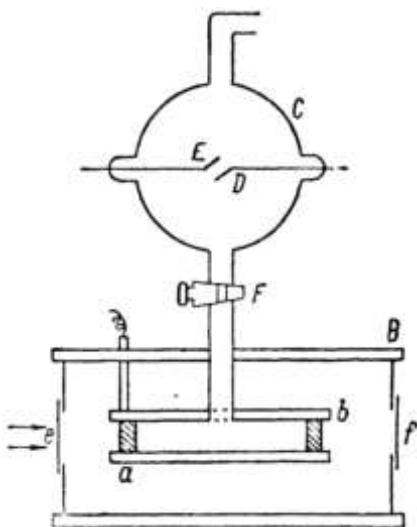
Буннан кейин Столетов жақтыландырышы пластинканы вакуумға жайластырып фотоэффект құбылысын үйрени. Тап усындай усылды басқа изертлеўлер де пайдаланды. Дүзилистиң схемасы 302-сүйретте көрсетилген. К пластинкасы O кварц айна арқалы ультрафиолет нурланыу менен жақтыландырылды. К пластинкасы менен A электродының арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ның шамасы G гальванометриниң жәрдеминде өлшенеди. К пластинкасын жақтыландырылғанда G гальванометри менен өлшенетуғын тоқ пайда болады. Ыдыста жақсы вакуум болғанлықтан, бул тоқ жақтыландырылған пластинкадан жулып алынған зарядланған бөлекшелердин есабынанған пайда болыу мүмкін. Құбылыс қәлеген материалдан соғылған K пластинкасы болған жағдайларда да бақланатуғын болғанлықтан, жақтылық тәрепинен жулып алынатуғын бөлекшелерди электронлар деп болжай тәбийий.



302-сүйрет.
Вакуумдағы фотоэффектті үйрений
бойынша тәжирийбениң схемасы.

Жақтылықтың тәсиринде денелерден электронлардың жулып алынатуғының туурыдан-тууры дәлили А.Ф.Иоффе тәрепинен берилди. Ол конденсатордың пластинкаларының арасында пайда етилген қозғалмайтуғын шаңның бөлекшеси усылынан пайдаланды (II том, 151-параграф). Иоффе тәжирийбесиниң схемасы 303-сүйретте көлтирилген. С шийше ыдысының E ҳәм D электродларының арасында электр разряды жүзеге келеди. Бундай жағдайда электродлар соғылған металдың пүүланыуы орын алады. F кранының жәрдеминде шаңның бөлекшелери конденсатордың a ҳәм b пластинкаларының арасына киргизилиүи мүмкін болды. Сыртқы тәсирлерден қорғау ушын конденсатор B құтысына жайластырылған. B құтысы еки айнаға иие - шаң бөлекшелерин ультрафиолет нурлар менен жақтыландырыу ушын хызмет ететуғын e кварц айнасы ҳәм шаң бөлекшелерин микроскоптың жәрдеминде бақлау ушын арналған f айнасы. Хауа менен сүйкелисиүдің салдарынан зарядланған шаң бөлекшелери конденсаторда a ҳәм b пластинкаларының сәйкес потенциаллар айырмасын сайлап алыу жолы менен конденсатордың пластинкаларының арасында қалқып жүрди. Шаң бөлекшесин ультрафиолет нурлардың әззи ағысы менен жақтыландырылғанда шаң бөлекшеси ҳәр ўақыт өзинин зарядын өзгертерди. Нәтийжеде ол тең салмақтық ҳалынан шығады ҳәм конденсатордың терис зарядланған пластинкасына қарай қозғалады. Бул жағдай шаң бөлекшесиниң терис зарядты жоғалтқанын билдиреди. Колнденсатордың a ҳәм b пластинкалардың арасындағы потенциаллар айырмасының жаңа мәнисин сайлап алыу жолы менен шаңның бөлекшесиниң қайтадан қалқып жүрийин жүзеге келтириүге

болады. Тең салмақлықта сәйкес келетуғын потенциаллар айырмасының мәнислери бойынша шаң бөлекшесинин зарядының өзгериси есапланды ҳәм бұл өзгерис электронның заряды e ге тең болып шықты.

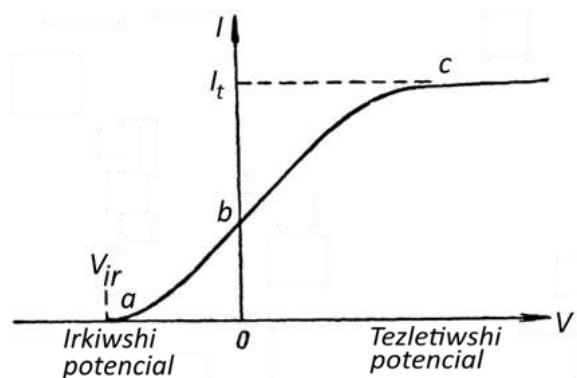


303-сүйрет.
А.Ф.Иоффең тәжирийбесинин схемасы.

302-сүйретте көлтирилген тәжирийбениң схемасына қайтып келип, пластинканы жақтыландырында жулып алынатуғын электронлардың санын ҳәм олардың тезлигин өлшеудің үсылын қараймыз. Нурланыўдың өзгермейтүғын құрамы менен құйатындағы K ҳәм A электродларының арасында пайда болатуғын I тоғының күши электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V = V_1 - V_2$ дан ғәрэзли. Пластинканы монохромат жақтылық пенен жақтыландырындағы ғәрэзлик 304-сүйретте көрсетилген. Тоқ күши I дин потенциаллапр айырмасы V дан ғәрэзлигін сүйретлейтүғын иймеклиkti вольтамперлик характеристика деп атайды. Бұл жағдайда вольтамперлик характеристика өзинин мұнадай өзгешеликтери менен айрылып турады:

- тезлетиүши потенциаллар айырмасы V ның өсиюи менен тоқ I тойының мәнисине жетеди;
- иркиүши потенциалдың сондай V_{ir} мәниси болады, бундай потенциалда тоқ I жоғалады.

304-сүйрет.
Вольтамперная характеристика.



Әлбетте, жақтылықтың тәсиринде K пластинкасынан жулып алынған барлық электронлар A электродына жететуғын болса, онда тоқтың мәниси тойының тоғы I_t ның мәнисине тең болады (II том, 172-параграф). Столетовтың бақлаулырының нәтийжесине сәйкес (үшинши нызамлық), тойының тоғының шамасы пластинкаға түсетуғын жақтылық ағысының құйаты W ге пропорционал. Тойының тоғы $I_t = e \eta$ шамасына тең болғанлықтан (η арқалы үақыт бирлигінде жулып алынатуғын электронлардың саны белгиленген) биз

мынаны аламыз: *ўақыт бирлигинде жулып алынатуғын электронлардың саны түсіүши нурдың құйатына пропорционал*.

Иркиүши потенциалдағы I тоғының болыуы (304-сүйреттеги ab иймеклиги) электронлардың денеден базы бир басланғыш тезлик пенен ушып шығатуғынлығын көрсетти. Иркиүши электр майданының жумысы eV_{ir} дин мәниси жулып алынған электронлардың басланғыш кинетикалық энергиясына тең болғанда электронлар A электродына жете алмайды:

$$eV_{ir} = \frac{mv^2}{2} \quad (1)$$

Фотоэлектронлардың тезлиги v ның жақтылықтың жийилиги v ден ғәрэзлиги үлкен қызығыұды пайда етеди. Тәжирийбелер V_{ir} иркиүши потенциалдың жийилик v ден ғәрэзлигин тиккелей береди; тезлик v ның жийилик v ден ғәрэзлигин v менен V_i арасындағы (1)-қатнастың тийкарында табыуға болады. Көп санлы өлшеүлер V_i ның жийилик v дин сызықлы функциясы екенligин көрсетеди:

$$V_{ir} = kv - V_0. \quad (2)$$

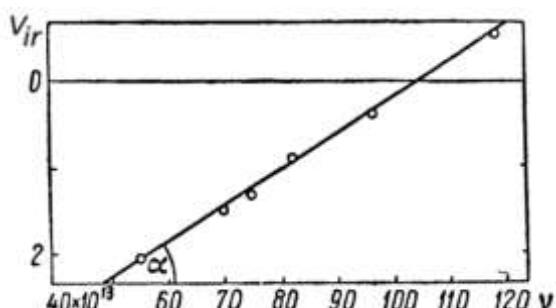
Бул теңликтеке k менен V_0 турақты шамалар. k ның мәниси материалдың түринен ғәрэзли емес. 305-сүйретте Милликен тәрепинен ҳәр қыйлы жийиликтеги жақтылықтың тәсиринде жулып алынған фотоэлектронлар ушын мағлыўматлар көлтирилген. Абсцисса көшерине жақтылықтың жийилиги v , ал ордината көшерине V_{ir} иркиүши потенциалдың мәнислері қойылған. Әдette, эксперименталлық ноқаттар бир түрлінен өткөнде жайласады.

V_{ir} иркиүши потенциал электронлардың тезлиги менен (1)-қатнас бойынша бир мәнисли байланысқан болғанлықтан, (2)-теңликтен жутылған жақтылықтың жийилиги v қанша үлкен болса, онда фотоэффектте жулып алынған электронлардың тезлигинин соншама үлкен болатуғынлығын көрсетеди.

V_{ir} иркиүши потенциалдың орнына оның (1)-қатнас бойынша алынған $\frac{mv^2}{2}$ мәнисин қойсақ, онда

$$\frac{mv^2}{2} = ekv - eV_0 \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликтен *фотоэлектронлардың басланғыш кинетикалық энергиясының жақтылықтың жийилиги v дин өсіүү менен сызықлы өсетуғынлығын аңғартады*.



305-сүйрет.
Иркиүши потенциалдың жийиликтен сызықлы ғәрэзлигин аңғартатуғын эксперименталлық мағлыўматлар.

(2)- ҳәм (1)-қатнаслардан және де бир нәтийже келип шығады: электронлардың денеден жулып алыныуы ушын жийилик v дин $v \geq V_0/k$ шәртин қанаатландырыуының керек екенligин көрсетеди. $v_0 = V_0/k$ шамасы *фотоэффекттің қызыл шегарасы* деп аталады. Толқын узынлығы $\lambda_0 = c/v_0 = ck/V_0$ шамасынан киши болған жақтылық ғана фотоэффектті бере алады. Ҳәр қыйлы денелер ушын λ_0 ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болады (XIV кестеге қараңыз). λ_0 ультрафиолет областқа киреди; тек силтили металлар ушын λ_0 көзге көринетуғын спектрдин ишине киреди. Бул Столетовтың фотоэффектті тийкарынан

ультрафиолет областта жүзеге келеди деген жуўмағының дұрыс екенлигин тастыйықлады. λ_0 ның мәниси денениң бетинин тазалығының дәрежесинен күшли ғәрэзли. XIV кестеде көлтирилген мағлыұматтар газден тазаланған металлар ушын дұрыс.

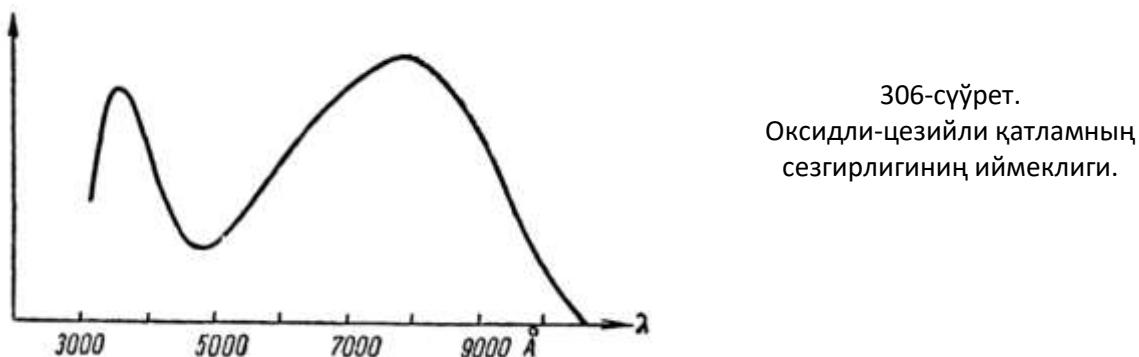
XIV кесте

Фотоэффекттің қызыл шегарасы

Металл	<i>Cs</i>	<i>Na</i>	<i>Zn</i>	<i>Ag</i>	<i>Pt</i>
$\lambda_0, \text{Å}$	6600	5000	3720	2600	1962

Ең ақырында Столетовтың жақтыландырыудың басы менен фотоэффекттің пайда болыў моменти арасында сезилерликтей үақыттың өтпейтүғынлығы ҳаққындағы тастыйықлауын тәжирийбелер жақсы тастыйықлады. Столетов бул фактты мыңдан бир секунд дәлліктегі тапты. Соңғы үақытлары өткерилген тәжирийбелер жақтыландырыудың басы менен фотоэффекттің пайда болыў моменти арасындағы үақыттың 10^{-9} секундтан үлкен емес екенлигин көрсетти.

Фотоэффекттің интенсивлигі түсиўши жақтылықтың толқын узынлығына ғәрэзли. Бирдей қүйатта ҳәр қыйлы λ толқын узынлықтары ушын I_t тойыныў тоғы ушын ҳәр қыйлы мәнислер алғынады. 306-сүүретте оксидли-цезийли қатламның сезирлигінин иймеклигі көрсетілген. Бундай қатламның қызыл шегарасы инфрақызыл областта $\lambda_0 = 11\,000 \text{ Å}$ ниң қасында жайласады. Усы мәнистен баслап сезирлик иймеклигі тез өседи ҳәм $\lambda = 8000 \text{ Å}$ ниң қасында максимумды береди, екинши максимум $\lambda = 3800 \text{ Å}$ ниң қасында жайласқан.



Егер бет электр векторы E түсиў тегислигіне параллель тербелетуғын тегис-поляризацияланған жақтылық пенен жақтыландырылатуғын болса, онда сезирликтің кескін максимумлары бақланады. Бундай түрдеги құбылыс **селекивлик** ямаса *сайлап алыўшылық* деп аталады. Егер түсиўши толқында электр векторы E түсиў тегислигіне перпендикуляр бағытта тербелетуғын болса, онда селективлик фотоэффект жүзеге келмейді.

§ 334. Эйнштейн формуласы ҳәм оны экспериментте тексерій. Фотоэлектрлик құбылыс бағынатуғын эксперименталлық нызамлар жақтылықтың толқынлық теориясының көз-қарасларына қарама-қарсы келеди. Электромагнит жақтылық толқыны затқа келип түсип усы жақтылық толқынының өзинин амплитудасына пропорционал амплитудаға иие мәжбүрий тербелислерди жүзеге көлтириў керек. Егер денениң ишиндеңи электронларды услап туратуғын күшлер үлкен болмаса, онда электронлар сыртқа түсетеуғын жақтылықтың амплитудасынан ғәрэзли болған тезлик пенен ушып шығыўы керек. Жақтылық толқынының амплитудасы жақтылық ағысының қүйатын анықтайтуғын болғанлықтан, биз жулып алғынатуғын электронлардың тезлигинин түсиўши жақтылықтың интенсивлигінин өсиўи менен үлкейетуғынлығын алғыымыз керек.

Хақыйқатында, бундай ғәрзелик жоқ: түсетуғын жақтылықтың құйатының үлкейиүи менен жулып алынатуғын электронлардың саны үлкейеди; электронлардың тезлиги тек жақтылықтың жийилигинен ғәрзели. Бизиң жоқарыда көргенимиздей, бундай жағдайда жулып алынған электронлардың энергиясы жийиликке байланыслы сзықты өседи. Қандай да бир жасалма түрдеги гипотезаларды ойлап таппасақ, онда бундай ғәрзелікти толқынлық көз қарастан түсіндіриудің мүмкіншилиги жоқ.

1905-жылы Эйнштейн мынадай идеяны ұсынды: жақтылық Планк бойынша қандай $\varepsilon = h\nu$ порциялар менен нурланатуғын болса, тап сондай порциялар менен жутылады деп болжанса, онда фотоэлектрик құбылыслардың барлық тийкарғы нызамлықтары тиккелей түсіндіриледи. Хақыйқатында да, электронды қатты денеден жулып алғанда жақтылықтың энергиясы мыналарға жумсалады:

1) жулып алыў ушын исленген жұмысқа (оны A арқалы белгилеймиз) ҳәм

2) электронға $\frac{mv^2}{2}$ кинетикалық энергиясын берійге.

Егер бир электронды жулып алыў ушын жутылған жақтылық энергиясының порциясы $h\nu$ ге тең болса, онда энергияның сақланыў нызамы бойынша

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (1)$$

теңлигин аламыз. Бул теңликті Эйнштейн формуласы деп атайды. Электронның кинетикалық энергиясы болған $\frac{mv^2}{2}$ шамасын иркиүши майдан eV_{ir} арқалы жазсақ [333-параграфтағы (1)-формула], онда Эйнштейн формуласын мынадай түрде көширип жазамыз:

$$h\nu = eV_{ir} + A. \quad (1a)$$

Соңғы теңликтен

$$V_{ir} = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e} \quad (2)$$

теңлиги келип шығады. Бул қатнас 333-параграфтағы (2)-формула менен аңлатылған эксперименталлық нызамлыққа сәйкес келеди:

$$V_{ir} = k\nu - V_0. \quad (3)$$

Солай етип, фотоэлектронлардың кинетикалық энергиясының жийилик ν дең сзықты ғәрзелігі жақтылықтың айырым $\varepsilon = h\nu$ порциясы менен жутылатуғынлығы гипотезасынан тиккелей келип шығады екен.

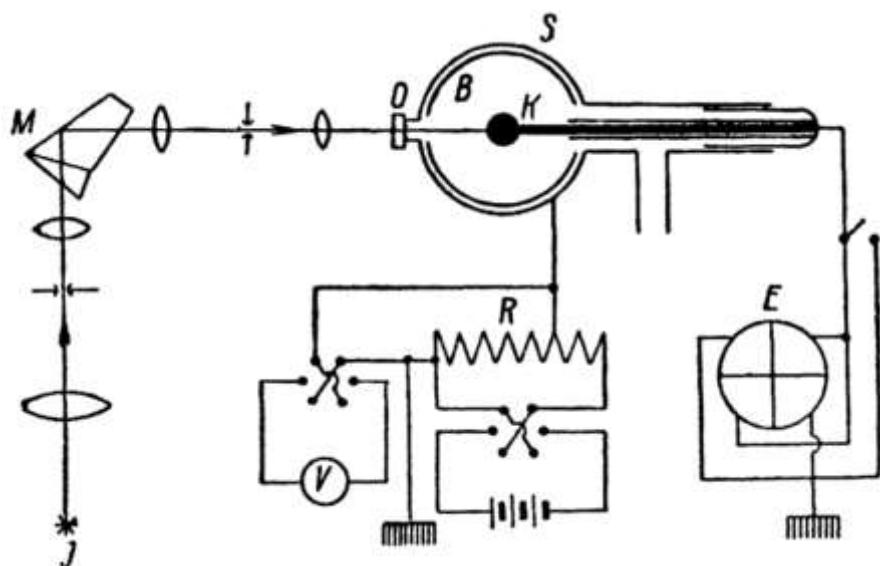
Тап сондай жоллар менен I_n тойыныў тоғының шамасының түсиүши жақтылықтың құйатына пропорционаллығы түсіндіриледи. Жақтылық ағысының улыўмалық құйаты W ның үлкейиүи менен айырым $\varepsilon = h\nu$ порцияларының саны да, демек, үақыт бирлигінде жулып алынатуғын электронлардың саны n де өседи. I_n ниң шамасының n ге пропорционал болғанлығына байланыслы тойыныў тоғы I_n ниң жақтылықтың құйаты W да пропорционаллығы түсіндіриледи.

(1)- Эйнштейн нызамының дұрыс екенлегин экспериментлерде тексерип көриүге болады. (2)- ҳәм (3)-формулаларды салыстырып Планк тұрақтысы h пенен эмпирикалық константа k ның арасындағы мынадай байланысты табамыз:

$$h = ke. \quad (4)$$

Бул теңликтегі e арқалы электронның заряды белгиленген. Тәжирийбеден k ның мәнисин анықладап ҳәм электронның заряды e ниң белгилі болған мәнисин пайдаланып, олардың көбеймесинин ҳақыйқатында да Планк тұрақтысына тең екенлегин тексерип көриүге болады. (4)-қатнастың дұрыс екенлеги Милликеннин биринши өлшеўлеринин өзинде-ақ келип шықты. Бул өлшеўлердин нәтийжелери 305-сүретте көрсетилген. k константасы $tg \alpha$ ге тең, α - (3)-түрдегі менен абсцисса көшеринин арасындағы мүйеш. Буннан табылған k ның мәниси қәтелердин шеклеринде h/e қатнасына сәйкес келген.

(4)-теңликті дәлірек тексерій П.И.Лукирский менен С.С.Прилежаев тәрепинен орынланды. Олар Столетовтан баслап барлық экспериментаторлар пайдаланған тегис конденсаторды сфералық конденсатор менен алмастырды.

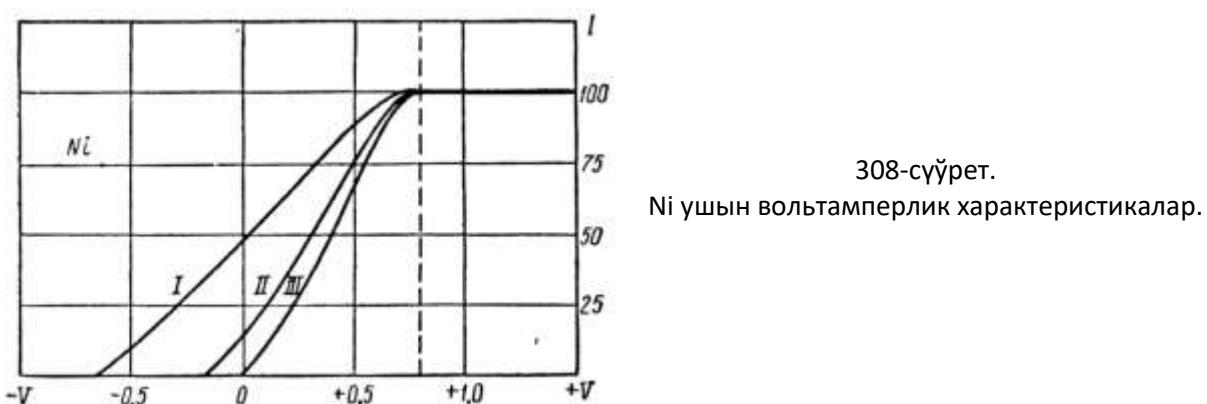


307-сүйрет. П.И.Лукирский менен С.С.Прилежаевлар тәжирийбесиниң схемасы.

Лукирский менен Прилежаев пайдаланған дүзилистиң улыўма түри 307-сүйретте көлтирилген. Бул сүйретте S - иши гүмисленген шийше шар, ол B сфералық конденсатордың сыртқы электроды болып хызмет етеди. Ишки электрод сыпатында изертленетуғын металдан соғылған K шариги хызмет етеди. Бул шарик O кварц айнасы арқалы жақтыландырылған. Жақтылықтың дереги сыпатында сыйықлы спектрди беретуғын J сынап лампасы хызмет етеди. Усы деректен шыққан жақтылық айырым спектралық сыйықты ажыратып алыў ушын хызмет ететуғын M кварц монохроматоры арқалы өтеди. K шариги квадрант электрометри менен тутастырылған. K шариги менен B сферасының арасында потенциометрдин жәрдемінде ҳәр қыллы шама менен белгидеги потенциаллар айырмасы тусирилген ҳәм оның мәниси V вольтметриниң жәрдемінде өлшенген. B электроды K шаригин қоршап туратуғын болғанлықтан усы K шаригинен жулып алынған барлық электронлар тезлетиўши потенциал болмаған жағдайда да B электродына жетип келеди. Нәтийжеде K шариги менен B электродының арасындағы потенциаллар айырмасы нолге тең болған жағдайда да тоғының тоғының I_t мәниси алынған. Бул жағдай иркиўши потенциал V_{ir} дин ҳақыйқый мәнисин анықлауда күйиншылық пайда ететуғын электродлардың арасындағы контактлық потенциаллар айырмасының тутқан орнын жоқ етилди. Сфералық конденсатордың буннан басқа артықмашлығы оның менен ислегендеге иркиўши потенциалдың өсиўи менен тоқ қүшинин киширейиўи кескин түрге ийе болады; бул $I = 0$ теңлиги орынланғандағы $V = V_{ir}$ мәнисин дәл анықлауға мүмкіншилик береди. 308-сүйретте никель ушын алынған вольтамперлик характеристикалар көрсетилген. Иймекликлер никелден соғылған K шаригин ҳәр қыллы болған толқын узынлықтарына ийе жақтылық пенен жақтыландырылғанлыққа сәйкес келеди. Барлық бүл иймекликлер ушын тоғының тоғы $V = +0,8$ В шамасындағы потенциаллар айырмасында алынады. Бул шама никель электроды K менен гүмис электрод B ның арасындағы контактлық потенциаллар айырмасына тең 0,8 В шамасын вольтметрдин барлық көрсетиўлеринен алып таслап, иркиўши потенциалдың ҳақыйқый мәнисин алыўға болады. Усыған сәйкес келетуғын иймекликлер Al , Zn , Sn , Cd , Pb , Cu , Pt ҳәм Ag ушын да алынды. Жақтылықтың ҳәр қыллы жийиликтериндеги иркиўши V_{ir}

потенциалының мәнислери бойынша k константасының мәнислери алынды ҳәм буннан (4)-төңликтин тийкарында Планк турақтысы h тың мәниси есапланды; оны анықлаудағы қәтелектиң шамасы 0,2 проценттиң әтирапында болды. Усынданай дәлликтиң шеклеринде h тың мәниси басқа усыллар менен алынған мәнис пенен сәйкес келеди.

Эйнштейннин (1a) формуласынан электронның металдан шығыу жумысы A ны анықлауға да болады. Буннан табылған шығыу жумысының мәнислери ($2 \sim 6$ эВ) термоэлектронлық әмиссияның тийкарында алынған шамаларға жақсы сәйкес келеди. (II том, 172-параграф).



Иркиүши потенциалдың шамасы үлкейгенде вольтамперлик характеристикалардағы иймекликлердин әстелик пенен төмөнлеуи (308-сүйрет) барлық электронлардың (1)-Эйнштейн формуласы бойынша анықланған тезликлер менен жулып алынбайтуғының аңғартады. Электронлардың көпшлигі денеден киши тезлик пенен ушып шығады. Бул жақтылықтың электронларды беттингөнеке өзинен емес, ал базы бир тереңлікten жулып алғыу менен байланыслы. Бундай жағдайда электронлар денениң бетине жетемен дегенше энергиясының бир бөлімин жоғалтады. Бундай көз-қарас жуқа қатламлардағы фотоэффектті бақлауларда тастыйықланады. Егер жұдә жуқа түрдеги металды алатуғын болсақ (қалыңлығы шама менен $10^{-6} - 10^{-7}$ см), онда тезликлер бойынша бир теклирек болған фотоэлектронлар алынады.

§ 335. Жақтылықтың корпускулалық қәсиеттери. Буннан бурынғы параграфта биз фотоэлектронлардың әмпирикалық тезлигинин жийилик ү дең ғәрзлигин жақтылықтың толқынлық теориясы менен түсіндіриуде пайда болатуғын қыйыншылықты көрсеткен едик. Егер денени жақтыландырыудың басы менен электронлардың пайда болыуының арасындағы кешигиүндің жоқ екенligine дыққат аўдарсақ, онда жақтылықтың тәбиятына толқынлық көз-қараслардың кемшилигі және де кескин түрде көринеди. Фотоэлектронның жулып алғының ҳәм оның ушын атомның $\varepsilon = h\nu$ энергияны топлауы ушын зәрүрли болған ўақыттың шамасы киши жақтыландырылғанда үлкен болыуы керек. Ҳақыйқатында да, толқынлардың энергияны алғып жүрийнде энергия тығызлығы бойынша (турақты амплитудада) барлық толқын фронты бойлап тең өлшеүли тарқалған. Егер электромагнит толқынның жолында вибратор жайластырылған болса, онда электродинамикада усы вибратор жутқан энергияның муғдары бетинин майданы $\Delta S = \lambda^2$ шамасына тең болған (λ - толқын узынлығы) беттингөн элементи арқалы алғып жүрилген энергияға тең. Бундай көз-қараслардан атомның электронды шығарыуы ҳәм оннан кейин сол электронға $h\nu$ энергиясын беріүи ушын жеткилики болған энергияны қандай ўақыттың ишинде топлайтуғынлығын есаптаймыз. Мейли, u жақтылық энергиясының ағысының тығызлығы, яғни майданы бир бирлікке тең болған бет арқалы ўақыт бирлигінде алғып өтилетуғын энергияның муғдары болсын. Бундай жағдайда, жоқарыда айтылғанлар бойынша атом t ўақытының ишинде $u\Delta St = u\lambda^2 t$ шамасына тең энергияны

жутады. Усы энергияның есабынан фотоэлектронның ушып шығыуы ушын оның шамасы $\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$ энергиясын жұтыуы, яғни мұнадай теңликтің орын алыуы керек:

$$u\lambda^2 t = h\frac{c}{\lambda}.$$

Буннан t үақыты ушын

$$t = \frac{hc}{\lambda^2 u} \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз.

Толқын узынлығы $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ болған фиолет жақтылықта ағыстың $u = 10^{-6} \text{ эрг/см}^2\cdot\text{сек}$ тығыздығында фотоэффект аңсат бақланады. λ менен u дың бул мәнислерин (1)-теңликтек қойсақ ҳәм Планк турақтысының белгили болған $h \cong 6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг}\cdot\text{сек}$ мәнисин, ал бослықтағы жақтылықтың тезлигинин $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ шамасын пайдалансақ, онда t ушын

$$t = \frac{6,6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{(3 \cdot 10^{10})^3 \cdot 10^{-6}} \text{ sek} = 3 \cdot 10^3 \text{ sek} = 50 \text{ min}$$

шамасын аламыз.

Солай етип, атомның фотоэлектронды шығарыуы ушын ол биз қарап атырған жағдайда энергияны 50 мин тың ишинде жыйнауы керек болады. Фотоэффект процессинин барлығы былайынша жүзеге келген болар еди: дәслеп, узақ үақыттың ишинде фотоэлектронлар пүткіллей пайда болмайды; буннан кейин көп санлы атомлар бирден электронларды шығарыуы керек. Ҳақыйқатында процесс пүткіллей басқаша жүреди: бириңиң электронлар жақтыландырылып басланғаннан кейин ис жүзинде ҳеш қандай кешикпей пайда болады; базы бир үақыт ишинде жулып алынған фотоэлектронлардың энергиясының муғдары фотоэффектті пайда еткен жақтылық энергиясының толық муғдарына тең. Жақтылық энергиясының үзлиksiz толқынлық процесс пенен алып жүрилийн ҳақындағы көз-қарасларды сақлау ушын бир электронлардан басқа электронларға энергияның алып берилүүнин меканизминин бар екенлиги ямаса фотоэлектронлардың энергиясы түскен жақтылықтың энергиясының есабынан емес, ал атомлардағы қандай да бир ишкі дереклердин есабынан екенлиги ҳақындағы жасалма гипотезаларды ойлап табыу керек болар еди. Соңғы жағдайда жақтылықтың түтқан орны атомдағы базы бир "тетиклик механизмди" иске қосыудан ибарат болады. Бул гипотезаларды пайдаланып болмайды, себеби фотоэлектронлардың энергиясы фотоэффектті беретүүн заттың тәбиятынан пүткіллей ғәрэзсиз, ал толығы менен түсіүши жақтылықтың жийилиги бойынша анықланады.

Жоқарыда айтылған жағдайларды жүйемдай келе, биз мыналарды айтыуымыз мүмкін: фотоэлектрик процесс жақтылық энергиясы айырым бөлекшелер тәрепинен алып келинетүүндай болып көринеди. Егер бөлекше атомға "келип түссе", ол оған өзинин энергиясын толығы менен береди. Атап айтқанда жақтылықтың усындей тәбияты ҳақындағы тап усындей гипотеза Эйнштейн тәрепинен усынылды. Ол жақтылықты айырым бөлекшелердин ағысы болып табылады деп болжады. Бул жақтылық бөлекшелери дәслеп жақтылық квантлары деп аталды; ҳәзирги үақытлары фотонлар атамасы қәлиплести. Фотонның энергиясы $\varepsilon = h\nu$ ге тең. Солай етип, фотонлар, жақтылықтың жийилигинене байланыслы ҳәр қылышы энергияға ийе болады. Узақ инфрақызыл нурларға сәйкес келетүүн фотонлар киши энергияға ийе болады (үлкен λ лер, киши ν лер), ал рентген нурларына сәйкес келетүүн фотонлар үлкен энергияға ийе болады. Усыған байланыслы жақтылықтың корпускулалық қәсийеттери узын толқынлы нурланып ушын әззи бақланады ҳәм жүдә киши толқын узынлықтарында корпускулалық қәсийет сезилерліктең көринеди (рентген нурлары, радиоактив элементлердин үнурлары). $\varepsilon = h\nu$ қатнастан келип шықкан ҳалда толқын узынлығы $\lambda = 10 \text{ мкм}$ болған

инфрақызыл нурларға фотонлардың $\varepsilon \cong 2 \cdot 10^{-13}$ әрг, көзге көринетүүн нурлар ушын ($\lambda = 5000 \text{ \AA}$) фотонлардың $\varepsilon \cong 4 \cdot 10^{-12}$ әрг, ақырында толқын узынлығы $0,1 \text{ \AA}$ болған рентген нурларына фотонлардың салыстырмалы үлкен $\varepsilon \cong 2 \cdot 10^{-7}$ әрг энергиясы сәйкес келеди.

Салыстырмалық теориясы бойынша массасы нолге тең болмаған бөлекшениң тезлиги жақтылықтың тезлигине жақынласқанда оның энергиясының шамасы шексизликке шекем үлкейеди. Жақтылықтың тезлигидей тезлик пенен қозғалатуын фотонның энергиясы шекли болғанлықтан фотонды ноллик массаға ийе деп есаплау керек. Бул жуўмақ парадокслық характерге ийе емес, себеби фотон тынышлықта туратуын есаплау системасы болмайды.

Энергия менен қозғалыс мұғдарының арасындағы қатнасты пайдаланып биз фотонның қозғалыс мұғдары p_f ушын аңлатпаны да таба аламыз. 301-параграфтағы (7)-формулада $m_0 = 0$ деп болжап $p_f = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{hv}{c}$ аңлатпасын аламыз.

Ең ақырында фотонның төмендегидей шамалар менен тәрийиплейтуынлығын аңғарамыз:

1) энергиясы менен

$$E_f = \varepsilon = hv;$$

2) қозғалыс мұғдары менен

$$p_f = \frac{hv}{c}.$$

Фотонлардың қозғалыс мұғдарының болатуынлығы жақтылықтың басымының бар екенлигине байланыслы тиккелей көринеди.

260-параграфта П.Н.Лебедевтиң жақтылықтың басымын өлшеү бойынша өткерген тәжирийбелерин тәрийиплегенде, биз жақтылық ағысының көлем бирлигі ушын $k = w/c$ қозғалыс мұғдарана ийе болыуының керек екенлигин көрсеткен едик, бул теңликте w арқалы жақтылық энергиясының көлемлік тығыздығы, с арқалы жақтылықтың бослықтағы тезлиги белгилендеген. Бул қатнас фотонлардың жоқарыда айтылған қәсийетлеринен тиккелей келип шығады. Ҳақыйқатында да, егер көлем бирлигиндеги фотонлардың саны n_0 болса, онда олардың энергиясы $w = n_0 \varepsilon = n_0 hv$ шамасына тең болады. Соныңтан жақтылық ағысындағы улыўмалық қозғалыс мұғдары мынаған тең болады:

$$k = n_0 p_f = n_0 \frac{hv}{c}.$$

W менен k ушын жазылған аңлатпаларды салыстырыудан, мынаны аламыз:

$$k = \frac{w}{c}.$$

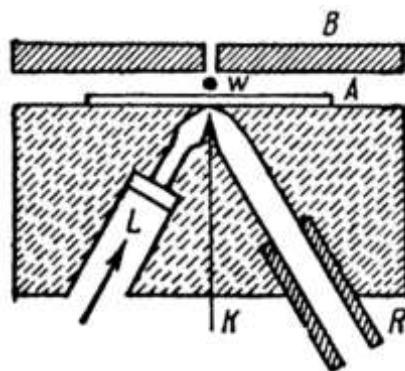
Жақтылықтың корпускулалық қәсийеттери көп санлы тәжирийбелерде, олардың ишиндеги көп санлы тәжирийбелер совет физиклерине тийисли. А.Ф.Иоффиң шаң бөлекшелериндеги фотоэффектти бақлау бойынша өткерилген тәжирийбелери атомлардың энергияны топлауы ушын белгили үақыттың болмайтуынлығын айқын түрде көрсетти (333-параграф). Шаң бөлекшесинен электронлардың ушып шығыуы бириnen соң бири тосыннан жүзеге келеди. Тап сол сыйқылы тосыннан болатуын тербелислер менен жақтыландырыудың басы менен биринши электронның ушып шығыуының арасындағы үақыттың узақтығы да анықланды. Құбылыс шаңың бөлекшесине бөлекшениң - фотонның тосыннан түсетүүнүүші ҳаққындағы болжайға сәйкес келди. Буннан кейин өткерилген тәжирийбелерде, олардың ишинде А.Ф.Иоффе менен Н.И.Добронравовлардың рентген нурларының тәсириндеги шаң бөлекшесиндеги фотоэффектти бақлау бойынша өткерилген тәжирийбелеринде фотонлар ҳаққындағы гипотезаның дурыс екенлиги оннан да көргизбели түрде көрсетилди. Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей, рентген нурларының фотонлары үлкен энергияға ийе болады ҳәм соныңтан олар менен

экспериментлерди өткериү жақтылық толқынлары менен экспериментлерди өткериүгө қарағанда артықмашлықтарға ийе.

Иоффе менен Добронравовтың тәжирийбесиниң схемасы 309-сүйретте көлтирилген. Қалың эбонит пластинкада құуыслық исленип, усы құуыслықтан R нағы арқалы ҳауа сорып алынған. Бул құуыслық миниатюралық рентген трубкасының хызметин атқарады. Катод хызметин кварттан соғылған L айнасы арқалы ультрафиолет нурлар менен жақтыландырылатуғын жиңишке алюминий сымның K үші, ал антикатодтың хызметин жиңишке A алюминий пластинкасы хызмет етти. K сымының үшынан үшінші шыққан фотоэлектронлар усы сым менен A пластинкасының арасына түсирилген потенциаллар айырмасы 12 000 В болған майданның тәсиринде тезлетилген. A пластинкасына урылдып, электронлар тормозланады ҳәм рентген нурларын шығарады. Пластинкадағы нурлардың жутылығы киши, сонлықтан олар пластинка арқалы дерлик еркін өтеди. K сымы ультрафиолет нурлардың ҳәлсиз ағысы менен жақтыландырылған ҳәм ол 1 секундтың ишинде шама менен 1000 электронды берген. Бул электронлар A пластинкасына урылдып, 1 секундтың ишинде рентген импульслериниң тап сондай сынан береди.

309-сүйрет.

А.Ф.Иоффе менен Н.И.Добронравовтың тәжирийбесиниң схемасы.



A алюминий пластинкасы ҳәм екинши, оған параллель болған B пластинкасы тегис конденсаторды пайда өтеди. Оның ишинде A антикатодтан шама менен 0,02 см ге тең d қашықтығында радиусы $3 \cdot 10^{-5}$ см болған W висмут шаңның бөлекшеси илдирилип турды.

Айрым ўақытлары шаңның бөлекшеси оған түсетуғын рентген нурларының тәсиринде фотоэлектронның жоғалығының салдарынан тең салмақтық ҳалдан шығады. Орташа, фотоэлектронның жоғалығы орташа 30 минуттың ишинде бир рет жүзеге келген. Бул эксперименталлық нәтийже жақтылықтың тәбияты ҳақындағы корпускулалық көз-қарасқа дәл сәйкес келеди. Ҳақыйқатында да, корпускулалық көз-қарастан ҳәр бир рентген импульси ықтыярлы бағытта ушыратуғын фотон болып табылады. Егер шаңның бөлекшеси фотон пайда болған орыннан $\Delta\omega$ денелик мүйеш пенен көринетуғын болса, онда үшінші шығатуғын фотонлардың улыўмалық саны n нен оған саны

$$n' = n \frac{\Delta\omega}{4\pi}$$

шамасына тең фотон келип түседи.

Мейли, бақлаулар t ўақыттың ишинде өткерилиетуғын болсын ҳәм ўақыт бирлигинде пайда болған фотонлардың саны n_0 ге тең болсын. Бундай жағдайда

$$n' = n_0 t \cdot \frac{\Delta\omega}{4\pi}$$

теңлигине ийе боламыз.

Буннан шаңның бөлекшесине фотонлардың еки рет түсиүиниң арасындағы ўақыт \bar{t} үшін мынадай шаманы аламыз:

$$\bar{\tau} = \frac{t}{n'} = \frac{4\pi}{n_0 \Delta\omega}. \quad (2)$$

Денелик мүйеш $\Delta\omega = \pi r^2/d^2$, бул теңліктегі r - шаң бөлекшесинің радиусы ҳәм d -шаң бөлекшеси менен фотон пайда болған орынға шекемги қашықтық (A алюминий пластинкаға шекем). $\Delta\omega$ ның бул мәнисин (2)-теңлікке қойып,

$$\bar{\tau} = \frac{4d^2}{n_0 r^2}$$

теңлігінің орынлы екенлегін табамыз. Биз қарап атырған жағдайда $n_0 = 1000$, $r = 3 \cdot 10^{-5}$ ҳәм $d = 2 \cdot 10^{-2}$ см, буннан $\bar{\tau}$ ушын

$$\bar{\tau} = \frac{16 \cdot 10^{-4}}{10^3 \cdot 9 \cdot 10^{-10}} \text{ sek} \cong 1,8 \cdot 10^3 \text{ sek} = 30 \text{ min.}$$

Аүыр элемент болған висмут үшын ҳәр бир түсетеуғын фотонды жұтылады ҳәм ҳәр бир жұтылығын фотоэлектронның пайда болыуына алып келеди деп есаплауға болады. Буннан, тәжирийбениң нәтийжелери менен толық сәйкесликте фотоэлектронның орташа 30 минутта бир рет пайда болыуының керек екенлиги келип шығады. Ҳәр бир фотоэлектронның энергиясы $\varepsilon = h\nu$ ге тең.

Толқынлық теорияның көз-қарасы бойынша Иоффе менен Добронравовтың тәжирийбесинің нәтийжелери пүткіллей түсініксіз. Рентген фотонның энергиясының сфералық фронт бойынша шаң бөлекшесине түсетеуғын ҳәм шамасы фотонның улыўма энергиясының $\frac{\Delta\omega}{4\pi} \cong 5 \cdot 10^{-7}$ үлесине тең энергияға ийе шаң бөлекшесинің құрамына киретуғын көп санлы электронлардың арасында тарқалыуы да керек. Демек, энергияны топлау үшын үлкен үақыт ямаса барлық электронлар өзлеринің энергиясын түсініксіз болған себепке байланыслы бир электронға бериүі керек.

Жақтылықтың фотонлық теориясын тастыйылайтуғын басқа зор тәжирийбелер әззи жақтылық ағысларының флюктуацияларын бақлауға тиисли.

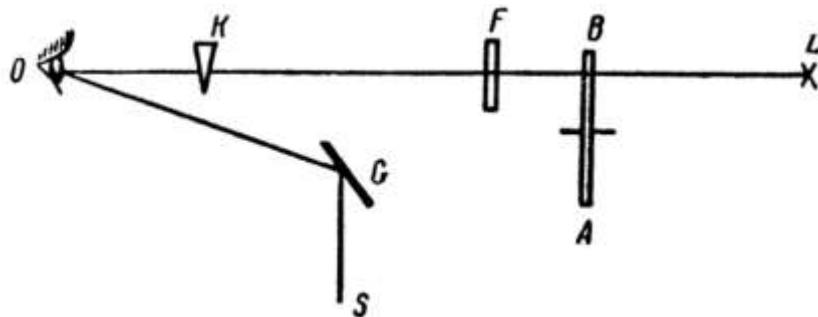
I томның 76-параграфында биз физикалық процесслердин үзликлиги "қалтырауға" - физикалық шамалардың флюктуацияларына алып келеди. Мысалы, атомлардың тәртіпсіз қозғалысы газдин шаңының киши бөлекшесине түсирилетуғын басымның флюктуацияларын жүзеге келтиріди; анодқа жетип баратуғын электронлардың орташа санының тосыннан болатуғын айытқылары катод трубкаларындағы әззи тоқлардың флюктуацияларын пайда етеди. Тап сол сыйқы жүдә әззи болған жақтылық ағысының құйаты усы ағыстың айырым жақтылық бөлекшелері - фотонлардан пайда болатуғын болғанлықтан өзинин орташа мәнисинен үзлиksiz айысыұын көрсетіүі керек.

Әззи жақтылық ағысларының флюктуациялары бириңши рет визуаллық усыл менен табылды ҳәм С.И.Вавилов ҳәм оның хызметкерлеринің бир топары тәрепинен үйренилди.

306-параграфта биз геүгимге көриүге адаптацияланған көздің көриү сезиминің турақлы босағасына ийе болатуғынлығын көрдік. Бундай босаға жүдә киши құйат сәйкес келеди. Ең күшли сезирлиқ обlastында бул құйаттың мәниси $4 \cdot 10^{10}$ әрг·сек⁻¹ шамасына тең. Бул 1 секундта 100 фотонның түсиүине сәйкес келеди. Бул сан көздің сыртындағы тынық қатламға (роговицаға) келип түсетеуғын фотонлардың санына тең. Көздеги шагылысыұығ ҳәм жұтылығын салдарынан сетчаткаға келип жететуғын фотонлардың саны оннан да аз. Солай етеп, көриү сезиминің босағасына фотонлардың салыстырмалы көп болмаған саны сәйкес келеди, ҳәм бул сан әдеүір үлкен флюктуацияларға үшyрауы керек. Егер көзге орташа бир секундтың ишинде 100 фотон келип түсетеуғын ҳәм бул көздің сезирлигінің босағасына сәйкес келетуғын болса, онда, әлбетте айырым секундлардың ишинде 100 дең аслам фотонның (мысалы 110 фотонның) ямаса кемирек (мысалы 90 фотонның) келип түсиүи мүмкін. Соңғы жағдайда көз жақтылықты сезбейди. Буннан,

көриү сезиминиң босагасының қасында жақтылық ағысының флюктуацияларына байланыслы өзине тән "жылтылдының" бақланыўы керек. Бундай жылтылдылар С.И.Вавилов ҳәм оның оқыўшылары тәрепинен ҳақыйқатында да табылды.

Өзиниң тәжирийбелеринде көздин көриү сезимин иркийи үқыплығы ҳәм басқа да себеплерге байланыслы С.И.Вавилов үзлиksiz ағысларды бақлаған жоқ, ал айырым тутаныўларды (вспышкаларды) бақлады. Фотонлардың санының флюктуацияларының салдарынан көриү сезиминиң босагасының қасында барлық тутаныўлар бақланбайды, ал олардың айырымлары бақланады. Вавилов пайдаланған фотометрлеу (307-параграф) ушын арналған дүзилистиң схемасы 310-сүйретте көрсетилген. 306-параграфта биз геүгимдеги көриүдин перифериялық екенлигин көрсеттік. Соңықтан O көз жақтылығы G айнасында шағылысқан әззи дерекке қарай бағдарланған. Жақтылық L лампасынан көздин сетчаткасының перифериялық бөлімине түскен. LO дәстесиниң жолында бир секундта бир рет айланатуғын тесиги бар AB диск жайластырылған. Тесиктиң өлшемлери бир айланыўдың барысында жақтылық 0,1 сек даўамында түсетуғын ҳәм 0,9 сек даўамында иркилетуғындағы етил исленген. F фильтриниң жәрдемінде спектрдиң изертленетуғын бөліми (жасыл) ажыратылып алынған. K сынасы көзге түсетуғын ағысларды ретлеүге мүмкіншилик береди. Бақлаұшы тутаныўды көрген ўақытта кнопкани басады ҳәм усының нәтийжесинде қозғалыұшы лентада белгі түсирилген. Тап сол лентада дисктиң ҳәр бир айланыўы да есапқа алынған. Усының нәтийжесинде бақлаұшының тутаныўды бақлағаны белгиленген. Бундай жағдайда көзге түсетуғын жүдә киши болмаған ағыста бақлаұшы ҳәр бир тутаныўды белгилейді. K сынасын кирзизгенде ҳәм ағыстың қуұтаты жүдә киши болғанда бақлаұшы барлық тутаныўларды белгилемейді. Бул айырым тутаныўлардағы фотонлардың санының флюктуацияларының себебинен жүзеге келеди: бир жағдайда фотонлардың саны көриү сезимин пайда етил ушын жеткилиқли, ал екинши жағдайларда олардың саны жүдә аз. Солай етил, жақтылық флюктуацияларының бар екенлиги тиккелей бақланады.



310-сүйрет. С.И.Вавиловтың жақтылық ағысының флюктуацияларын бақлау бойынша өткерген тәжирийбесиниң схемасы.

Көп санлы бақлауларды санлық жақтан қайтадан ислеу флюктуацияларды статистикалық есаплаўлардың нәтийжелери менен жақсы сәйкес келеди.

Вавиловтың усылы айырым жақтылық дәстеси менен буннан кейин де бир қатар тәжирийбелерди өткериүге ҳәм алынған нәтийжелерди толқынлық теорияның нәтийжелери менен салыстырып көриүге мүмкіншилик береди. Толқынлық теория бойынша еки когерентли дәсте барлық ўақытта бир орайдан шығарылған, Бирақ ҳәр қыйлы жолларды өткен тербелислерден пайда болады (261-параграф). Демек, толқынлық көз-қарас бойынша когерентли дәстелердеги тербелислер бир бириңен ғәрэзсиз емес. Вавилов АВ диски арқалы өтетуғын дәстени Френель бипризмасының (261-параграф) жәрдемінде екиге бөлди (310-сүйрет). Олар еки бақланатуғын тутаныўлар областларын берди. Бул еки дәстениң флюктуациялары пүткіллей бир бириңен ғәрэзсиз болып шықты. Бирақ усы жағдайға қарамастан, егер бул дәстелерди қосса, олар интерференцияланып, жақтылық ҳәм қараңғы жолақлардың системасын береди.

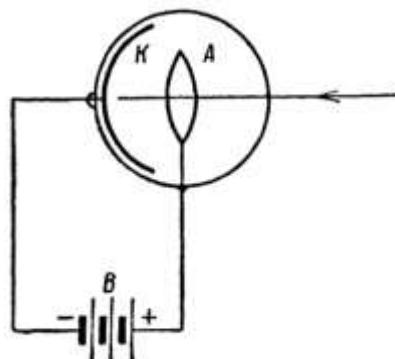
Баска тәжирийбе Волластон призмасының жәрдемінде алынған еки дәстени салыстырыуға тийисли (290-параграф). Бул жағдайда еки дәстедеги жақтылық бир бириңе перпендикуляр тегисликлерде сыйықлы поляризацияланған. Толқынлық көз-қарастан Волластон призмасының

жәрдеминде алынатуғын сыйықлы поляризацияланған нурлар тербелислерди қураушыларға жайыудың нәтийжесинде алынады. Демек, бул жағдайда еки дәстедеги тербелислер де ғәрзесиз емес. Ал Вавилов тәжирийбелери болса бул жағдайда еки дәстениң бир бириңен ғәрзесиз флюктуацияланатуғынлығын көрсетти.

Жоқарыда келтирілген тәжирийбелерден жақтылықтың корпускулалық қәсийетлерге ие екенлигин пүткиллей айқын көринеди. Бирақ, бул ески "ағыў" теориясына қайтыуды (250-параграф) ҳәм толқынлық көз-қараслардан толық бас тартыуды аңғартпайды. Интерференция ҳәм дифракция құбылыслары тек дәүирли толқынлық процесстин жәрдеминде ғана түсндирилий мүмкін. Бизиң 250-параграфта атап өткенимиздей, жақтылық бир үақытта толқынлық ҳәм корпускулалық қәсийетлерге ие болады. Бул қарама-қарсылықтардың диалектикалық бирлигиниң зор мысалы болып табылады.

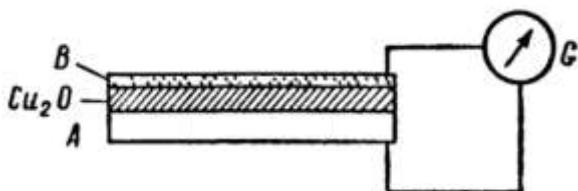
§ 336. Фотоэффекттин әмелдеги қолланылауы. 306-параграфта биз фотоэлементлердин жақтылық ағысларын регистрациялау ҳәм өлшеў ушын пайдаланыўға болатуғынлығын көрсетти. Ҳәзирги үақытлары фотоэлементлер басқа бир қатар мақсетлер ушын да қолланылады: жақтылық сигнализациясында, телевидениеде, сесли кинода ҳ.т.б. Вакуумлық фотоэлементтиң әпиўайти типи 311-сүретте көрсетилген. Фотоэлемент үлкен болмаған ҳаўасы сорып алынған шийше баллоннан турады. Оның бир ярымының ишки тәрепи жақтылықты сезгиш қатлам менен жабылған. Фотоэлементтин қандай спектраллық областы ушын арналғанлығына байланыслы ҳәр қыйлы қатламлар пайдаланылады: гумисленген, калийли, цезийли, сурьма-цезийли ҳ.т.б. Бул қатлам катодтың хызметин атқарады. Анод әдетте A сақыйнасты түрінде соғылады. Катод пенен анодтың арасында B батареясының жәрдеминде потенциаллар айырмасы қоздырылады. Жақтыландырыў болмаған жағдайда фотоэлементтин шынжырында тоқ пайда болмайды. K фотокатодына жақтылық келип түскенде KAB шынжырында тоқ пайда болады. Вакуумлық фотоэлементлердин сезгирилиги 10-15 мкА/лм шамасына шекем жетеди. Тоқтың күши менен (тойыныў тоғының күши менен) жақтыландырыўдың құйатының арасында қатаң түрдеги пропорционаллық орын алады.

311-сүрет.
Фотоэлемент.



Гейпара жағдайларда фотоэлемент үлкен емес басымдағы қандай да бир инерт газ бенен толтырылады. Бул фотоэлементтин сезгирилигинин жоқарылауына алып келеди, себеби катод пенен анодтың арасындағы жеткилилік потенциаллар айырмасында ҳәр бир фотоэлектрон газдин атомын ионластырып, соған сәйкес артықмаш электронларды пайда ете алады. Газ бенен толтырылған фотоэлементлердин сезгирилиги 100 мкА/лм шамасына жетеди. Ҳәзирги үақытлары жоқарыда тәрийипленген сыртқы фотоэффект пенен бир қатарда ишки фотоэффект деп аталатуғын фотоэффект кең түрде пайдаланылады. Бул эффект жақтылықтың тәсиринде кристалдың ямаса ярым өткизгиштин ишинде қалып оның электр өткизгишлигин жоқарылата алады. Жақтыландырығанда электр

өткізгішліктің күшли өсиүин селен береди. Селен фотоэлементлер бир люменге бир неше жұз микроамперге тең жұдә жоқары сезгірлікке ийе. Жабыўшы қатламға ийе болған қатты фотоэлементлер айрықша қызығыұды пайда етеди. Мыслы закисли фотоэлемент ("купрокс") мысалдың хызметин атқара алады. Оның схемасы 312-сүйретте көрсетилген. Электродлардың бири болып хызмет ететуғын A мыс пластинкасына Cu_2O мыстың закисинин жуқа қатламы, ал жоқарысында мөлдир болыўы ушын жұдә жуқа болған қандай да бир металдың (мысалы алтынның) қатламы отырғызылады. Бул B қатламы екинши электродтың хызметин атқарады. Егер еки электродты электр шынжыры менен тутастырса ҳәм Cu_2O қатламын мөлдир электрод арқалы жақтыландырса, онда әсбапта мыстан мыстың закиси тәрепине қарай тоқ пайда болады. Әсбаптың жұмысы мынаған алып келинеди: жақтылықтың тәсиринде Cu_2O қатламында фотоэлектронлар ажыралып шығады. Cu менен Cu_2O арасындағы шегаралық қатлам тууралаушы қәсийетке ийе: ол электронларға тек Cu_2O тәрепинен Cu ға қарай өтигө мүмкіншилик береди. Нәтийжеде жақтылықтың тәсиринде ажыралып шықкан электронлар қатлам арқалы тек бир бағытта қозғала алады ҳәм шынжырда тоқты пайда етеди.



312-сүйрет.
Қатты мыслы закисли фотоэлемент.

Мыслы закисли фотоэлементлер менен бир қатарда күкіртли-гүмисли, селенли-қорғасынды ҳәм теллурлы-қорғасын фотоэлементлер қолланылады. Жабыўшы қатламға ийе болған қатты фотоэлементлердин сезгірлігі 1000 мкА/лм шамасына жетеди. Қатты фотоэлементлердин айрыымлары ҳэтте алыс инфракызыл областқа шекем сезгір. Селенли-қорғасын ҳәм теллурлы-қорғасын фотоэлементлер толқын узынлығы 5,5 мкм ге шекемги радиацияны табыға мүмкіншилик береди. Жабыўшы қатламға ийе фотоэлементлердин өзгешелігі олардың сырттан электр қозғаушы күшин бермеген жағдайда да шынжырда тоқты бериүинде (шынжырға батареяларды қосыудың кереги жоқ). Сонықтан олар жақтылық энергиясын электр энергиясына айландыратуғын түрлендиргішлер болып табылады. Бирақ, олардың пайдалы тәсир коэффициентинин шамасы 2 проценттен үлкен емес.

§ 337. Рентген нурларының шашырауы. Классикалық көз-қараслар бойынша рентген нурлары атомлардағы электронлардың мәжбүрий тербелислерин жүзеге келтире алатуғын электромагнит толқынлар болып табылады. Сонықтан рентген нурларының шашырауы да көзге көринетуғын нурлардың классикалық шашырауы нызамына бағынады деп күтиүге болады. Бул нызамлардан (284-параграф) мыналар келип шығады:

- 1) шашырауды толқын узынлығы λ өзгермейди;
- 2) шашыраудың индикаторрассасы

$$I = I_0(1 + \cos^2 \varphi) \quad (1)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бул теңлікте φ арқалы түсіүши ҳәм шашыраған нурлардың арасындағы мүйеш белгіленген. Эксперименталлық тексерип көриўлер (1)-қатнастың тек жұдә қысқа болмаған рентген нурлары ушын орынланатуғынлығын көрсетеди; қысқаша толқынлар ушын (1)-қатнастан әдеўир аўытқыўлар орын алады. Усының менен бирге қысқа толқынлы рентген нурлары шашырағанда олардың толқын узынлығы өзгереди деп жуўмақ шығарыға болады (жұтыў коэффициентинң өзгериси бойынша). Усының менен бир қатарда k шашыраў коэффициентинң шашыраушы электронлардың санынан күтилген ғәрзликten бир қанша аўытқыўлар да орын алады.

Рентген нурларының шашыраў коэффициенти k заттың көлем бирлигиндеги шашыратыұшы электронлардың концентрациясы n_e ге пропорционал болыўы керек.

$$n_e = Z n_0$$

теңлиги орынлы болғанлықтан (Z арқалы атомдағы электронлардың саны, n_0 арқалы көлем бирлигиндеги атомлардың саны белгиленген)

$$k \cong Z n_0 \quad (2)$$

теңлигин жазыўға болады.

Көлем бирлигиндеги атомлардың саны заттың тығызлығы ρ , оның атомлық салмағы A ҳәм Авагадро саны менен

$$n_0 = \frac{N \rho}{A}$$

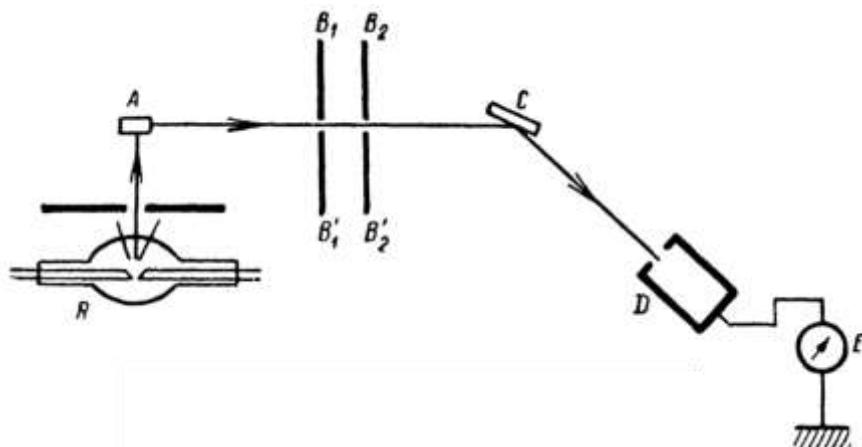
аңлатпасы бойынша байланысқан.

n_0 дин үшін (2) ге қойсақ, мынаны табамыз:

$$\frac{k}{\rho} \cong N \frac{Z}{A}. \quad (3)$$

Барлық атомлар үшін $\frac{Z}{A}$ қатнасы $\frac{1}{2}$ ге жақын болғанлықтан (368-параграфқа қараңыз), (3)-қатнастан $\frac{k}{\rho}$ шамасының барлық заттар ҳәм барлық толқын узынлықтары үшін шама менен турақты болатуғынлығы келип шығады. Бул жуўмақтырдың ең соңғысы орынланбайды: k/ρ қатнасы толқын узынлығының үлкейиүи менен әдеүір үлкейеди.

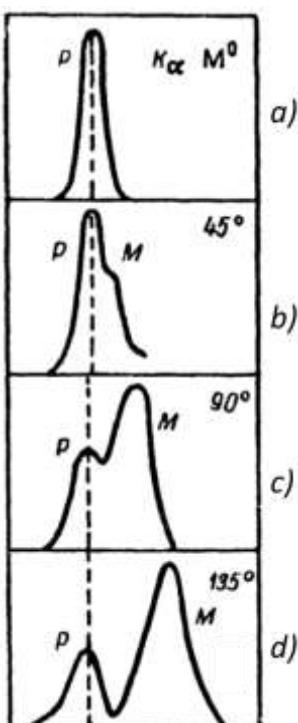
Рентген нурларының күтилген нызамлықтарға сезилерліктей бағынбаўы жаңа эксперименталлық бақлаўлардың өткерилийүин талап етти. 1922-1923 жыллары А. Комптон рентген спектрографының жәрдемінде шашыраған рентген нурларының спектраллық қурамын изертледі. Комптон тәжирийбесинин схемасы 313-сүйретте берилген. Бул схемада R - рентген трубкасы, A - шашыратыұшы заттың бөлеги, $B_1 B'_1$ пенен $B_2 B'_2$ - шашырағын нурлардан жиңишке дәстени айырып алатуғын диафрагмалардың системасы. Буннан кейин бул дәсте C кристаллы ҳәм D ионизациялық камера бар рентген спектрографына келип түседи. Ең дәслеп шашыраған нурда толқын узынлығы келип түсіүши нурлардың толқын узынлығы λ ге тең нурлардың да, соның менен бирге $\lambda' > \lambda$ болған толқынлардың да бар екенлиги көзге түсти. Солай етип, өзгермейтуғын толқын узынлығына ийе классикалық шашыраў менен бир қатарда толқын узынлығы үлкен толқын узынлығы тәрепке қарай айысқан шашыраған толқынлардың да болатуғынлығы анықланды. Шашыраудың бул жаңа типи Комптон қубылышы деп аталады.



313-сүйрет. Комптон тәжирийбесинин схемасы.

Буннан былай өткерилиген бақлаулар мынадай нызамлықтардың орынланатуғынылығы көрсетти:

- 1) нурланыў киши атомлық салмаққа ийе затлар ушын интенсивли ҳәм үлкен атомлық салмаққа ийе затлар ушын әззи;
- 2) шашыраў мүйешиниң шамасы үлкейгенде комптонлық шашыраудың интенсивлигі үлкейеди (классикалық шашыраудың интенсивлигі шашыраў мүйешиниң үлкейиүи менен киширийеди);
- 3) толқын узынлығының аўысыўының шамасы шашыраў мүйешиниң шамасынан ғәрэзли, атап айтқанда оның шамасы шашыраў мүйеши үлкейгенде өседи;
- 4) шашыраудың бирдей мүйешлеринде аўысыўдың шамасы барлық затлар ушын бирдей.



314-сүүрет.
Графиттен ҳәр қыйлы мүйешлердеги
рентген нурларының шашырауы.

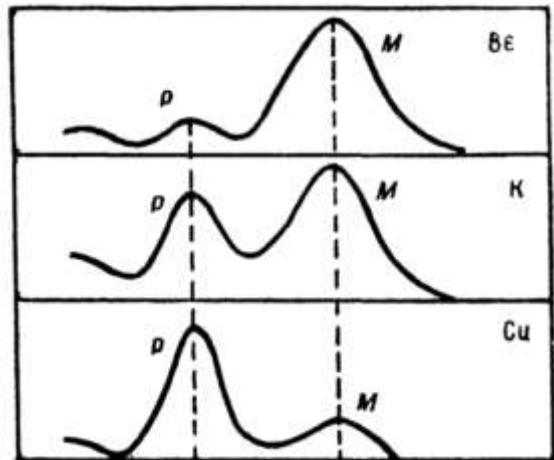
Бул нызамлықтар 314-315 сүүретлерде иллюстрацияланған. 314-сүүретте рентген нурларының графиттен ҳәр қыйлы мүйешлерге шашырауы көрсетилген. Сүүреттин жоқарғы бөлімінде молибденниң K_{α_1} сызығы деп аталатуғын контур сүүретленген. Оның толқын узынлығы $\lambda = 0,7126 \text{ \AA}$; усы сызықтың жақтылығы менен графиттиң шашыратыұшы бөлеги жақтыландырылды. 314-*b*, *c*, *d* сүүретлерде графиттен 45° , 90° ҳәм 135° мүйешлерде шешыраған нурлардың спектраллық қурамы көрсетилген. Көринип турғанында, мүйештиң үлкейиүи менен M аўысқан қураушысының интенсивлигі үлкейеди; аўыспаған қураушы P ның интенсивлигі мүйештиң өсиүи менен кемейеди. 315-сүүретте ҳәр қыйлы затларда бирдей мүйешлерде шашыраған нурлардың спектраллық қурамы көрсетилген. Дәслепки сызық сипатында толқын узынлығы $\lambda = 0,5627 \text{ \AA}$ болған гүмистиң K_{α} сызығы хызмет етти. Жеңіл зат болған жағдайда (Be , атомлық салмағы 8 ге тең) өзгермейтуғын толқын узынлығына ийе P сызығы жүдә әззи, ал үлкен мүйешлер тәрепке қарай аўысқан M сызығы интенсивли. Калий (атомлық салмағы 39) P ҳәм M сызықтары интенсивлиги бойынша бир биринен аз шамаға айрылады, мыс ушын (атомлық салмағы 63) аўысқан M сызығы өзгермейтуғын толқын узынлығына сәйкес келетуғын P сызығынан көп киши.

Сызықтың аўысыўының шамасының шашыратыұшы заттың тәбиятынан ғәрэзли емес болыў шәрти комптонлық шашыраў механизминиң атомлардың индивидуаллық

қәсийетлеринен ғәрзесиз екенлигин көрсетеди. Ҳақыйқатында да, егер Комптон құбылысын атомлар менен жұдә әззи байланысқан электронлардың есабынан жүзеге келеди деп есапласақ ҳәм соған сәйкес бул байланысты есапқа алмасақ, онда оны түсіндіриўдің сәти түседи. Бундай болжаў жеңіл элементлердин аўыр элементтерге салыстырғанда интенсивли аўысқан сызықларды бететуғынлығына сәйкес келеди. Жеңіл элементлерде барлық электронлар әззи байланысқан, ал аўыр атомларда болса тек сыртқы электронлар әззи байланысқан. Сонықтан аўыр элементлерде Комптон құбылысын жүзеге келтиретуғын электронлардың салыстырмалы саны жеңіл элементтерге қарағанда кем.

315-сүйрет.

Хәр қыйлы затлардың рентген нурларын шашыратыўы.



Егер 335-параграфта көрсетилген көз-қараста туратуғын болсақ, онда Комптон құбылысын санлық жақтан тәжирийбеде алынған мағлыұматтар менен толық сәйкес келетуғын етип түсіндіриўге болады: жақтылық энергиясы $E_f = h\nu$ ҳәм импульси $P_f = \frac{h\nu}{c}$ болған фотонлардың ағысы болып табылады. Бундай бөлекшелер - фотонлардың еркін электронлар менен соқлығысында олар электронлардан серпимли түрде тәсирлеседи ҳәм бул шашыраған нурлардың пайда болыуына алып келеди. Фотон электронға келип урылғанда оның энергиясының бир бөлімі электронға бериледи. Сонықтан, шашыраған фотонның энергиясы E'_f оның дәслепки энергиясынан киши болады: $E'_f < E_f$. Шашыраған фотонның жиийилиги ν' оның энергиясы менен $h\nu' = E'_f$ қатнасының жәрдемінде байланысқан. Буннан $E'_f < E_f$ қатнасынан $\nu' < \nu$ ямаса $\lambda' > \lambda$ теңсизликтери келип шығады. Буннан Комптон құбылысында шашыраған нурлардың толқын ұзынлығының келип түскен нурлардың толқын ұзынлығынан үлкен болатуғынлығы келип шығады.

Фотонның электрон менен соқлығысынан энергияның сақланыу нызамы менен қозғалыс мұғдарының сақланыу нызамы орынланған ҳалда серпимли түрде болады деген болжауда өткерилген есаплаўлар мынадай нәтийжеге алып келеди:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\alpha \sin^2 \varphi / 2. \quad (4)$$

Бул теңліктегі $\alpha = h/m_0 c$, ал φ - шашыраў мүйеші.

α шамасы тек дүньялық константалар бойынша аңлатылатуғын болғанлықтан (Рланк тұрақтысы h , электронның тынышлықтағы массасы m_0 ҳәм жақтылықтың тезлигі c) Так как α выражается только через мировые константы (постоянную Планка L , массу покоя электрона $/p_0$ и скорость света c), шашыратыушы заттың тәбиятынан ғәрзесиз Комптонлық шашыраудың сызығы келип түсетуғын нурдың сызығына ангстремдердеги мынадай шамаға жылжыған екенлиги келип шығады:

$$\Delta\lambda = 0,0486 \sin^2 \varphi / 2. \quad (4a)$$

Жылжыўдың шамасы $\varphi = \pi$ мүйешинде шашыраған, яғнай келип түсиўши нурлардың бағытына кери бағытта тарқалатуғын шашыраған нурлар ушын максималлық мәниске ($0,0486 \text{ \AA}$) жетеди. Тәжирийбелерде алынған мағлыўматлар жұдә жоқары дәллікте (4а) формуласының дұрыс екенлигин тастыйықтайтын. Комптон құбылысы фотонның еркін электрон менен серпимли соқлығысының нәтийесинде жүзеге келеди деген болжай тек киширейген жийиликке ийе фотонның пайда болыўы керек деген ғана нәтийжеге алып келмейди. Соқлығысқанда фотонның энергиясының бир бөлими электронға бериледи ҳәм усыған сәйкес, электрон базы бир қозғалыс муғдарын алады. Солай етип, аўысқан толқын узынлығы менен шашыраған нурлар менен бир қатарда тезлетилген электронлар да пайда болады. Оларды тебиў электронлары деп атайды.

Егер дәслепки фотонның энергиясы $E_f = h\nu$ ҳәм шашыраған фотонның энергиясы $E'_f = h\nu'$ шамасына тең болса, онда энергияның сақланыў нызамы бойынша электрон алған энергия E_e ниң мәниси

$$E_e = E_f - E'_f$$

шамасына тең болады. Буннан тебиў электронның энергиясы E_e ниң дәслепки электронның энергиясы $E_f = h\nu$ ниң қатнасы ушын мынаны табамыз:

$$\frac{E_e}{h\nu} = \frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda}.$$

Бул аңлатпаға $\Delta\lambda$ шамасының (4)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсак,

$$\frac{E_e}{h\nu} = \frac{2\alpha \sin^2 \varphi / 2}{\lambda + 2\alpha \sin^2 \varphi / 2} \quad (5)$$

аңлатпасын аламыз. (5)-теңликten шашыраудың ҳәм қыйлы φ мүйешлерине ҳәр қыйлы тебиў электронларының ҳәр қыйлы энергиялары, усыған сәйкес ҳәр қыйлы тезликлери сәйкес келеди.

Қозғалыс муғдарының сақланыў нызамын пайдаланып, φ мүйеши менен шашыраған фотонға сәйкес келетуғын тебиў электронына сәйкес келетуғын мүйеш ψ ушын сәйкес келетуғын аңлатпаны табыўға болады (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңы). 316-сүретте $h\nu'$ фотонларының ҳәм тебиў электронлары E_e ушын поляр диаграммасы берилген. Стрелкалардың қасындағы бирдей санлар шашыраған фотонға ҳәм соның менен бир ўақытта пайда болған тебиў электронына сәйкес келеди. Қоринип турғанындай, "алға" қарай жийилиги өзгермеген ν жийиликке ийе фотон ушады, оған $E_e = 0$ энергия, яғнай тебиў электронның болмаўы сәйкес келеди. Ең тез тебиў электронлары "алға" қарай ушады, оларға кейин қарай жийилиги ең көп шамаға өзгерген фотонлар сәйкес келеди.

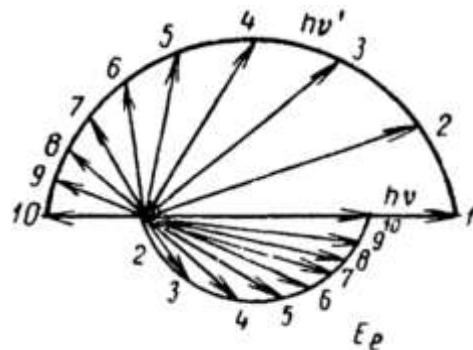
Тәжирийбелер тебиў электронлардың бар екенлигин ҳәм олардың энергиялар ҳәм мүйешлер бойынша тарқалыўын тастыйықтайтын. Д.В.Скобельцын тебиў электронларын үйрениў ушын магнит майданына жайластырылған Вильсон камерасын пайдаланды (371-параграф). Магнит майданы тебиў электронларын барған ҳәм сонлықтан олар шеңберлер түриндеги излерди қалдырған. Олардың радиуслары бойынша электронлардың тезлиги ҳақында гәп етиүге болады. Кейинирем Вильсон камерасы соншама жетилистирилди, нәтийжеде фотонның электрондағы шашырауының айырым актлери ушын теориялық формулалардың орынланыўын тексерип көриүге мүмкіншилик берди.

Толқын узынлығының үлкейиў менен ν жийилиги киширейеди, усыған сәйкес фотонлардың қозғалыс муғдары болған $P_f = \frac{h\nu}{c}$ шамасы да киширейеди. Усының менен бирге электронға берилетуғын қозғалыс муғдары менен энергияның үлесинин шамасы да кемейеди. Сонлықтан толқын узынлығының сезилерлікте өзгериси менен тебиў электронларының үлкен тезликлери жұдә киши толқын узынлығына ийе нурланыўда (қысқа толқынлы рентген нурлары) ғана бақланады. Көзге көринетуғын нурларда Комптоналық шашыраў бақланбайды.

Комптон құбылысына тиисли болған эксперименталлық ҳәм теориялық мағлыўматлардың бир бирине сәйкес келиўи тек фотонлық теорияны тексерип көриў ғана емес, ал айырым элементар процесслер ушын энергия менен қозғалыс мүғдарының сақланыў нызамларының орынланатуғынлығының дәлили болып та табылады. ХХ әсирдин жигірмаланшы жыллары жақтылықтың заттар менен өз-ара тәсирлесіүинің классикалық құбылысларын түсіндіриўдеги қыйыншылықтарға байланыслы бир қатар буржуазия физиклері тәрепинен элементар бөлекшелердин өз-ара тәсирлесіүинде энергия менен қозғалыс мүғдарының сақланыў нызамлары орташа, көп санлы тәсирлесіў актлары ушын статистикалық жақтан орынланады деген көз-қарас үсынылды. Олардың көз-қараслары ушын бир актта энергияның сақланыў нызамы менен қозғалыс мүғдарының сақланыў нызамы орынланбайды. Фотонлардың электронлардағы бирлик шашыраў актлерин бақлаў бойынша туўрыдан-туўры өткерилген тәжирийбелер бул пикирлерди бийкарлады ҳәм сақланыў нызамларының ҳәр бир элементар актте орынланатуғынлығын көрсетти.

316-сүйрет.

Шашыраған фотонлар ҳәм тебиў электронлары ушын поляр диаграмма.



(4)-қатнасты келтирип шығарыў ушын фотон менен электронның өз-ара тәсирлесій серпимли соқырысын нызамы бойынша жүреди деп болжаймыз ҳәм усы тийкарда энергия менен қозғалыс мүғдарының сақланыў нызамларын жазамыз. Тебиў электронларының тезлиги жүдә үлкен болғанлықтан, биз механиканың формулаларын салыстырмалық теориясындағыдай етип жазамыз (301-параграф). Электронның кинетикалық энергиясы менен қозғалыс мүғдары ушын мынадай аңлатпаларға ииे боламыз:

$$E_e = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mc^2, \quad (6)$$

$$P_e = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mv. \quad (7)$$

Бул формулаларда $\beta = v/c$; c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги, v - электронның тезлиги, m - тезлик v ға тең болған жағдайдағы масса. Тынышлықтағы электронға $m_0 c^2$ шамасына тең энергияны бериўимиз керек. Буннан энергияның сақланыў нызамы бойынша мынаған ииे боламыз:

$$m_0 c^2 + h\nu = h\nu' + mc^2. \quad (8)$$

(7)-аңлатпа бойынша, тынышлықтағы электронның қозғалыс мүғдары нолге тең. Соның ушын қозғалыс мүғдарының сақланыў нызамы ушын векторлық түрде мынаны аламыз:

$$\mathbf{P}_f = \mathbf{P}'_f + m\mathbf{v}. \quad (9)$$

(9)-векторлық қатнастан алгебралық қатнасқа өтиў ушын \mathbf{P}_f векторының тәреплеринин үзынлығы P'_f менен $m\mathbf{v}$ болып табылатуғын параллелограммың диагонал екенлигинен пайдаланамыз (317-сүйрет). φ менен Φ мүйешлери сәйкес фотонның шашыраўы менен тебиў электронның пайда болыўы жүзеге келетуғын мүйешлер болып табылады. 317-сүйреттен мынаған иие боламыз:

$$(mv)^2 = P_f^2 + P'^2_f - 2P_f P'_f \cos \varphi.$$

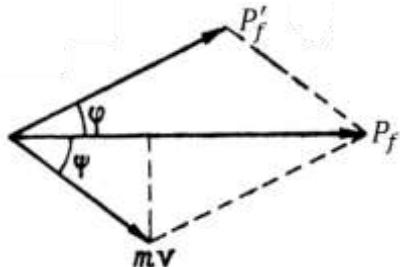
Бул аңлатпаға P_f менен P'_f тиң орынларына олардың $\frac{h\nu}{c}$ ҳәм $\frac{h\nu'}{c}$ мәнислерин қойып ҳәм теңликтин өн ҳәм шеп тәреплерин c^2 қа көбейтип, мынаны табамыз:

$$m^2 v^2 c^2 = h^2 \nu^2 + h^2 \nu'^2 - 2h^2 \nu \nu' \cos \varphi. \quad (10)$$

Энергияның сақланыу нызамы болған (8)-теңликтен

$$mc^2 = h\nu - h\nu' + m_0 c^2$$

теңлигине ийе боламыз.



317-сүйрет.

Шашыраған фотонның жийилигін есаплауға.

Бул соңғы теңликтин оң ҳәм шеп тәреплерин квадратқа көтерип, мынаны аламыз:

$$m^2 c^4 = h^2 \nu^2 + h^2 \nu'^2 - 2h^2 \nu \nu' + 2h(\nu - \nu')m_0 c^2 + m_0^2 c^4. \quad (11)$$

(11)-теңликтен (10)-теңлиktи ағзама-ағза алып, мынаны табамыз:

$$m^2 c^4 (1 - \beta^2) = -2h^2 \nu \nu' (1 - \cos \varphi) + 2h(\nu - \nu')m_0 c^2 + m_0^2 c^4.$$

Бул теңликтегі $\beta = \nu/c$. Тынышлықтағы масса m_0 менен m массасының арасындағы қатнастан пайдаланып

$$m\sqrt{1 - \beta^2} = m_0$$

теңлигин аламыз ҳәм оны

$$2h(\nu - \nu')m_0 c^2 = 2h^2 \nu \nu' (1 - \cos \varphi)$$

яmasa

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi) \quad (12)$$

түринде жазамыз. $1 - \cos \varphi$ ди $2 \sin^2 \varphi / 2$ арқалы аңлатып ҳәм $\frac{c}{\nu} = \lambda$ және $\frac{c}{\nu'} = \lambda'$ екенлигин аңғарып, (12)-теңликтен

$$\lambda' - \lambda = 2\alpha \sin^2 \varphi / 2 \quad (13)$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликтегі $\alpha = h/m_0 c$. (13)-теңлик тийкарғы тексттеги (4)-формулаға сәйкес келеди.

Тебиү электронының қозғалысы бағытланған ψ мүйешин анықлау үшін және де 317-сүйреттен пайдаланамыз. Бул сүйреттөн

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{P'_f \sin \varphi}{P_f - P'_f \cos \varphi}$$

аңлатпасы келип шығады. P_f пенен P'_f шамаларының орнына $\frac{h\nu}{c}$ ҳәм $\frac{h\nu'}{c}$ шамаларын қойып, $\operatorname{tg} \psi$ үшін жазылған аңлатпаны байлайынша көширип жазамыз:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\nu' \sin \varphi}{\nu - \nu' \cos \varphi} = 2 \frac{\sin \varphi / 2 \cos \varphi / 2}{\nu / \nu' - \cos \varphi}. \quad (14)$$

Екинши тәрептөн (12)-теңлиktиң тийкарында мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} \frac{\nu}{\nu'} - \cos \varphi &= 1 - \cos \varphi + \frac{2\alpha\nu}{c} \sin^2 \frac{\varphi}{2} = \\ &= 2 \left(1 + \frac{\alpha\nu}{c}\right) \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \end{aligned}$$

$\frac{\nu}{\nu'} - \cos \varphi$ шамасының бул мәнисин (14) ке қойып

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{1}{\left(1 + \frac{\alpha\nu}{c}\right) \operatorname{tg} \varphi / 2} \quad (15)$$

қатнасын аламыз. (15)-қатнас шашыраған фотонның ҳәр бир берилген (φ берилген) шамасы бойынша ψ мүйешиниң шамасын анықлауға, яғни тебиү электронының үшіүй бағытын табыуға мүмкіншилік береди. Тебиү электронының энергиясын тийкарғы тексттеги (5)-формула береди.

§ 338. Фотохимия. Жақтылықтың тәсиринде өтетуғын химиялық реакцияларды фотохимиялық реакциялар деп атайды. Фотохимиялық реакцияға мысал сыпатында

аммиак NH_3 тиң азот пенен водородқа ямаса бромлы гүмис $AgBr$ ның гүмис пенен бромның ажыралыў реакциясын көрсетиўге болады. Жақтылықтың тәсиринде қурамалырақ болған молекулалардың пайда болыў реакциялары да, мысалы водород пенен хлор молекулаларының HCl молекуласының пайда болыў реакциясы жүреди. Бул соңғы реакция сондай үлкен тезлик пенен жүреди, реакцияда партланыў орын алады. Затлардың полимеризациясына алып келинетүғын фотохимиялық реакциялар да бар. Бундай жағдайда дәслепки заттың атомларынан көп атомлы молекулалардың пайда болыўы орын алады (X_n типиндеги молекулалар). Фотохимиялық реакциялар биологияда үлкен орынды ийелейди. Мысал сыпатында өсімдіктердин жасыл бөлімлеринде углекислотаның ыдыраўы жүзеге келеди. Бул құбылыс биринши рет К.А.Тимиразев тәрепинен анықланды.

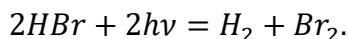
Фотохимиялық процесслер мынадай санлық нызамға бағынады: *фотохимиялық реакцияда пайда болған заттың массасы жұтылған жақтылық энергиясының мүғдарына пропорционал*. Егер жұтылған жақтылықтың құйатын W арқалы, ал жақтыландырыў үақытын t арқалы белгилесек, онда нызам былайынша жазылады:

$$m = kWt. \quad (1)$$

Бул теңликте k арқалы өтетүғын фотохимиялық реакцияның тәбиятынан ғәрэзли болған пропорционаллық коэффициент белгиленген. Сан мәниси бойынша k коэффициенти жұтылған жақтылық энергиясының бир бирлигине сәйкес келетүғын реакцияланған заттың массасына тең.

Фотохимиялық процесс фотохимиялық айланыстың салдарынан пайда болған продуктлердин химиялық активигиниң салдарынан жүзеге келген екинши реакциялар менен бирге жүрийде мүмкін. (1)-нызам тек биринши фотохимиялық процесске тийисли.

Биринши фотохимиялық процесслерди үйрениў олардың жақтылықтың фотонлық тәбиятына сәйкес жүретүғынлығын көрсетеди: *хәр бир жұтылған $h\nu$ фотонға бир молекуланың айланысы сәйкес келеди*. Бул нызам биринши рет монохромат жақтылықтың тәсиринде HBr бромлы водородтың фотохимиялық ыдыраўында тексерилип көрildи. Өлшейлер жұтылған жақтылықтың хәр бир $h\nu$ порциясына бир молекуланың ыдыраўының сәйкес келетүғынлығын көрсетеди. Нәтийжеде, реакция мынадай теңлемеге сәйкес жүреди:



Бир молекуланың айланыўына базы бир минималлық A жұмысы талап етилетүғын болғанлықтан, фотонның энергиясы $h\nu$ мынадай шәртті қанаатландырыўы керек:

$$h\nu \geq A. \quad (2)$$

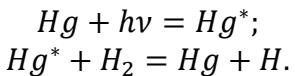
Бул (2)-теңликтен фотохимиялық процесстің узын толқынлы шегарасы келип шығады: егер жақтылықтың жийилиги

$$\nu < \nu_0 = \frac{A}{h}$$

шәртин қанаатландыратуғын болса, онда фотохимиялық реакция жүрмейди. Хәр бир берилген фотохимиялық реакция ушын ν_0 өзиниң шамасына тең болады. Фотохимиялық реакциялардың көпшилиги тек ультрафиолет нурлардың тәсиринде жүреди. (2)-шәрт фотохимиялық реакцияның жүре алыўы ушын зәрүр, бирақ бул шәрт еле жеткилилік шәрт болып табылмайды: усындан жийиликтеги жақтылықтың молекула тәрепинен жұтылыўы зәрүр. Егер берилген жийиликтеги жақтылық ушын мөлдир болса, онда бул жақтылық химиялық айланысты жүзеге келтире алмайды.

Бирақ, тәжирийбе базы бир жағдайларда зат мөлдир болған ν жийиликлер областында да жақтылықты жутатуғын затты киргизгенде ("сенсибилизатор") фотохимиялық реакцияны жүзеге келтириўге болатуғынлығын көрсетеди. Фотохимиялық реакциялардың усындан түрлерин *сенсибилизацияланған* деп атайды. Сенсибилизацияланған реакцияның

механизмы мынаған алып келинеди: сенсибилизаторадың молекуласы фотонды жутып, айрықша қозған ҳалға келеди ҳәм үсындағы ҳалда ол базы бир үақыттың ишинде тұра алады. Үсындағы қозған ҳалда басланғыш заттың молекуласы менен соқлығысып, ол сол басланғыш молекулада айланысты болдыра алады. Мысал сырттында газ тәризли еки атомлы водородтан сынап лампасынан шыққан толқын үзынлығы $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ шамасына тең жақтыландырыудағы атом түріндеги водородтың пайда болыўын көлтиремиз. Бундай толқын үзынлығына ийе жақтылық молекулалық водород тәрепинен жутылмайды. H_2 молекулалық водородқа сынап пуўларының үлкен болмаған мұғдарын қосып, толқын үзынлығы $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ шамасына тең жақтылықтың тәсиринде сынаптың қозған Hg^* атомларын аламыз. Бул қозған атомлар H_2 молекулалардың менен соқлығысыұы сынаптың гидратының ҳәм атом тәризли водородтың пайда болыўына алып келеди. Барлық реакция мынадай схема бойынша жүреди:



Атом тәризли водородтың пайда болыўы кислородты қосыў менен тексерип көриледи; бундай жағдайда пайда болғанлығы аңсат анықланатуғын водородтың перекиси H_2O_2 пайда болады.

Фотография фотохимиялық процесске тийкарланған. Ҳәзирги үақытлардағы фотографиялық процесстің жақтылықты шийшениң (фотопластинка) ямаса целлULOИДЛЫҚ планканың (фотопленка) бетине жағылған сезгиш эмульсияның жәрдемінде алып барылады. Эмульсия желатиндеги оның менен араласпаған бромлы гүмистің микроскопиялық кристалларынан туралы. Ең бириңи фотохимиялық процесс жақтылықтың тәсиринде бромлы гүмистің жұдә киши бөлекшелер түріндеги ыдырауына алып келинеди. Узақ үақыт жақтыландырылғанда бундай бөлекшелердин санының жұдә үлкен болыўы мүмкін. Соның нәтийжесінде эмульсия сезилерлікей қарауытады. Жақтылықтың әдеттегідей узақтығында гүмистің ажыралып шыққан бөлекшелеринің саны үлкен емес ҳәм олар жақтылықтың сезилерлікей жутылыўын бермейди. Соныңтан бириңи фотохимиялық тәсирдин астында жасырын сүйрет деп аталауғын сүйрет пайда болады. Жасырын фотографиялық сүйреттің жоқарыда айтылған тәбияты ҳақындағы болжай Т.П.Кравц тәрепинен исленди ҳәм М.В. Савостьянованың жұмысларында тастыйықланды.

Жақтылықтың тәсиринде жасырын сүйрет пайда болған фотопластинка екинши химиялық қайта исленеди ҳәм бундай қайта ислеуди шағарыў деп атайды³⁰. Сәйкес химиялық реактивлердин тәсиринде (шығарыўшының тәсиринде) гүмистің айырым бөлекшелері бар болған орынлардағы металлық гүмистің қайта тикленийи жүзеге келеди. Нәтийжеде металл гүмис тийкарынан жақтылықтың тәсирі болған орынларда бөлиніп шығады. Үсындағы жоллар менен негатив пайда етиледи. Сүйретти шығарыў жуўмақланғанда ыдырамаған бромлы гүмис гипосульфидтің ($Na_2S_2O_3$) еритпесинің жәрдемінде фотопленкадан ямаса фотопластинкадан ажыратып алынады.

Фотохимиялық процесс көриў сезиминиң тийкарында жатады. 306-параграфта биз сетчатканың жақтылықты сезгиш элементлериниң еки түри болған таяқшалар менен колбалардан туратуғынлығын көрсеттік. Таяқшалар геүгимдеги көриўди, ал колбалар реңлерди ажырата алатуғын күндизги көриўди тәмийенлейди. Таяқшалардың ушлары көриў пурпурды деп аталауғын айрықша пигмент пенен боялған. Көриў пурпурды жақтылықтың тәсиринде ыдырау қәбилетлигine ийе. ыдырау продуктleri таяқшаларға химиялық тәсир тийгизеди ҳәм буннан кейин бул тәсир нервлик қозыў түріндеги мийге

³⁰ Рус тилиндеги "проявление" сөзи қарақалпақ тилине "шығарыў" деп аўдарылды (Аўдарыўшылар).

бериледи. Күшли жақтылықтың тәсиринде көриў пурпуры толығы менен ыдырайды ҳәм нәтийжеде таяқшалар жақтылықты қабыл етиў қәбилетлигин жоғалтады. Жақтыландырылыў тоқтағаннан кейин көздин қайтадан ислеп шығылады ҳәм таяқшалар жақтылықты сезгирлигин қайтадан тиклейди (әззи жақтыландырыўға көздин адаптациясы).

Күндизги (реңли) көриўдин теориясы үсі ұақыттарға шекем жеткиликли дәрежеде исленип шығылмаған.

СЕГИЗИНШИ БӨЛІМ

АТОМ ФИЗИКАСЫ

XXX БАП

АТОМЛАР МЕНЕН МОЛЕКУЛАЛАРДЫҢ ДҮЗИЛИСИ

§ 339. Кирисиү. Курстың ҳәр қыйлы бөлімлеринде бизге затлардың атомлық құрылышы ҳақындағы көз-қараслар менен пайдаланыўға туұры келди. Эййемги Греция менен Римде түүйлған атомлық теория физиканың рајағжланыўының барлық тарийхында материалистлик илимий бағдарға сәйкес келетуғын прогрессивлик теория болып келди. XVIII әсирдин басында-ақ затлардың сол ўақытларға шекем түсніксіз болып кегнен көп санлы қәсийетлериниң механиканың улыўмалық нызамларының тиіктеринде атомлық теория менен түснідіретуғынлығы көрсетилди. Атомлық теория теплород сыйқылды салмағы жоқ гипотезалық сыйықтықтарды ямаса материяға ҳәр қыйлы "умтылыўлар", соның ишинде орта әсирлерде қәлиплескен "бослықтан қорқыў" қәсийетлерин беріў зәрүргилин жоқ етти. Өзи жасаған ўақытлары затлардың атомлық-кинетикалық теориясын ең толық рајағжландырған М.В.Ломоносов жыллышың құбылыслары менен газлердин өзлерине берилген көлемлерди толық толтырыўға тырысыўларын атомлардың қозғалысы менен түснідірди. Физика менен химияның буннан былай рајағжланыўы затлардың үзликли структурасын толық тастыйықлады. Бирақ, буннан атомлардың материяның базы бир "абсолют әпиўайы" ҳәм бөлинбейтуғын элементи екенлеги келип шыққан жоқ. Бирақ усы жағдайларға қарамастан көплеген алымлар ҳақыйқай дүньяның барлық көп санлы қәсийетлерин өзгермейтуғын тек атомлар-бөлекшелердин қосындысы деп түснідіриўге болады деп есаплады ҳәм усы бойынша атомларда материяның ең соңғы "мәнисин" көрди. Усындей көз-қараслар тәжирийбелерден келип шыққан жоқ ҳәм метафизикалық характерге ийе болады. Бул метафизикалық тенденция Эта метафизическая тенденция атомлардың қурамалы құрылышы табылғаннан кейин де сақланды. Электронлар ашылғаннан кейин материяның "мәнисин" электр зарядларын алып жүриўшилерде көриўге тырысты. Усының менен бир қатарда идеализмниң ўәкиллериңиң атомлардағы ең соңғы "субстанцияны" көриўдин мүмкін емес деп ойлады. Бул материализмнен бас тартыўды аңғартады ...

XX әсирдеги илимий ашылыштар материалистик көз-қараслардың дұрыс екенлигин толық тастыйықлады. Ҳәзирги ўақытлары биз ҳәр қыйлы элементар бөлекшелерди билемиз, олардың өзлериниң қәсийетлери бойынша классикалық механиканың "бөлекшелеринен" өзгеше екенлигин де, олардың бир бирине айлана алатуғынлығын да билемиз.

Затлардың құрылышы обласындағы физиканың жаңа жетисkenликлери бизди қоршаған тәбияттың обьектив қәсийетлерин узақ ўақытлар даўамында үренийлердин, жаңадан табылған фактлерди улыўмаластырыўдың нәтийжеси болып табылады. Электронлар менен ионлардың ашылышы атомлардың қурамалы құрылышы ҳақындағы мәселениң бириńши рет беккем эмпирикалық тиіктерин салды. Көп санлы фактлер атомлардың қурамалы электрлік система болып табылатуғынлығын көрсетti. Бизиң жоқарыда көргенимиздей, атомлардың ишинде серпимли байланысқан электронлардың бар екенлигин басшылықта алатуғын Лоренц теориясы денелердеги жақтылықтың тарқылышы менен байланыслы болған көп санлы құбылысларды түснідіре алды. Бирақ он,

зарядларды алып жүриүшилер ҳаққындағы мәселе үзақ үақытлар даўамында шешилмей келди. Электронлардың атомлардың ишиндең қозғалысының ҳақыйқый характери белгисиз болды. XX әсирдин басында атомлардың қурылышы ҳаққындағы ҳәр қыйлы болған еки гипотеза усынылды.

Олардың бириňшиси өлшемлери атомның барлық өлшемлери бойынша, яғни 10^{-8} см шамасындағы радиусқа сфераның шеклеринде тұрақты көлемлик тығыздық пенен тарқалған оң зарядтан турады деп болжады. Терис зарядланған электронлар үсы сфераның ишине батырылған ҳәм олар оның элементар көлемлери менен Кулон нызамы бойынша тәсирлеседи. Егер үсындай сфераның ишине электрон батырылған деп болжасақ, ол сфераның орайында жайласады ҳәм киши аүысыўларда орайға қарай аүысыўдың шамасына пропорционал болған күш пенен қайтарылады. Бир неше электронлар бар болғанда олар белгили болған симметрияға ийе фигураның мүйешлеринде (төбелеринде) жайласады ҳәм өзлериниң тен салмақтың орынларынан киши аүысыўларда олар үсы аүысыўдың шамасына пропорционал болған күштин тәсиринде кери қарай қайтарылады. Солай етип, бар екенлиги Лоренц өзиниң электронлық теориясында болжаған квазисерпимли күшлердин болатуғынлығы түсіндірилді.

Бирақ бул модель сөзсиз жасалма характерге ийе болды. Себеби ондағы оң ҳәм терис зарядлар ҳәр қыйлы тәбиятқа ийе деп есапланды: терис зарядлар айырым бөлекшелер - электронлар түринде, ал оң зарядлар болса үлкен көлемде зарядтың үзлиksiz тығыздығы менен тарқалған. Бундай жағдайда, Кулонлық ийтерилис күшлериниң бар болыуының себебинен оң зарядлардың неліктен ҳәр қыйлы тәреплерге қарай ушып кетпейтуғынлығын түсіндіриў ушын электродинамиканың талаплары орын алатуғын болса да олар бир бири менен тәсирлеспейди ямаса Кулон күшинен басқа оны компенсациялайтуғын қандай да бир басқа күшлер бар деп болжаўға түрі келди.

Екинши гипотеза бойынша атомға Құяш системасының қурылышына усаған қурылыш берилді: атомлардың орайында аүыр оң зарядланған ядро жайласады, ал оның дөгерегинде электронлар айланып жүреди. Ядроның өлшемлери барлық атомның өлшемлерине салыстырғанда киши. Бундай модель атомның ядролық модели деп аталады.

Атомның ядролық модели дәслеп радиоактивли затлар тәрепинен шығарылатуғын а-бөлекшелердин жуқа қатты планкалардағы шашырауы бойынша өткериленген тәжирийбелерде тастыйықланды. Буннан кейин атомның ядролық модели тәменги басымлардағы бир атомлы пүйлар менен газлердин сызықты спектрлериниң пайда болыуы менен структурасын түсіндіриўге мүмкіншилик берди. Атомлардың ядролық моделинен келип шыққан ҳалда молекулалардың қәсийетлери менен олар шығаратуғын спектрлердин структурасына тиисли болған көп санлы фактлерди түсіндіриўдің сәти түсти. Солай етип, атомлардың структурасы мәселелери спектраллық сызықлардың шығарылыуы менен жүтылышының назамлары ҳаққындағы бизиң билимлеримиздин раýажланыуы менен тығыз байланысқан болып шықты.

Атом физикасының буннан кейинги этапы болып атом ядроларының өзлериниң қәсийетлерин үйрениў болып табылады. Олардың әпиүайырақ болған бөлекшелерден туратуғынлығы анықланды ҳәм тәбийий және жасалма радиоактивлик құбылышында өтетуғын ядролардың айланыслары процесслери терең үйренилди.

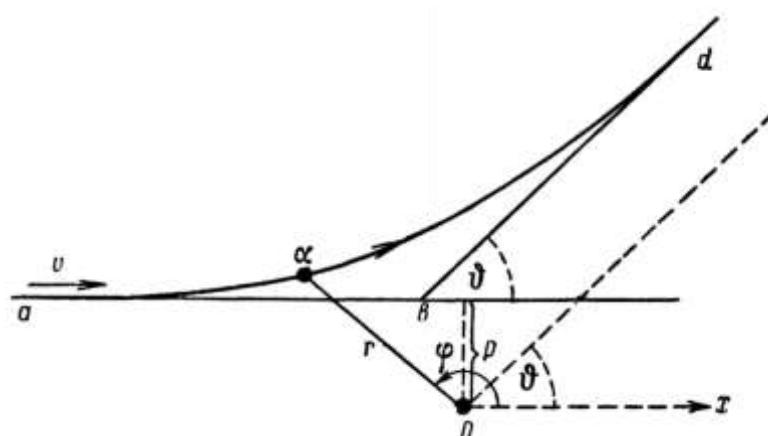
Атом физикасының раýажланыуына елимиздин физиклери үлкен үлес қосты. Өзиниң дәүирли нызамын ашқан Д.И.Менделеев бириňши рет барлық химиялық элементлердин бирден-бир тәбияты ҳаққындағы машқаланы шынлап қойды. Кейин Менделеевтың дәүирлик системасы бизлердин атомлардың қурылышы ҳаққындағы барлық билимлеримиздин раýажланыуында фундаменталлық орынды ийеледи. Д.С.Рождественскийдин, Л.И.Мандельштамның, С.И.Вавиловтың, олардың

оқыуышыларының ҳәм ислерин даўам еттириүшилердин көп санлы жұмыслары атомлар менен молекулалардың, олардың электронлық қабықтарының құрылыштарының құрылышына байланыслы болған бир қатар әхмийетли мәселелерди шешиүге мүмкіншілік берdi. Совет физикleri тәрепинен атом ядроларының қәсийеттери менен структурасын үйрениү областында ири илимий ашылыулар орын алды. Д.Д.Иваненко биринши рет атом ядроларының "аўыр" бөлекшелердин еки сортынан - протонлар менен нейтронлардан туратуғынлығы ҳақындағы гипотезаны ұсынды. И.В.Курчатов ядролық изомерия деп аталатуғын изомерияны ашты. А.И.Алиханов, А.И.Алиханян, Д.В.Скобельцын ҳәм және де бир қатар совет физикleri космослық нурларды үйрениүде ҳәм бөлекшелердин жаңа түрлериниң пайда болыу шарайтларын үйрениүде әхмийетли нәтийжелерди алды. Соның менен бирге, совет физиклериниң өткерген изертлеўлериниң нәтийжесинде ядролық айланысларда ажыралып шығатуғын атом энергиясын пайдаланыўда оғада үлкен табысларға ерисилди.

Аўыр элементлер болған уран менен плутонийдиң жәрдеминде партланыў реакциясының алыныўының мүмкіншилигиниң империалистлер тәрепинен атом бомбасын дөретиў ушын пайдаланылғанлығы белгили. 1949-жыл 25-сентябрь күнги ТАСС тың берген хабары бойынша Советлер Союзы атом қуралының "сырларын" әлле қашан ашты ҳәм 1947-жылы ұсындай қуралға иие болды. Бирақ, атом қуралына иие болыу менен бирге, Советлер Союзы оның қадаған етилиүине ҳәм атом энергиясын тек паражатшылық мақсетлеринде пайдаланыўға қаратылған жұмысларды избе-из өткереди.

1954-жылы Советлер Союзында атомлық жаңылғыда ислейтуғын дүньядағы биринши электростанция пайдаланыўға берилди.

§ 340. Атомның ядролық модели. Атомның ядролық модели Резерфордтың альфа-бөлекшелириниң (қысқаша α-бөлекше) шашырауы бойынша өткерген бақлаўларының нәтийжесинде туўрыдан-туўры тастыбықланды. Бул бөлекшелер қос оң заряд $+2e$ ге иие болатуғын радиоактив элементлерден үлкен тезликлер менен шығарылатуғын гелийдиң ионлары болып табылады (371-372 параграфлар). Резерфорд α-бөлекшелердин металлардың жуқа фольгалары арқалы өтетуғынлығын ҳәм ұсының менен бирге олардың шашыраудың нәтийжесинде қозғалысларының бағытын өзгертуғынлығын бақлады. Бул аўысыўларды оң зарядланған α-бөлекшелириниң атомлардың оң зарядлары менен ийтерисиүиниң салдарынан жүзеге келеди деп есаплау тәбийи. Электронлардың массасының жұдә киши екенлигine байланыслы, α-бөлекшелерге электронлар тәрепинен тәсир ететуғын күшлер олардың қозғалыс бағыттарын сезилерліктей өзгерте алмайды.



318-сүйрет. Оң заряд тәрепинен α-бөлекшесиниң қозғалыс бағытының өзгериүи.

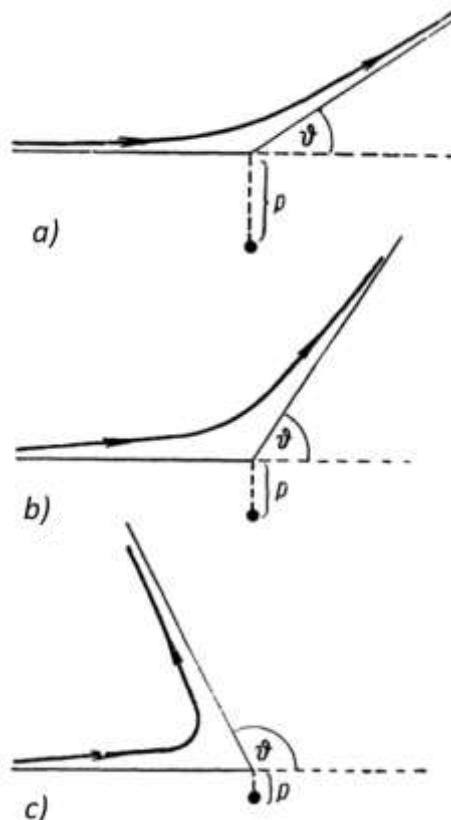
Шашыраўдың нәтийжесиниң атомның оң заряды жайласатуғын көлемниң өлшемлеринен күшли ғәрзели екенлигин көрсетиүге болады. Оң зарядтың тек киши өлшемлерин де ғана ийтериў күшлериниң шамасы α -бөлекшелериниң траекторияларын үлкен мүйешлерге бурыў ушын жеткиликли бола алады. Егер оң заряд үлкен көлемниң ишинде тарқалған болса, онда α -бөлекшесиниң атомның қасындағы ҳәр бир өтийи оны үлкен болмаған мүйешке ғана бурады. Бундай жағдайда α -бөлекшесиниң шашыраўы сезилерліктей болмайды.

Мейли, α -бөлекше ядродан үлкен қашықлықта ab туұрысының бойы менен v тезлиги менен қозғалатуғын болсын (318-сүйрет). r арқалы ab туұрысы менен E шамасына тең оң заряд жайласқан атомның орайы O арасындағы ең киши қашықлықты белгилеймиз. r шамасын "нышанаға алыў" қашықлығы деп атауға болады. Сәйкес есаплау (майда шрифт пенен жазылған текстти қараңыз) α -бөлекшеси менен E зарядының арасындағы Кулон тәсирлесиүинің бар болыуының себебинен α -бөлекше гипербола бойынша қозғалады. α -бөлекшесиниң траекториясы аүысатуғын ϑ мүйешиниң шамасы (гиперболаның асимптоталарының арасындағы мүйеш)

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{M v^2}{2e \cdot E} \cdot p \quad (1)$$

теңлигининде анықланады. Бул теңликте M арқалы α -бөлекшесиниң массасы белгиленген. Атомның массасы α -бөлекшесиниң массасына салыстырғанда шексиз үлкен деп есаплаймыз. (1)-формуладан нышанаға алыў қашықлығы r қанша киши болса, аүысыў мүйеши ϑ дин шамасының үлкен болатуғынлығы көринип тур. Ҳәр қыйлы нышанаға алыў қашықлықтарындағы α -бөлекшесиниң траекторияларының түри 319-а, b, c сүйретлерде көлтирилген. Киши r ларда $\vartheta > \pi/2$, яғни соқылышыұдың нәтийжесинде α -бөлекшеси артқа қарай қайтыўы мүмкін.

319-сүйрет.
 α -бөлекшениң траекториясының
 "нышанаға алыў" қашықлығы r дан
 ғәрзелигі.

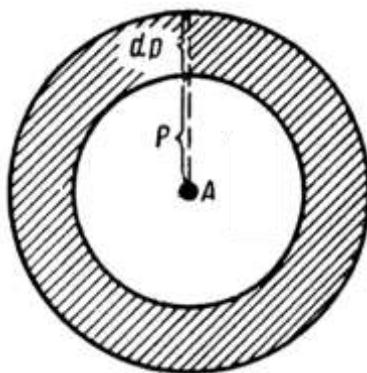


Металл фольганың жапырағы арқалы α -бөлекшелериниң параллель дәстеси өтеди деп болжайық. Мейли, үақыт бирлигиниң ишинде дәстениң бағытына перпендикуляр болған

беттиң бир бирлиги арқалы n_0 бөлекшеше өтетуғын болсын. Үақыт бирлигіндеги мәниси ϑ менен $\vartheta + d\vartheta$ шамаларының ишиндеги мүйешке бұрылатуғын (аұысатуғын) бөлекшелердин санын есаптаймыз. Мейли, ϑ мүйешине аұысыға сәйкес келетуғын нышанаға алыў қашықтығын r арқалы, ал $\vartheta + d\vartheta$ мүйешине аұытқыға сәйкес келетуғын нышанаға алыў қашықтығын $r - dp$ арқалы белгилейик. Бұндай жағдайда бир A атомынан без излеп атырған мүйешке сол A атомынан орай етип алғанда радиусы r ҳәм кеңлиги dp етип алынған сақыйнаның бети арқалы барлық бөлекшелер аұысады (320-сүйрет). Әлбетте, усындағы бөлекшелердин саны $n_0 dS$ ке тең, бул аңлатпада dS арқалы сақыйнаның майданы белгиленген. Егер майданың бир бирлигінде N атом болатуғын болса, онда үақыт бирлигіндеги ϑ менен $\vartheta + d\vartheta$ мүйешлериниң арасында аұысқан α -бөлекшелериниң саны мынаған тең:

$$dn = n_0 N dS. \quad (2)$$

Хәр бир α -бөлекшеси тек бир рет аұысатуғын болған жағдайда ғана бул қатнас дұрыс. Бул жағдайдың жүдә жуқа фольганы алғанда орынланатуғынлығын атап өтемиз.



320-сүйрет.

Бұрылған α -бөлекшелериниң санын
есаплаұға.

Сақыйнаның майданы болған dS шамасы $2\pi r|dp|$ ге тең, нәтийжеде (2)-аңлатпа мынадай түрге енеди

$$dn = 2\pi n_0 N p |dp|. \quad (3)$$

$p|dp|$ аңлатпасын табыў ушын (1)-формуладан пайдаланамыз. Оннан

$$p^2 = \left(\frac{2eE}{Mv^2}\right)^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Бул аңлатпаны дифференциаллап, мынаған ииे боламыз:

$$pdःp = -\frac{1}{2} \left(\frac{2eE}{Mv^2}\right)^2 \frac{\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta.$$

pdp ушын жазылған бул аңлатпаны (3)-аңлатпаға қойып, төмендегидей аңлатпаны табамыз:

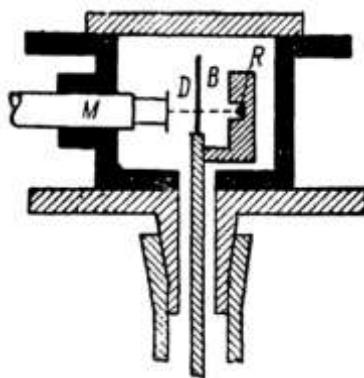
$$dn = \pi n_0 N \left(\frac{2eE}{Mv^2}\right)^2 \frac{\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta$$

ямаса

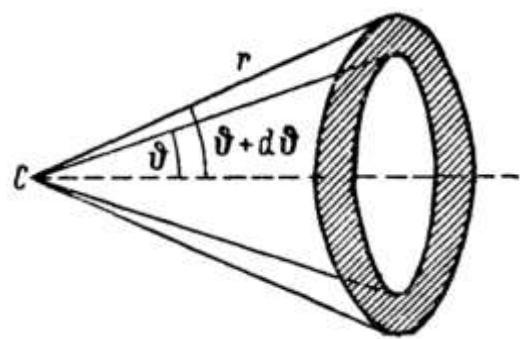
$$dn = n_0 N \left(\frac{2eE}{Mv^2}\right)^2 \frac{2\pi \sin \vartheta}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta. \quad (4)$$

(4)-формуланы пайдаланып, тәжирийбелердин нәтийжелерин теория менен салыстырып көриўге болады. α -бөлекшелердин шашырауы мынадай схема бойынша өткерилди: қорғасын ампулаға жайластырылған радиоактив препараттың кишкене бөлеги (321-сүйрет) B металл фольгасының жапырағына нормаль бағытта α -бөлекшелериниң

жиңишике дәстеси келип түседи. Фольга арқалы өткенде α-бөлекшелери ҳәр қыйлы бағытларда шашырайды. α-бөлекшелерин бақлау ушын олардың флуоресценцияланышы экранда, мысалы, күкіртли цинк экранында жылтылдыларды ("сцинцилляцияларды") пайда ете алыш қәбилетлиги пайдаланылады. Ҳәр бир айырым α-бөлекшеси экранда көз бенен көриү мүмкін болған жылтылдыны пайда еткендей үлкен энергия менен қозғалады. Экранға микроскоп арқалы қарағанда жалтылдылар бойынша экранға келип түскен α-бөлекшелеринин санын есаплауға болады. D экраны M микроскопы менен биргеликтегі орайы шашыратышы B фольгасы шеңбер бойынша қозғала алады. Усының нәтийжесинде ҳәм қыйлы ϑ мүйешлерине шашыраған α-бөлекшелеринин санын анықлауға болады.



321-сүйрет. α-бөлекшелеринин шашырауын бақлау ушын арналған тәжирийбениң схемасы.



322-сүйрет. Экранға келип түсетуғын α-бөлекшелеринин санын есаплауға.

(4)-формула ўақыт бирлигінде ϑ шамасынан $\vartheta + d\vartheta$ шамасына шекемги мүйешлердин ишинде шашырайтуғын бөлекшелердин саны dn ди береди. Басқа сөзлер менен айтқанда dn саны тәбесиндеги мүйештиң мәниси 2ϑ ҳәм $2(\vartheta + d\vartheta)$ шамасына тең конуслардың арасында ўақыт бирлигінде ушып өтетуғын α-бөлекшелеринин санына тең. Егер биз бул конуслардың төбелері C ноқатын орай деп есапладап, оның дөгерегінде радиусы r болған сфераны өткерсек, онда конуслар сфераның бетіндегі майданы $2\pi r \sin \vartheta \cdot rd\vartheta = 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta$ шамасына тең болған жолықты кеседи (322-сүйретте штрихланған). dn дана бөлекшелердин барлығы да усы жолақтың майданына келип түседи. Демек, майданның бир бирлигине саны

$$dn' = \frac{dn}{2\pi r^2 \sin \vartheta \cdot d\vartheta}$$

шамасына тең.

D экранға ўақыттың бир бирлигінде келип түсетуғын α-бөлекшелеринин тап усындағы санының регистрацияланышы керек. Соңғы аңлатпадағы dn ниң орнына оның (4)-аңлатпа бойынша анықланған санын қойып, регистрацияланышы керек болған бөлекшелердин саны ушын

$$dn' = \frac{n_0 N}{r^2} \left(\frac{2eE}{M\nu^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \quad (5)$$

формуласына ииे боламыз. (5)-формуладан тәжирийбениң берилген шарайтларында ϑ мүйеши өзгермейтуғын жағдайда $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ көбеймесинин турақты болып қалыуының керек екенлеги келип шығады. Бақлаулар теорияның бул нәтийжелерин толық тастыыйықлады. XV кестеде алтыннан соғылған фольганың жапырағанда ҳәр қыйлы ϑ

мүйешлерде бақланған сцинцилляциялардың саны болған dn' шамаларының және $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ көбеймесиниң мәнислери көлтирилген.

XV кестеден көринип турғанында, сцинцилляциялардың санының бир неше мың есе өзгергенине қарамастан $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ көбеймесиниң ис жүзинде тұрақлы қалғанлығы көринип тур. Бул жағдайдан α -бөлекшесиниң атомның оң заряды менен Кулон нызамы бойынша тәсирлесетуғынлығын көрсетеди.

(5)-формула бағытын өзгерткен (аўысқан) α -бөлекшелериниң саны бойынша атомның оң заряды болған E шамасының мәнисин анықлауға болады. Себеби сол (5)-формулаға киретуғын басқа барлық шамаларды өлшеүге болады. Атомлар нормаль ҳалда электрлік жақтан нейтраль болғанлықтан, оң заряд E ниң мәниси электронлардың пүтин сан еселенген санына тең: $E = Z|e|$. Бул теңдикте Z - пүтин сан. Резерфордтың ҳәм оның хызметкерлериниң өлшеүлери Z шамасының шама менен атомлық алмағының ярымына тең екенligин көрсетti.

XV кесте.

ϑ , град	Сцинцилляциялардың саны	$dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$
150	33,1	28,8
120	51,9	29,0
105	69,5	27,5
75	211	29,1
60	477	29,8
45	1435	30,8
30	7800	35,0
15	132 000	38,4

Дәүирли системаның басында элементлердин атомлық салмағы Менделеев кестесидеги олардың номерлеринен (қатар санларынан) дерлик дәл еки есе үлкен. Мысалы, углерод алтыншы орында жайласқан, ал оның атомлық салмағы 12 ге тең; алюминий он үшинши орында тұр ҳәм оның атомлық салмағы 27 ге тең; дәүирли кестениң ортасында ҳәм, әсиресе ақырында атомлық салмақлардың саны бул қатнасты қанаатландыратуғын мәнислерден үлкен. Бирақ, турпайы түрде айтқанда, барлық элементлердин атомлық салмағын олардың қатар сынанан еки есе үлкен деп есаплауға болады. Буннан Резерфордтың өлшеүлериниң тиикарында Z шамасы (элементтиң зарядлық саны) Менделеев кестесидеги элементтин қатар санына тең деген гипотеза пайда болды. Кейинирек бул гипотеза жоқары дәлліктегі тастықталды.

Атомның заряды $E = Z|e|$ ни билип, (1)-формула бойынша r "нышанаға алыў қашықтығының" ϑ мүйешиниң қандай мәнисине сәйкес келетуғынлығын анықлауға болады. ϑ мүйешиниң мәниси 150° қа жететуғын айыр элементтер ушын r ниң мәниси 10^{-13} см ге жетеди екен. Бул α бөлекшеси менен атомның орайларының арасындағы қашықтық 10^{-13} см болған қашықтықтарда да өз-ара тәсирлесиү күшлериниң Кулон нызамына бағынатуғынлығын аңғартады. Өз гезегинде, буннан атомның оң зарядларының өлшемлериниң 10^{-13} см шамасынан үлкен емес екенligи келип шығады.

Барлық атомның өлшемлери 10^{-8} см болғанлықтан, демек, тәжирийбелер атомның ядролық моделин гүмансыз тастықтылайды: атомның оң заряды усы атомның көлемине салыстырғанда жүдә киши көлемде топланған.

Бул параграфта алынған нәтийжелерди жуўмақладап, мынаған ийе боламыз: атомның орайында кишкене оң зарядланған ядро жайласады, усы ядрода атомның дерлик барлық

массасы топланған; ядроның заряды $E = Z|e|$ шамасына тең, бул теңлікте Z арқалы Менделеевтиң дәүирлік системасындағы элементтің қатар саны белгиленген. Нормаль ҳалда ядроның дөгерегинде Z дана электрон айланып жүреди.

Усы моделге сәйкес, водород атомы ең әпиүайы атом болып табылады. Онда тек бир электрон бар. Водород атомының ядроның ядролардың ең әпиүайысы. Ол протон атамасына ийе болды. Протонның заряды $+e$ ге тең. Протонның массасы водород атомының $\frac{1835}{1836}$ бөлімінде тең, ал электронның массасы водород атомының массасының $\frac{1}{1836}$ бөлегінде ғана тең. Дәүирлік системадағы водородтан кейинги элемент - гелий болып табылады. Оның атомы нормаль жағдайда еки электронға ийе. Гелий атомының ядроның $+2e$ ге тең ұламбасы протонның массасынан шама менен төрт есе үлкен. Альфа-бөлекшелер гелийдин ядролары болып табылады.

Бирақ, атомның ядролық моделинің классикалық электродинамиканың талаптарына сәйкес келмейтуғынлығын атап өтий зәрүр. Мәселе соннан ибарат, ядроның дөгерегинде айланатуғын электрон тезлениң менен қозғалады, демек, ол электромагнитлик толқынларды нурландырады (332-параграф) ұламбасынан шама менен төрт есе үлкен. Альфа-бөлекшелер гелийдин ядролары болып табылады.

Аұйысыў мүйеши ϑ дин мәнисин есаплау үшін 318-сүйретке қайтып келемиз ұламбасынан r ұламбасы φ поляр координаталарын киргиземиз. Бундай жағдайда α -бөлекшесинин потенциаллық W_p ұламбасы кинетикалық W_k энергиялары былайынша жазылады:

$$W_p = \frac{2eE}{r}, \quad W_k = \frac{M}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2).$$

Толық энергия W үшін

$$W = \frac{2eE}{r} + \frac{M}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) \quad (6)$$

аңлатпасын аламыз.

Усының менен бирге α -бөлекшеси үшін қозғалыс мұғдарының моменти үшін

$$P = Mr^2\dot{\varphi} \quad (7)$$

аңлатпасын жазамыз.

Усы соңғы қатнасты пайдаланып, толық энергия үшін жазылған аңлатпада туындыларды алмастырамыз. (7)-аңлатпадан азимут φ ден үақыт бойынша алынған туынды үшін мынаған ийе боламыз:

$$\dot{\varphi} = \frac{P}{Mr^2}. \quad (8)$$

Радиус-вектор r ден үақыт бойынша алынған туындыны былайынша жазамыз:

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\varphi}\dot{\varphi} = \frac{P}{Mr^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi}. \quad (9)$$

(6)-теңлікке $\dot{\varphi}$ менен \dot{r} дин орынларына олардың (8)-ұламбасы (9)-аңлатпалар бойынша анықланған мәнислерин қойып, мыналарды аламыз:

$$W = \frac{2eE}{r} + \frac{P^2}{2Mr^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{P^2}{2Mr^2}$$

яmasa

$$\frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2MW}{P^2} - \frac{4MeE}{P^2} \cdot \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2}. \quad (10)$$

$\frac{1}{r}$ шамасын ρ арқалы белгилеймиз, бундай жағдайда $\frac{d\rho}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi}$ теңлиги орынлы болады ҳәм (10) формула мынадай түрге ийе болады

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2MW}{P^2} - \frac{4MeE}{P^2} \cdot \rho - \rho^2.$$

Бул аңлатпаны φ бойынша және бир рет дифференциалласақ, онда

$$2 \left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right) \cdot \frac{d^2\rho}{d\varphi^2} = \frac{4MeE}{P^2} \cdot \frac{d\rho}{d\varphi} - 2\rho \frac{d\rho}{d\varphi}$$

теңлигин аламыз. $\frac{d\rho}{d\varphi} \neq 0$ болғанлықтан соңғы аңлатпа мынадай теңликке алып келеди:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{2MeE}{P^2}. \quad (11)$$

Механикадан жабық система үшін қозғалыс мұғдарының моменти P ның турақлы болып қалатуғынлығын белгили. Сонықтан

$$C = \frac{4MeE}{P^2} \quad (12)$$

шамасы турақлы шама болып табылады. Бул C турақтысын (11)-аңлатпаға қойып, биз қарап атырған α -бөлекшесиниң қозғалысын қанаатландыратуғын мынадай дифференциаллық теңлемени аламыз:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = C.$$

Орынларына қойыў жолы менен бул дифференциаллық теңлемениң шешиминиң мынадай функция болып табылатуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады:

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi. \quad (13)$$

Бул аңлатпада A менен B арқалы константалар белгиленген. Бул константаның мәнислерин былайынша табыўға болады: $\varphi = \pi$ теңлиги орынланғанда (318-сүйрет) α -бөлекшеси координата басы O ның шеп тәрепинде шексиз үлкен қашықтықта жайласады ҳәм $\rho = \frac{1}{r} = 0$. Буннан (13)-аңлатпа бойынша $A = C$ теңлигине ийе боламыз. Демек, (13)-теңлик мынадай түрге ийе енеди:

$$\rho = C(1 + \cos \varphi) + B \sin \varphi. \quad (14)$$

Екинши тәрептен $\varphi \rightarrow \pi$ де $r \sin \varphi$ шамасының мәниси p кесиндисиниң узынлығына тең шамаға үмтүлады. Буннан (14) бойынша мынаны аламыз:

$$\frac{1}{p} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{\rho}{\sin \varphi} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \left[\frac{C(1 + \cos \varphi)}{\sin \varphi} + B \right].$$

Усының менен бирге

$$\lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{1 + \cos \varphi}{\sin \varphi} = 0$$

теңлиги орынлы болғанлықтан, жоқарыдағы $\frac{1}{p}$ үшін жазылған аңлатпадан B үшін

$$B = \frac{1}{p}$$

теңлигин аламыз.

Буннан кейин (14)-аңлатпа мынадай түрге енеди:

$$\rho = C(1 + \cos \varphi) + \frac{1}{p} \sin \varphi. \quad (15)$$

Бул аңлатпа гиперболаның теңлемеси болып табылады. Бул гиперболаның бир асимптотасы ab , ал екиншиси bd туýрысы болып табылады. Асимптоталардың арасындағы мүйеш ϑ ди табамыз. 318-сүйреттен α -бөлекшени O ноқатынан он тәрепке қарай шексизликке шекем қышықластырғанда $\rho = \frac{1}{r}$ шамасы нолге тең болады, ал φ мүйешиниң шамасы ϑ мүйешиниң шамасына үмтүлады.

Сонлықтан $\varphi = \vartheta$ теңлиги орынланған жағдайда мынадай теңликті аламыз:

$$C(1 + \cos \vartheta) + \frac{1}{p} \sin \vartheta = 0$$

ямаса

$$\frac{1}{Cp} = -\frac{1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta} = -\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}.$$

Соңғы тенликтен α -бөлекшесиниң траекториясының аүйсыуының

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = -\frac{1}{Cp}$$

тенлигинин жәрдемінде алғынатуғынлығын табамыз.

Бул тенликтеги C ның орнына оның (12) бойынша мәнисин қойып

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{P^2}{2MeEr}$$

аңлатпасын аламыз. Ең ақырында $P = Mpv$ тенлигинин орынлы екенлегин аңғарып (v арқалы α -бөлекшесиниң басланғыш тезлиги белгилендген) тийкарғы тексттеги (1)-формулаға сәйкес келетуғын

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Mv^2}{2eE} p$$

тенлигине ийе боламыз.

§ 341. Атомлық спектрлердеги нызамлықтар. Сызықты спектрлерди изертлеудин нәтийжесинде атомлардың ядерлик модели буннан байлай тастыйықланыуын тапты. Егер атомлардың ишиндеңи электронларды аүыр оң зарядланған ядролардың дөгерегинде дөңгелек ямаса эллипс тәризли орбиталар бойынша қозғалады деп есапласа, онда спектрлердеги сызықлардың тарқалыуы бағынатуғын нызамлықтарды әдеүир жақсы түсіндіриүге болатуғынлығы белгили болды.

XIX әсирдин қасиетінде ярымында сызықты спектрлердин атомлар тәрепине, ал жолақты спектрлердин молекулалар тәрепинен шығарылатуғынлығы белгили болды. Соның менен бирге атомлық спектрлердеги сызықлардың тәртипсиз жайласпайтуғынлығы ҳәм көп жағдайларда белгили группаларды ямаса серияларды (гейпара жағдайларда сол группаларды сериялар деп атайды) пайда ететуғынлығы белгили болды. Мысалы, водородтың спектриндеги көзге көринетуғын ҳәм жақын ультрафиолет областларда спектраллық сызықлардың жүдә айқын көринетуғын сериясының бар екенлеги белгили болды. Бул серияны Швейцариялы физиктиң исми менен Бальмер сериясы деп атайды. Ол бул серияның сызықларының толқын узынлықтарының әпиүайы болған

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (1)$$

формуласының жәрдемінде анықланатуғынлығы белгили болды. Бул формулада λ_0 - базы бир тұрақты, ал $n = 3, 4, 5, \dots$, яғни бир қатар избе-из пүтин санлардың мәнисин қабыл етеди. Егер спектраллық сызықларды толқын узынлықтарының орнына жийиликтер ямаса оларға пропорционал болған толқынлық санлар менен тәрийиплейтуғын болсақ, онда Бальмер формуласына әпиүайырақ түр бериүге болады. Толқынлық сан дегенимизде 1 см узынлықта жайласатуғын толқын узынлықтарын, яғни

$$\nu = \frac{10^8}{\lambda_v}$$

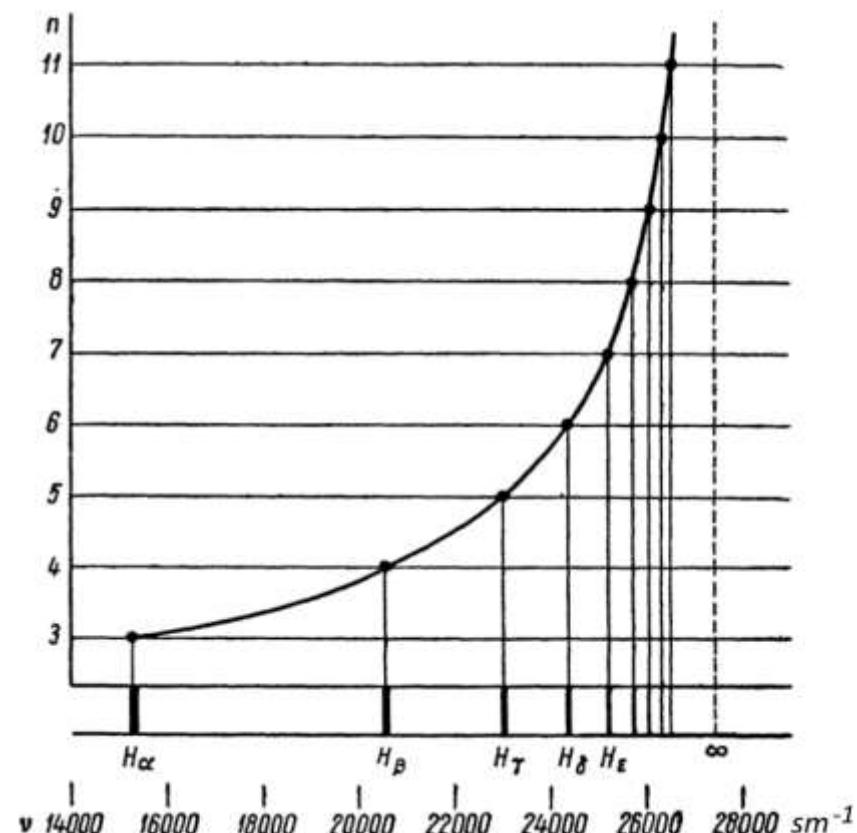
шамасын түсінемиз. Бул тенликтегі λ_v арқалы ангстримлерде аңлатылған ҳәм вакуумге тиисли болған толқын узынлығы белгилендген. Бул жағдайда (1)-формула мынадай түрге енеди:

$$\nu = A - \frac{R}{n^2}. \quad (2)$$

Бул тенликтегі A менен R арқалы тұрақтылар, ал n - бурынғыдан пүтин санлар болып табылады. (2)-формуладан n шамасы үлкейгенде сызықлардың бир бирине тығыз жайласатуғынлығы, соның менен бирге $\nu_\infty = A = 27 419,4 \text{ см}^{-1}$ ямаса $\lambda_\infty = 3646,13 \text{ Å}$ толқын узынлықтарында сызықлардың барлығы базы бир шеклик сызыққа жақынласады.

323-сүйреттиң төменги бөлімінде толқынлық санлар шкаласындағы водородтың сызықтарының жайласыўы, ал жоқарғы бөлімінде ν дің пүтін сан болған n нен ғәрзелігі көрсетилген. Көринип турғанында, ν_{∞} туýрысына асимптоталық жақынласатуғын бир тегис иймеклик алынады.

(1)- ҳәм (2)-формула бойынша есаплау жолы менен алынған толқын узынлықтарының тәжирийбелерде өлшеўлердин салдарынан алынған толқын узынлықтарына қандай дәрежеде жақын екенligи XVI кестеде көлтирилген. Бул XVI кестеде водородтың биринши алты сызықтары ушын толқын узынлықтарының шамалары көлтирилген.



323-сүйрет. Водородтың спектриндеги сызықтардың жайласыўы.

XVI кестеде толқын узынлықтарының есапланған ҳәм бақланған мәнислеринин арасындағы айырманың алтыншы белгиде болатуғынлығы ҳәм бақлау қәтеликлеринин шеклеринен шықпайтуғынлығы көринип түр. Сонықтан Бальмер формуласын физиканың ең дәл орынланатуғын нызамлардың қатарына киреби. Оның өзине тән өзгешелігі спектраллық сызықтардың избе-из қатарының толқын узынлықтарының пүтін санлардан ғәрзели екенлигинде.

Кейинирем Ридберг (2)-формуладағы A ҳәм R шамаларының арасында әпиýайы болған ҳәм дәл орынланатуғын қатнастың орын алатуғынлығын аңғарды:

$$A = \frac{R}{2^2}$$

Солай етип, второродтың Бальмер сериясының сызықтарының толқынлық санларының тек бир тұрақтысы бар формула менен берилетуғынлығын көремиз:

$$\nu = \frac{R}{2^2} - \frac{R}{n^2}, \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (3)$$

R тұрақтысы Ридберг тұрақтысы деп аталады. Оның мәниси мынадай

$$R = 109\,677,6 \text{ sm}^{-1}.$$

Буннан кейин Ридбергке тек водородтың спектринде ғана емес, ал басқа да элементлердин, ең дәслеп силтили металлардың спектрлеринде де нызамлы сериялардың бар екенлигин көрсетиүдің сәти түсти.

Сериялардағы сызықлардың жайласыўларын таллау жолы менен Ридберг сызықлардың жийиликлериниң (ямаса толқынлық санларының) n_1 менен n_2 лердин еки функциясының айырмасынан туратуғынлығын ашты:

$$\nu = T_1(n_1) - T_2(n_2). \quad (4)$$

Хәр бир берилген серия ушын $T_1(n_1)$ тұрақты, ал $T_2(n_2)$ өзгермeli мәниске ие. Өз алдына алынған $T_1(n_1)$ ҳәм $T_2(n_2)$ функциялары спектраллық термлер деп аталады. (3)-формула менен салыстырыў водородтың бальмерлик сызығы ушын

$$T_1(n_1) = \frac{R}{2^2}, \quad T_2(n_2) = \frac{R}{n^2}$$

теңдиклери орын алады.

XVI кесте.

n	Сызықтың белгиси	Есапланған	Бақланған
3	H_α	6562,80	6562,81
4	H_β	4861,38	4861,33
5	H_γ	4340,51	4340,47
6	H_δ	4101,78	4101,74
7	H_ε	3970,11	3970,07
8	H_ξ	3889,09	3889,06

Силтили металлардың серияларында сырттан қарағанда айырым сериялар Бальмер сериясына үсайды. Буның дұрыслығына литийдин спектриндеги айырым серияларға алысырақтан қарау арқалы исениүгे болады (324-сүйрет).

Усы жағдайға тийкарланып, Ридберг ҳәр қыйлы элементлердин спектраллық термлерине водород ушын жазылған термлердин түриндей түр бериүгө тырысты. Атап айтқанда ол терм ушын

$$T(n) = \frac{R}{(n + \alpha)^2} \quad (5)$$

түриндеги аңлатпаны жазды, R - бұрынғы тұрақты, n - пүтин сан, ал α болса дұрыс бөлшектен туратуғын базы бир дүзетиў. Бир серияның барлық сызықлары ушын бул дүзетиўдің шамасы тұрақты болып шығады.

Термлер дәлирек мынадай формуланың жәрдеминде көрсетиледи:

$$T(n) = \frac{R}{\left(n + \alpha + \frac{\beta}{n^2}\right)^2}. \quad (5a)$$

Бул формулада β арқалы α ге салыстырғанда әдеүір киши болған екінши дүзетиў болып табылады.

$n \rightarrow \infty$ шегинде

$$T(n) = \frac{R}{n^2}$$

формуласына ие боламыз, яғни n пүтин саны үлкейгенде барлық термлер кем-кемнен "водород тәризли" термлерге айланады.

Ридберг тәрепинен силтили металларда ҳәр қыйлы болған үш серияның бар болатуғынлығы табылды (324-сүйреттеги литийдин спектрине қараңыз). Бул сериялар мынадай атамаларға ие болды: 1) бас серия, 2) бириňши қосымша серия, 3) екінши

қосымша серия. Бас серия ең жақтылы ҳәм ең аңсат жоллар менен алынатуғын сыйықтарға ийе; бас серияның биринши (алдыңғы) сыйығы улыўма берилген элементтің спектри ушын тән. Усының менен бирге, бас серияның сыйықтары жутылыуды да бақланады. Бул сериялардың ҳәр бириниң өзгөрмели термин жеткиликти дәрежеде дәл түрде (5)-түрдеги формула менен бериүге болады. Бундай жағдайда бас серияның өзгөрмели терми ушын α дүзетиүин p арқалы, биринши қосымша сериядағы дүзетиүди d арқалы, екинши қосымша сериядағы дүзетиүди s арқалы белгилеү қабыл етилген³¹. Еки қосымша сериялардың сыйықтары бир шекке умтылады. Усының салдарынан барлық үш серияның сериялық формулалары мынадай түрге енеди:

бас серия

$$\nu = A - \frac{R}{(n+p)^2}, n = 2, 3, 4, \dots$$

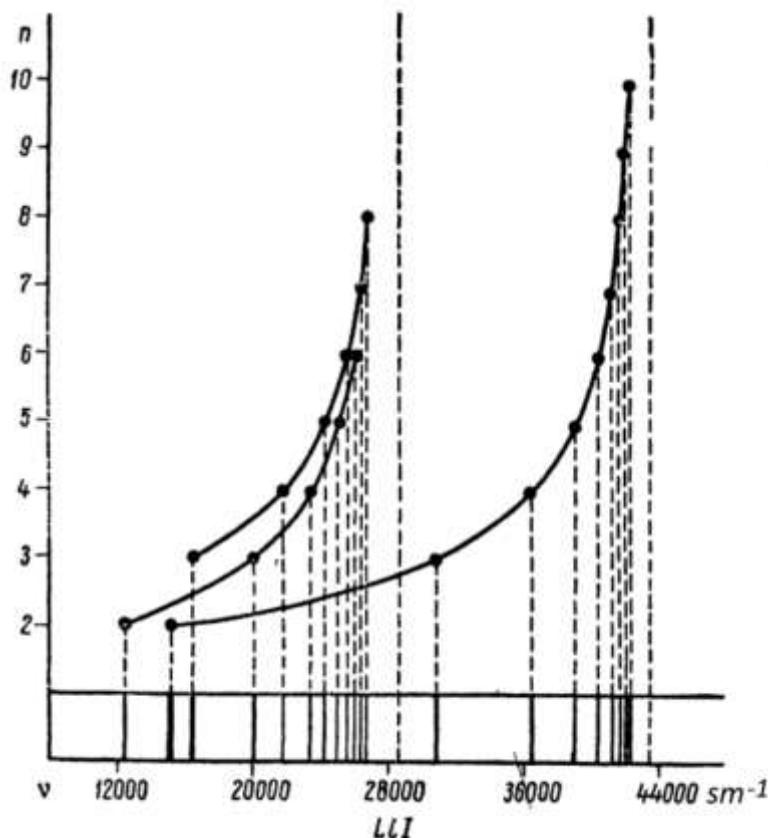
биринши қосымша

$$\nu = B - \frac{R}{(n+d)^2}, n = 3, 4, 5, \dots$$

екинши қосымша

$$\nu = B - \frac{R}{(n+s)^2}, n = 2, 3, 4, \dots$$

Бул аңлатпаларда A арқалы бас серияның шеги, ал B арқалы қосымша сериялардың улыўмалық шеги белгиленген. Анықламасы бойынша s, p, d шамалары дұрыс бөлшеклер болып табылады.



324-сүйрет. Литийдин спектриндеги сериялар.

³¹ Биринши қосымша серияның сыйықтары көбірек жайылған, ал екинши қосымша серияның сыйықтары кескенирек түрге ийе болады. Сонықтан бул серияларды "диффузиялық" ҳәм "кескін" деп атайды.

Буннан кейин Ридберг сериялардың шеклеринин арасындағы қатнасты тапты, атап айтқанда бас серияның шеги

$$A = \frac{R}{(1+s)^2}, \quad (6)$$

ал қосымша сериялардың улыұмалық шеги

$$B = \frac{R}{(2+p)^2}$$

түріндегі жазылады.

Кейинирек, спектрдин инфрақызыл областында силтили металлардың және бир сериясының бар екенлеги анықланды (Бергман сериясы). Оның шеги $\frac{R}{(3+d)^2}$ шамасына тең.

Термлердин белгилениүлерин киргиземиз. Бул белгилеү бойынша $\frac{R}{(3+d)^2}$ термин nX арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда силтили металлардың серияллық формулалары мынадай түрге ийе болады:

бас серия:

$$\nu = 1S - nP, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

екинши қосымша серия:

$$\nu = 2P - nS, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

биринши қосымша серия:

$$\nu = 2P - nD, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

Бергман сериясы

$$\nu = 3D - nF, \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

Хақыйқатында, силтили металларда сывықтардың барлығы дублеттер болып табылады ҳәм бул дублеттер Li де жүдә тар, ал Na де болса кеңирек. Элементтин атомлық салмағы қаншама үлкен болса, бул дублеттер соншама кең болады. Бул дублеттердин тәбиятына биз төменде тоқтаймыз.

Силтили металлардың спектрлеринде сондай сывықтар ушырасады, олардың толқынлық санлары жоқарыда келтирилген аңлатпаларға салыстырғанда термлердин басқаша айырмасы менен аңлатылады. Мысалы:

$$\nu = 2S - nP, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

$$\nu = 3P - nS, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

Жоқарыда айтылғанлардың барлығы жуўмақлаپ, эмпирикалық нызамлықтарды ұлыұма түрде белгіленгенде айтамыз: қандай да бир элементтин спектрин оның сывығының толқын үзынлығы λ ямаса толқынлық сан n менен тәрийиплеүдин орнына пүтин p санлардың функциясы болған спектраллық термлер T менен тәрийиплеүге болады. Бундай жағдайда спектр аз санлардың жәрдемінде тәрийипленеди.

(4)-теңлик бойынша термлердин айырмасын анықлау спектрдин бақланатуғын сывықтарының толқынлық саны n ди береди.

§ 342. Спектраллық термлердин тәбияты. Ең бастап баслап спектраллық термлердин белгили бир физикалық мәниске ийе болыуының керек, ал 341-параграфтағы (4)-қатнастың спектраллық сывықтардың шығарылыуының механизми менен байланыслы екенлеги айқын болды. Бирақ, спектраллық термлердин ҳақыйқый тәбиятын Борға Ридбергтиң жумысларынан отыз жылдан аслам үақыттаң кейин анықланудың сәти түсти. Усының менен бир үақытта Бор Ридбергтиң (4)-қатнасының физиканың тийкарғы нызамларының бири болған нур шығарыў процесси бағынатуғын нызамды аңғартатуғының көрсетти.

Бор Планк тәрепинен усынылған (332-параграф) абсолют қара денениң вибраторларының энергияны үзлиksiz түрде емес, ал порциялар менен шығаратуғынлығы

хақындағы гипотезадан келип шықты. Бул порциялардың шамасы ε шығарылатуғын нурлардың жийилиги v ден ғәрэзли³²:

$$\varepsilon = h\nu. \quad (1)$$

Бор Планктың гипотезасын жақтылық шығарып түрған пүйлар менен газлердин атомларына алып келди: нур шығарыудың элементар акты энергияның (1)-теңлик пенен анықланатуғын монокроматлық v жийилигиндеңи ε порциясының жоғалығынан ибарат.

Нурды шығармaston бурынғы атомның энергиясын W_2 , ал нур шығарғаннан кейинги энергиясын W_1 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда $\varepsilon = W_2 - W_1$ ҳәм (1)-теңлик бойынша:

$$W_2 - W_1 = h\nu$$

яmasa

$$\nu = \frac{W_2}{h} - \frac{W_1}{h} \quad (2)$$

теңликлерин аламыз.

(2)-формуланы

$$\nu = T_2 - T_1$$

Ридберг қатнасы менен салыстырыудан сериаллық термлердин атомның энергиясының мәнисине базы бир аддитивлик турақтыға шекемги дәллікте пропорционал екенligин көрсетти. Тәжирийбе ҳәр бир атомның термлердин белгили болған қатары менен тәрийипленетуғынлығы көрсететуғын болғанлықтан, Бор ҳәр бир атомды энергияның белгили болған W_i мәнислерине сәйкес келетуғын орнықты ұллар менен тәрийипленеди деп болжады. Бул ұллар стационар ұллар деп аталады. Стационар ұлда атом нур шығармайды. Атом бир стационар ұлдан екиншисине өткенде нурланыў орын алады. Бундай жағдайда, Бордың (2)-жийиликлер қағыйдасы нурланыудың өзиниң механизм минитибарға алмастан ҳәр қыйлы стационар ұллардағы атомның энергиялары бойынша олар шығаратуғын жийиликлерди анықлауға, яғни оның спектрин анықлауға мүмкіншилик береди.

Солай етип, ҳәр бир термге атомның энергиясының белгили болған мәниси сәйкес келеди. Биз дәслеп

$$T_i = -\frac{W_i}{h} \quad (3)$$

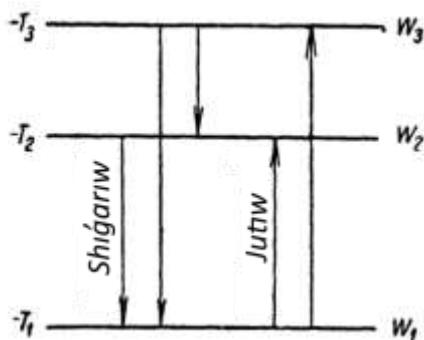
теңлиги орынланады деп болжаймыз³³. Бундай жағдайда Бордың (2)-жийиликлер қағыйдасы тиккелей Ридбергтиң қатнасына алып келеди деп болжаймыз [341-параграфтың (4)-аңлатпасы]. Атомның энергиясы W_i ниң алгебралық мәниси бойынша ең киши мәнисине сан мәниси бойынша ең үлкен терм сәйкес келеди. Энергияның мәнислерин график түрінде көрсетемиз, соның менен ең киши энергияға ең терең қәдди сәйкес келеди деп есаптаймыз (325-сүйрет); оған ең үлкен терм сәйкес келетуғын болады. Берилген сыйық пайда болатуғын қәддилердин арасындағы өтийге сәйкес келетуғын сыйықтардың шығарылығын еки қәддини тутастыратуғын стрелканың жәрдемінде сүйретлеймиз.

Әдеттегидей жағдайларда атом энергияның ең киши мәниси сәйкес келетуғын стационар ұлда турады. Басқа сөз бенен айтқанда: нормаль жағдайда атом ең төменги қәддиде жайласады. Усындағ ұлда түрған атом нурланырмайды. Егер, қандай да бир сыртқы энергиялық тәсир менен атом үлкен энергияға иие басқа стационар ұлға

³² в ҳәриби менен жийиликлер де, толқынлық санлар да белгиленеди.

³³ Кейинирик биз атомның энергиясының терис екенligин көремиз (потенциаллық энергияның нолинши мәнисин сәйкес түрде сайлап алған жағдайда). Сонықтан (3)-формуланың оң тәрепи минус белгиси менен алынған.

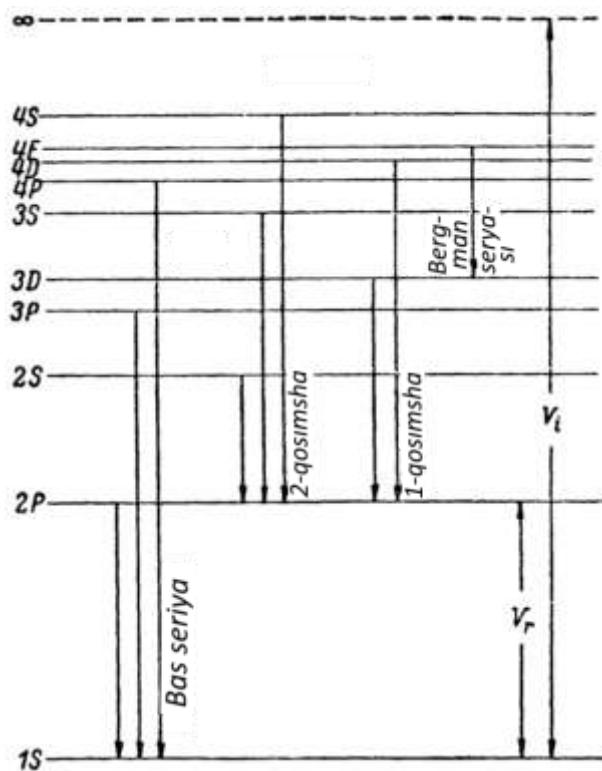
өткерилиетуғын болса (яғнай жоқарырақ қәддиге көтерилген болса), онда кери қарай өтийдиң барысында ол (2)-формула менен берилетуғын жийилик пенен белгили болған сзықты шығарады. Силтили металларда ең тереңде 1S қәдди жайласады (326-сүүрет). Энергиясы бойынша оған ең жақыны 2P қәдди болып табылады, бул қәддиге нормаль шарайт 1S тен атомды өткериү ең аңсаты болып табылады. 2P қәддиден 1S қәддиге кери өтийге бас серияның $\nu = 1S - 2P$ бас сзығы сәйкес келеди. Солай етип, бул сзықтың барлық спектр ушын ең тән сзық екенлиги түсіндіриледи, бул сзық басқаларына салыстырғанда аңсат қоздырылады. Спектрдеги буннан кейинги сзықтарды қоздырыў ушын атомға оны жоқарырақ болған энергия қәддилерине өткериү ушын көбірек энергияны беріүге туýры келеди.



325-сүүрет.
Атомның энергиясының қәддилери.

Силтили металлардың спектрлериндеги 341-параграфта көрсетилген серияларды түсіндіриў ушын атомлардағы энергия қәддилеринің арасындағы барлық өтийлердин барлығының жүзеге келмейди, ал олардың айырымлары ғана жүзеге келеди деп есаплаў керек болады. Өтийлер ушын шеклерди, базы бир сайлап алғы қағыйдаларын қойыў керек. Бул сайлап алғы қағыйдалары мынаған алып келинеди: S термлери тек P термлери менен, P термлери тек S ҳәм D термлери, D терми тек P ҳәм F термлери менен ҳ.т.б. "комбинацияланады".

326-сүүрет.
Силтили металлардың қәддилеринин
схемасы.



Сайлап алыў қағыйдалары бойынша $1S$ нормаль қәддиге атом тек nP қәддилеринен ғана өте алады. Бундай жағдайда жийиликлер қағыйдасы бойынша мынадай сзықлар

$$\nu = 1S - nP, \quad n = 2, 3, 4, \dots,$$

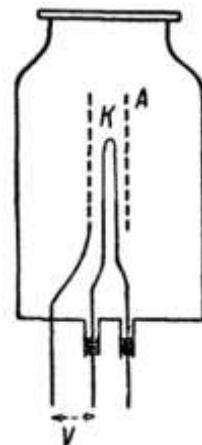
яғный бас серияның сзықлары шығарылады. Бундай жағдайда $1S$ терминиң мәниси бас серияның шегин анықлады. $2P$ қәддине атом nD қәддинен де, жоқарырақ болған nS қәддинен де өте алады. Бундай жағдайда мынадай сзықлар

$$\nu = 2P - nD, \quad n = 3, 4, \dots,$$

$$\nu = 2P - nS, \quad n = 3, 4, \dots,$$

яғный қосымша сериялардың екеүиниң де сзықлары шығарылады. $2P$ қәдди олардың улыұмалық шегин береди. Солай етип, қәддилердин схемасы қосымша сериялардың улыұмалығын түсіндіреди.

Нурланыў атомның энергиясы көп стационар ҳалынан энергиясы киши болған стационар ҳалға өтийиниң салдарынан жүзеге келеди. Ал жұтыў болса кери бағыттағы өтиўлер менен байланыслы. Нормаль ҳалда атом ең киши энергияға ийе ҳалда туратуғын болғанлықтан, атомның жоқарырақ қәддилерден нормаль қәддиге өтийиниң салдарынан пайда болатуғын спектраллық сзықларының толқын узынлықтарына сәйкес келетуғын жақтылықтарды ғана жута алатуғынлығы келип шығады (яғный бас серияның сзықларының жийиликлеридеги жақтылықты). Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей, бул жағдай тәжирийбеде ҳақыйқатында да тастырыланады.



327-сүрет.

Электронлардың урылыўы менен өткерилген тәжирийбениң схемасы.

Қәддилердин турған орынларын тәжирийбелерде тиккелей тексерип көриўге болады. Бундай тәжирийбелердин қатарына ең дәслеп схемасы 327-сүретте көрсетилген электронлардың урылыўы бойынша өткерилген тәжирийбе киреди. Эвакуацияланған металл ыдыстың орайында цилиндр түриндеги қыздырылған K катоды жайластырылған. Усы катодтан шыққан электронлар катод пенен цилиндр түриндеги металл тордан исленген A анодының арасына түсирилген майданның тәсиринде тезленеди. Катод пенен анодтың арасындағы қашықтық ыдысты толтырып турған изертленетуғын пүйдің атомлары менен соқлығыспайтуғындағы етип сайлап алынады. Усының салдарынан анодқа жеткен электронлардың энергиясы eV ға тең (V арқалы катод пенен анодтың арасындағы потенциаллар айырмасы белгилендеген). Үйдистың дийўалларының потенциалы анодтың потенциалындағы етип услап түрүлады. Усының салдарынан тор тәризли анодтың саңлақтары арқалы өтип, буннан кейин майдан болмаған кеңисликте турақты тезлик пенен қозғалады. Усы кеңисликте пүйдің атомлары менен соқлығысын жүзеге келеди. Бундай жағдайдағы жылтылдағы жақтылықтың шығыўын ыдыстың жоқарғы бөліміндеғи айна арқалы бақлауға болады.

Электронның энергиясы eV киши болған жағдайда атомды нормаль ҳалдан энергиясы бойынша ең жақын болған ҳалға өткере алмайды ҳәм соқлығысы ў серпимли түрде болады ҳәм бундай жағдайда ҳеш қандай жылпылды бақланбайды. Электронның энергиясы атомды келеси стационар ҳалға өткериүге жеткилики болса, ол соқлығысы ўда толығы менен атомға бериледи (электронның массасы атомның массасынан көп киши болғанлықтан). Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, соқлығысы ўдан кейин атом нормаль ҳалға өткенде усы $\Delta W = eV$ энергияны жийилиги

$$\nu = \frac{\Delta W}{h} = \frac{eV}{h} \quad (4)$$

яmasa толқын ұзынлығы

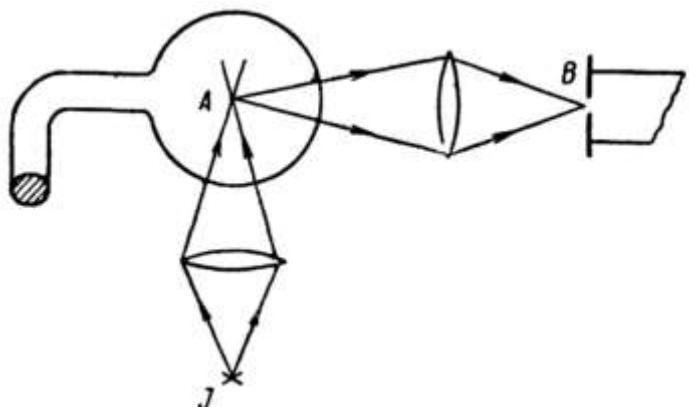
$$\lambda = \frac{ch}{eV}$$

шамасына тең нурланыў түринде қайтарып береди. Бул теңликтерде c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги. e , h ҳәм c ның сан мәнислерин қойып ҳәм λ ни ангстремлерде, ал V ны вольтлерде аңғартсақ, тезлетиўши потенциалдың мәниси бойынша шығарылатуғын сыйықтың толқын ұзынлығын анықлауға болатуғын қатнасты алғыға болады:

$$\lambda = \frac{12\,340}{V}. \quad (5)$$

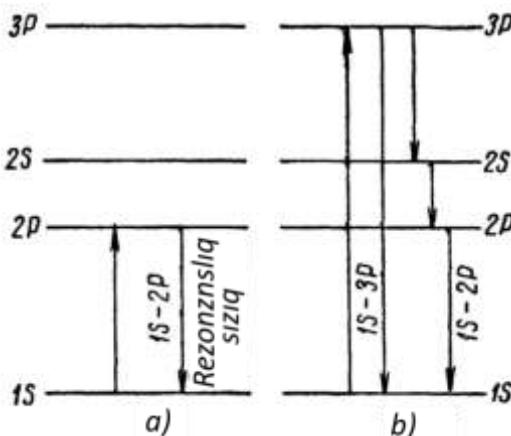
Жоқарыда айтылғанлардан қоздырыўшы электронлардың энергиясы әстелик пenen ескенде W энергияның мәниси атомды нормаль ҳалдан жақын қозған ҳалға өткериў ушын жеткилики болғанша жақтылықтың шығыўының орын алмайтуғынлығы келип шығады. Усы энергияға сәйкес келетуғын тезлетиўши потенциал V ның мәниси *критикалық* деп аталады. Тезлетиўши потенциал V ның мәниси критикалық потенциалға тең болған жағдайда толқын ұзынлығы (5)-қатнас пenen анықланатуғын тек бир сыйық шығарыла баслады. Бул сыйықты ҳәм оған сәйкес келетуғын потенциалды *резонанслық* деп атайды. Электронлардың энергиясының буннан былай үлкейиўи менен спектрдин барлық сыйықтары биринен соң бири көрине баслады.

328-сүйрет.
Пуўлардың флуоресценциясы
бойынша өткерилген
тәжирібениң схемасы.



Қәддилердин схемасынан көринип турғанындай (326-сүйрет), бас серияның бас сыйығы $\nu = 1S - 2P$ резонанслық сыйық болып табылады. Натрий болған жағдайда бул D-сыйық деп аталатуғын сары сыйық болып табылады; оған сәйкес келетуғын резонанслық потенциал 2,1 В ке тең. Ҳақыйқатында да, натрийдиң пуўлары арқалы энергиясы 2,1 эВ тен киши болған электронларды өткөргендеге жақтылықтың жылпылдан шығыўы бақланбайды. Электронлардың энергиясының шамасы 2,1 эВ ке жеткенде тек сары сыйық ғана бақланады. Келип урылатуғын электронлардың энергиясының өсиўи менен басқа сыйықтар да пайда болады. Тап усындей құбылыслар басқа да элементлерде бақланады.

Қәддилердин схемасын тастыйықлайтуғын тәжирийбелердин екинши топары флуоресценция менен өткерилиген, солардың ишинде резонанслық жақтылық шығарыў менен өткерилетуғын тәжирийбелер болып табылады. Биринши рет Вудтың көрсеткениндей, жийилиги натрийдин сары сыйығы менен сәйкес келетуғын жақтылық пенен жақтыланырғанда натрийдин пүүларының өзи сол $\nu = 1S - 2P$ сары сыйықты шығара баслайды (резонанслық жақтылық шығарыў). Натрий пүүларының флуоресценциясы бойынша өткерилиген тәжирийбениң схемасы 328-сүйретте көрсетилген. Бул сүйретте A - ишинде киши басымдағы натрий пүүлары бар ыдыс; J - натрий жақтылығының дереги. Бақлау AB бағытында өткерилемеди. Флуоресценция спектри спектрографтың жәрдеминде изертленеди. Энергия қәддилери көз-қарасларынан шыққан ҳалда бул құбылысты натрий атомы жақтылықты жутып, нормаль $1S$ ҳалдан қоңсы $2P$ ҳалға өтеди (329-а сүйрет). Кери бағытта $1S$ ҳалға қайтып келгенде ол $\nu = 1S - 2P$ жийилигинде сыйықты, яғни жутқан сыйықты нурланырады. Натрийдин пүүларын жийилиги натрийдин бас сериясының екинши сыйығы $\nu = 1S - 3P$ да сәйкес келетуғын ультрафиолет жақтылық пенен жақтыланырған жағдайда да пүүдің жақтылық шығарыў бақланады (флуоресценция). Бирақ, бул жағдайда тек жутылған сыйықтың өзи ғана емес, ал қайтадан $\nu = 1S - 2P$ сыйық та шығарылады. Бул факт те аңсат түсіндіриледи: $3P$ қәддинен атом $1S$ қәддине $\nu = 1S - 3P$ сыйығын нурланырып тек тиккелей өтип ғана қоймай (329-б сүйрет), аралықтың қәддилер, мысалы $3P$ дан $2S$ ке, $2S$ тен $2P$ да ҳәм ең ақырында $2P$ дан $1S$ ке өтийи мүмкін; бул соңғы өтийде $\nu = 1S - 2P$ сары сыйығы нурланырылады; басқа еки өтийлерге спектрдин үзақ инфракызыл областында жататуғын $\nu = 1S - 3P$ ҳәм $\nu = 1P - 2S$ сыйықтары сәйкес келеди. Вуд өзи өткерген тәжирийбелеринде бул сыйықтардың бар екенligин аңғармаған.



329-сүйрет.
Атомлардың флуоресцентлик жақтылық шығарыўының пайда болыўы.

Қәддилердин схемасы тап сондай етип бир атомлы газлер менен пүүлардың флуоресценциясын таллауға мүмкіншилик береди. Бир қатар элементлердин (Hg, Sr, Pb) флуоресценциясының спектрин үйрениү бойынша усындау тәжирийбелерди А.Н.Тренин тәрепинен өткерилди.

§ 343. Водород атомының ҳәм оған үқсас болған ионлардың қурылышы. Биз жоқарыда атомның энергия W_i дин белгилі болған энергиялары менен тәрийипленетуғын бир қатар орнықлы (стационар) ҳалларда тұратуғынлығының туұрыдан-туұры өткерилиген тәжирийбелерде тастыйықланатуғынлығын көрдік. Усының менен бирге бундай ҳаллардың болыўы классикалық электродинамиканың көз-қараслары бойынша мүмкін емес (340-параграф). Демек, атомның ишиндеги процесслердин қандай да бир басқа нызамларға бағыныўы керек. Бун нызамларды анықлауға бағдарланған бириңиң тырысы 1912-жылы Бор тәрепинен исленди. Усының менен бирге Бор классикалық физиканың

нызамларынан толық бас тартпауға тырысты. Бирақ, буннан кейин классикалық физиканың көз-қарасларын атомның ишинде жүретуғын процесслерге пүткіллей қолланыўға болмайтуғынлығы (348-параграф) ҳәм оларды кванттық механиканың көз-қараслары менен алмастырыудың зәрүрлиги айқын болды (362-параграф). Бор ҳәм бир қатар буржуазия физиклери буннан атомлардың ишинде жүретуғын процесслердин объективлик кеңисликлик-ұқыттық тәрийиплемесин бериүге болмайды деген мағанадағы дұрыс болмаған, идеалистлик жуўмақтарды шығарыўға тырысты. Ҳақыйқатында, мәселе бизиң билимлеримиздин кеңеиүи, классикалық физикаға белгилі болмаған жаңа объективлик нызамлықтарды анықлаудан ибарат. Атомлардың ишинде жүзеге келетуғын процесслердин ҳақыйқый нызамларын толық емес ашқан Бордың дәслепки теориясын пайдаланыўдың шеклери болды: теория ең әпиүайы атомлардың, тийкарынан водород пенен оған уқсас болған ионлардың тийкарғы қәсийетлерин ғана анықтай алды. Ядролық модель көз-қарасы бойынша водород атомы заряды $E = +e$ ге тең болған ядродан ҳәм оның дөгерегинде айланатуғын заряды $-e$ ге тең болған бир электроннан туралды. Бор ядроның дөгерегиндеги электронның барлық қозғалысларының ишинде r қозғалыс муғдары $\hbar = h/2\pi$ шамасын (h арқалы Планк тұрақтысы белгиленген) пүтин санға көбейткенде сәйкес келетуғын қозғалыслардың стационар болатуғынлығын болжады:

$$r = n\hbar. \quad (1)$$

Пүтин сан болған n саны 1, 2, 3, ... квант саны деп аталады. Мәниси тек үзликли болған шамалардың қатарына тең болған энергия ҳаққында гәп еткенде, оны "квантланған" деп атайды.

Электрон қозғалыстың стационар ҳалларының биринде жайласқан болса, онда ол классикалық электродинамиканың нызамларына бағынбайды ҳәм соның нәтийжесинде энергияны (жақтылықты) нурландырмайды. Жақтылықты шығарылыўы тек бир стационар ҳалдан (W_i энергияның үлкен мәнисине ийе) басқа стационар ҳалға өткенде (W_i энергиясының шамасы киши болған) жүзеге келеди; бундай жағдайда, 342-параграфтағы (2)-формулаға сәйкес жийилиги

$$\nu_{ik} = \frac{W_k}{h} - \frac{W_i}{h} \quad (2)$$

шамасына тең болған монохромат жақтылық шығарылады.

Бул гипотезалардың дұрыс екенлигин тастықтауда жағдай (2)-формула менен анықланған ν_{ik} шамаларының тәжирийбеде анықланған мәнислерге дәл сәйкес келийи болып табылады. Бундай жағдайда уқсаслық тек водород атомы ушын емес, ал водородқа уқсас болған барлық ионлар ушын да, яғни бир электроннан басқа барлық электронларынан айрылған ионларда орын алады.

Водород атомын да, оған уқсас болған ионларды биргеликте қараў ушын заряды $E = Ze$ шамасына тең ядродан ҳәм бир электроннан туратуғын атомлық системаны қараймыз. Водород ушын $Z = 1$, бир рет ионластырылған гелий ушын (He^+) $Z = 2$, еки рет ионластырылған литий ушын (Li^{++}) $Z = 3$ ҳ.т.б. Дәслеп ядроның массасын электронның массасы m ге салыстырғанда шексиз үлкен деп есаплаймыз.

Ядро менен электронның арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши кулонлық күш болып табылады:

$$f = -\frac{Ze^2}{r^2}.$$

Бул формулада r арқалы ядро менен электронның арасындағы қашықтық белгиленген. Усы күштин тәсиринде электрон ядроның дөгерегинде кеплерлик эллипс түриндеги, дара жағдайда дөңгелек түриндеги орбита бойынша қозғалады. Дәслеп дөңгелек орбиталарда иркileмиз.

Кулонлық майдандағы электронның потенциаллық энергиясы мынаған тең:

$$W_p = -\frac{Ze^2}{r}.$$

Кинетикалық энергия болса

$$W_k = \frac{mv^2}{2}$$

шамасына тең. Толық энергия болған

$$W = W_p + W_k$$

шамасы мынаған тең:

$$W = -\frac{Ze^2}{r} + \frac{mv^2}{2}.$$

Кулон күши болған $f = -\frac{Ze^2}{r^2}$ күши орайға умтылыўшы күш болып табылады. Дөңгелек орбита ушын оның мәниси $\frac{mv^2}{2}$ қа тең. Буннан

$$\frac{Ze^2}{r} = mv^2 \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз.

Усы қатнасты пайдаланып, толық энергия ушын жазылған (3)-теңдикти байлайынша көширип жазамыз:

$$W = -\frac{Ze^2}{2r}. \quad (5)$$

(1)-теңдиктеги Бордың квантлық шәрти стационар орбиталардың радиусларын анықлауға мүмкіншилік береди. Дөңгелек орбита ушын қозғалыс мұғдарының моменти p мынаған тең:

$$p = mvr. \quad (6)$$

(4)- ҳәм (6)-теңдиклерден дөңгелек орбиталардың радиуслары ушын

$$r = \frac{p^2}{me^2 Z}$$

аңлатпасын аламыз. Бул теңдикке r ның орнына оның (1)-теңдик бойынша мәнисин қойсақ, онда

$$r = n^2 \frac{\hbar^2}{me^2} \cdot \frac{1}{Z} \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$$

шамасы водород атомындағы бириңиши, яғни ядроға ең жақын болған дөңгелек орбитаның радиусы болып табылады. Бул теңдикке \hbar , m ҳәм e ниң орнына олардың мәнислерин қойсақ, онда $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см шамасын аламыз. Буннан Бордың гипотезасы тийкарында алынған водород атомының өлшемлериниң газлердин кинетикалық теориясынан алынатуғын өлшемлерге тең екенлиги көринип түр. Водород атомындағы ҳәм оған үқсас болған атомлардағы қалған атомлардың радиусларын a_0 арқалы аңлатыуға болады:

$$r = n^2 \frac{a_0}{Z}. \quad (7a)$$

Толық энергия ушын (5)- ҳәм (7)-қатнаслардың тийкарында мынаған ийе боламыз:

$$W = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}. \quad (8)$$

Енди

$$R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} \quad (9)$$

турақтысын киргиземиз. Бул турақтыда с арқалы жақтылықтың бослықтағы тезлиги белгиленген. Бундай жағдайда толық энергия

$$W = -\frac{RhcZ^2}{n^2} \quad (8a)$$

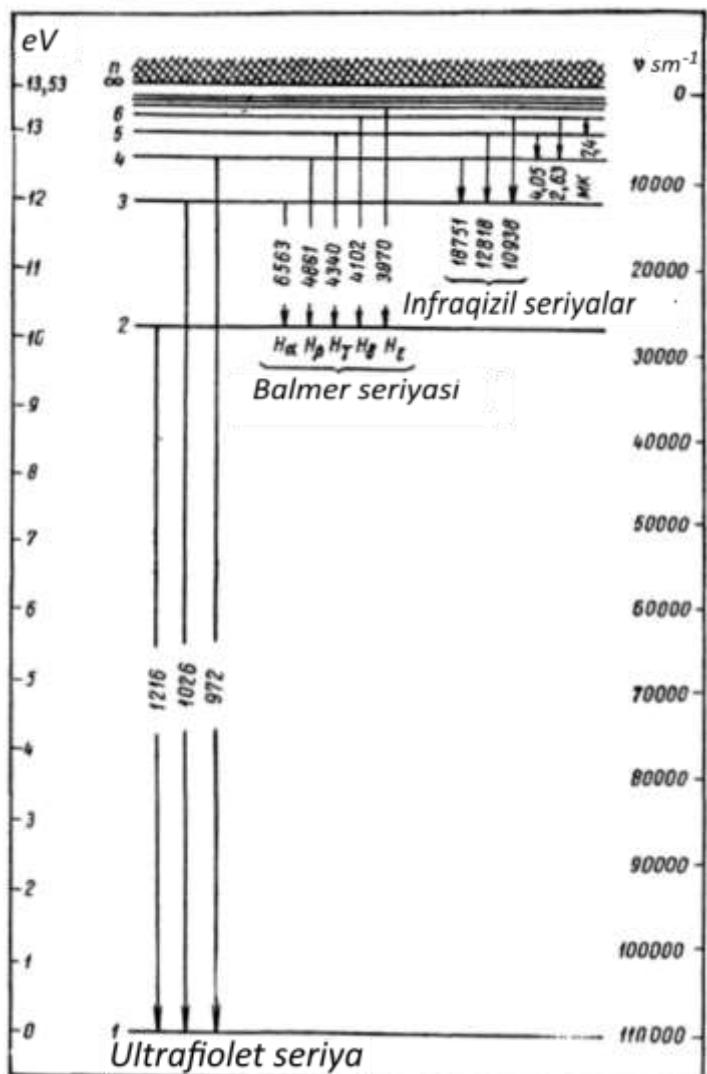
түрине енеди. (8a) аңлатпасын 342-параграфтағы термлер менен стационар ҳаллардың энергиясы менен байланысты сәүлелендиретуғын (3)-формула менен салыстырып, терм ушын мынадай теңдикти табамыз:

$$T = \frac{RcZ^2}{n^2}. \quad (10)$$

Егер термди толқынлық санларда аңлатсақ ҳәм оларды ν арқалы белгилесек, онда

$$\nu = \frac{RZ^2}{n^2} \quad (10a)$$

аңлатпасына ийе боламыз. $Z = 1$ болған жағдайда бул аңлатпа водород тәризли термлердин әмпирикалық мәнислерине дәл сәйкес келеди [341-параграфтағы (3)-формулаға қараңыз]. R шамасының мәниси Ридберг турақтысының мәнисине тең. Оның (9)-теңдік бойынша Планк турақтысы менен жақтылықтың тезлиги менен анықланған сан мәниси әмпирикалық мәнис пенен жақсы сәйкес келеди.



330-сүйрет. Водородтың қәддилеринің схемасы.

Улыўма жағдайда ядро менен бир электроннан туратуғын атомлық система үлкен n_k квант саны менен тәрийипленетуғын стационар ҳалдан киши n_i квант саны менен тәрийипленетуғын стационар ҳалға өткенде Бор қағыйдастына сәйкес жийилигинин мәниси

$$\nu_{ik} = \frac{W_k}{h} - \frac{W_i}{h} = \frac{me^4Z^2}{4\pi\hbar^2} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right)$$

шамасына тең болған сыйықты шығарады. Егер толқынлық санға өтетуғын болсақ, онда

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) \quad (11)$$

аңлатпасына иие боламыз.

$Z = 1$ ҳәм $n_i = 2$ теңликлери орынланған жағдайда алынған формула Бальмердин водородлық формуласына дәл сәйкес келеди. Солай етип, Бальмер сериясы водород атомы жоқары стационар ҳаллардан екинши стационар ҳалға өткенде шығарылады екен (330-сүйрет). Биринши стационар ҳалға (нормаль стационар ҳалға) өткенде сыйықтардың мынадай сериясы шығарылады:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

Спектрдин алыштағы ультрафиолет обласында жатқан водород сыйықтарының бул сериясы усы серияның бар екенлигин теориялық жоллар менен болжағаннан кейин Лайман тәрепинен өткөрілген экспериментлерде табылды. Оның бас сыйығы $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ толқын узынлығына сәйкес келеди.

Үшинши стационар ҳалға өткенде спектрдин инфрақызыл обласында жататуғын ерия шығарылады:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

Ал төртинши ҳәм бесинши ҳалларға өткенде алыштағы инфрақызыл сериялар шығарылады:

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Бул сыйықтардың бақланған толқын узынлықтары XVII кестеде берилген.

XVII кесте

n	$R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$
4	18 761 \AA	-	-
5	12 818,3 \AA	4,052 мкм	-
6	10 938,2 \AA	2,63 мкм	7,463 мкм

Солай етип, атомлық водородтың спектринин $Z = 1$ болған жағдайда (11)-Бальмер формуласы менен толық қамтып алынады. Тап сол формула $Z = 2$ болған жағдайда ионластырылған гелийдин спектрин береди Спектроскопияда нейтраль атомды рим цифрасы I менен, бир рет ионластырылған оң ионды II, еки рет ионластырылған оң ионды III х.т.б. арқалы белгилейди. Усы белгилеуди киргизип, He II серияларының

$$\nu = 4R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right)$$

түрине иие болатуғынлығын көремиз. При $n_i = 1$, $n_k = n = 2, 3, 4, \dots$ болған жағдайда спектрдин шетки ультрафиолет обласында жатқан серия алынады:

$$\nu = 4R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Бул серияның биринши еки сывықларының толқын узынлықтары $\lambda = 303,78 \text{ ҳәм } \lambda = 256,55 \text{ Å}$ ге тең. $n_i = 2, n_k = n = 3, 4, 5, \dots$ болған жағдайда

$$\nu = 4R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

сериясы алынады. Оны

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right)$$

түріндеге де жазыўға болады. Буннан жуп n лерде оның водородтың ультрафиолет сериясы менен сәйкес келетуғын сывықларды беретуғынлығы келип шығады. $n = 3, 5, 7, \dots$ теңликлері орынланған жағдайларда водородтың сәйкес $\lambda = 1640,51 \text{ Å}, \lambda = 1084,99 \text{ Å}$ толқын узынлықтарының арасында жайласатуғын сывықлар алынады ҳ.т.б. Усының менен бирге

$$\nu = 4R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right)$$

сывықлары ушын да тап сондай жағдай орын алады. Оның сывықларының ҳәр биреүинен кейинги сывық водородтың бальмерлик сывығына сәйкес келеди. Бул серия Бор теориясы пайда болмастан бурын базы бир жулдызлардың ҳәм думанлықлардың спектрлеринде бақланды ҳәм оларды қәте түрде водородқа тийисли деп есаплады. Кейинирек, ол таза гелийдин жақтылық шығарыўында лабораториялық шарайтларда да алынды. Бұндай жағдайда өлшеўлер гелийдин сывықларының водородлық сывықларға дәл сәйкес келмейтуғынлығын көрсетти. Бул жағдай XVIII кестеде көринип тур.

XVIII кесте.

He II	6560,13	5411,55	4859,34	4541,61	4338,69	4199,85	4100,00
H I	6562,81	-	4861,33	-	4340,47	-	4101,74

Тап усындай жағдай екинши сывығы $\lambda = 1215,180 \text{ Å}$ шамасына тең $\nu = 4R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ сериясына да тийисли. Ал, соның менен бир үакытта водородтың ультрафиолет сериясының биринши сывығының толқын узынлығы $\lambda = 1215,683 \text{ Å}$ ге тең.

Егер Ридберг турақтысының сан мәниси бир рет Бальмердин водородлық сериясының толқын узынлықтарының эмпирикалық мәнислери бойынша, ал екинши рет ионластырылған гелийдин толқын узынлықтарының эмпирикалық мәнислери бойынша анықланатуғын болса, онда ҳәр қыйлы мәнислер алынады:

$$R_H = 109\,677,6 \text{ sm}^{-1}; R_{He} = 109\,722,3 \text{ sm}^{-1};$$

Олардың қатнасы мынаған тең:

$$\frac{R_H}{R_{He}} = 0,999593.$$

Бул қатнас Бор теориясы тәрепинен тиккелей түсіндіриледи. Ҳақыйқатында да, жоқарыда көлтирилген есаплаўларда ядроны қозғалмайды деп есапладық. Бұндай жағдайда ядроның массасының оның дөгерегинде айланып жүрген электронның массасына салыстырғанда шексиз үлкен болыўы керек. Сонықтан ядроның ядро менен электронның улыўмалық салмақ орайының дөгерегиндеги қозғалысын итибарға алыў керек болады. Сәйкес есаплаўлар ядроның қозғалысының энергияның ҳәм Ридберг турақтысының мәнислерине тәсир ететуғынлығын көрсетеди. Ядроның қозғалысын есапқа алғанда Ридберг турақтысы ушын мынадай аңлатпа алынады:

$$R = \frac{R_{\infty}}{1 + \frac{m}{M}} \quad (12)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпада M - ядроның массасы, m - электронның массасы, R_{∞} - ядро қозғалмайды деп есапланған жағдайдағы, яғни (9)-формула бойынша анықланатуғын Ридберг тұрақтысы. Усы қатнасты пайдаланғанда тәжирийбелердин нәтийжелерине толық сәйкес келетуғын

$$\frac{R_H}{R_{He}} = \frac{1 + \frac{m}{M_{He}}}{1 + \frac{m}{M_H}} = \frac{1 + \frac{1}{4 \cdot 1836}}{1 + \frac{1}{1836}} = 0,999696$$

шамасын аламыз.

Усыған сәйкес келетуғын атомлық салмағы 2 ге тең болған водородтың изотопындағы (дейтерийдеги) аүйисыұдың әдеттеги водородтың сывықларына қатнасы бойынша да анықланады.

XIX кесте.

Белгиси	α	β	γ	δ
H^1	6562,846	4861,322	4340,458	4101,731
D^2	6561,063	4759,992	4339,277	4100,621
$\Delta\lambda_{baql}$	1,783	1,330	1,181	1,110
$\Delta\lambda_{esapl}$	1,783	1,326	1,185	1,119

XIX кестеде водородтың аүйр изотопы ушын есапланған толқын узынлықтары менен В.И.Черняев тәрепинен үлкен дифракциялық пәнжерениң жәрдемінде өлшеудің нәтийжесинде алынған шамалар салыстырылған. Жоқарғы еки қатарда әдеттеги водородтың (H^1) ҳәм оның аүйр изотопының (дейтерийдің, D^2); үшинши қатарда олардың арасындағы айырма, ал төртінши қатарда (12)-қатнастың тиикарында есаплаудың нәтийжесинде алынған шамалардың арасындағы айырма көлтирилген.

Тәбиии араласпада водородтың аүйр изотопы D^2 жеңіл водородқа шама менен 1:5000 қатнасындағы болып араласқан. Сонлықтан тәбиии водородтың спектрин бақлағанда D^2 ниң сывықлары жүдә әззи ҳәм олардың тек жүдә үлкен экспозициялардаған бақланыўы мүмкін. D^2 ниң сывықларын бақлау ушын әдетте водородың, мысалы сүйдің электролизинің нәтийжесинде аүйр изотоп пенен жасалма турде байытылған араласпасын пайдаланады. Тап сондай аүйисыұй дейтерийдің (D^2) ҳәм тритийдің (атомлық салмағы 3) ке тең болған водородтың изотопы, T^3) сывықларының арасында бақланады.

$Li III, Be IV, \dots$ лердин спектрлері $Z = 3, 4, \dots$ болған жағдайлар ушын Бальмердин (11)-ұлыұмаласқан формуласы менен өз ишине алады. Олардың сывықлары спектрдин ұзақ ультрафиолет обlastына жылышқан. $Li III, Be IV, B V$ ҳәм $C VI$ ушын бас серияның сывықларының жиийиликтері

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (13)$$

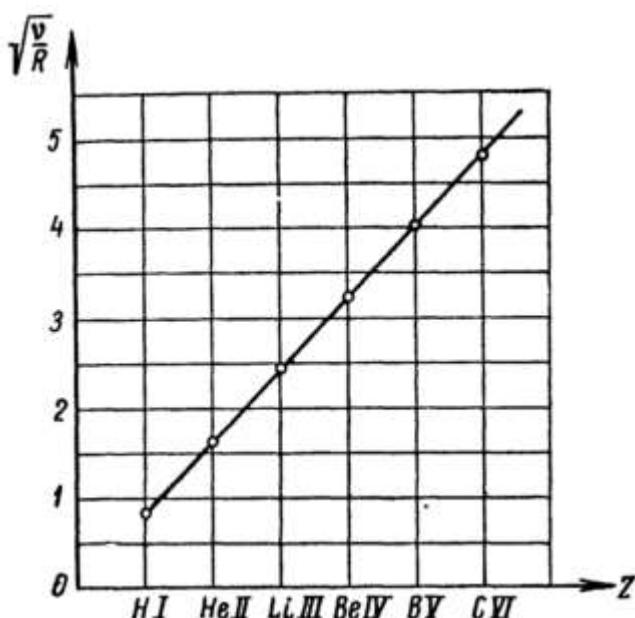
формуласының жәрдемінде бериледи. $H I, He II, Li III, Be IV, B V, C VI$ қатары изоэлектронлық деп аталады, себеби ядроның дөгерегінде айланатуғын электронлардың саны оның барлық ағзалары ушын бирдей. Көрсетилген ионлардың ядроларының массаларының ҳәр қыйлы болғанлығы себепли олар ушын Ридберг тұрақтысының мәнислері ҳәр қыйлы; $Li III$ ҳәм $Be IV$ ушын олар: $R_{Li} = 109 728,6$, $R_{Be} = 109 730,5$ шамаларына тең. Көринип тұрғанындағы, R дің арасындағы айырма үлкен емес ҳәм биз оларды буннан былай R_{∞} шамасына тең деп есаптаймыз. Бундай жағдайда (13)-формула изоэлектронлық қатардың басларындағы сывықлар ушын:

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3}{4} RZ^2$$

теңлигин береди. Буннан

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = \sqrt{\frac{3}{4} \cdot Z} \quad (14)$$

формуласын аламыз. Тап усы ғәрэзликке үсаған ғәрэзликти изоэлектронлық қатардың бир бирине үсаған сыйықтарын салыстырғанда да (яғни берилген n_k ҳәм n_i квант санлары менен тәрийипленетуғын қәддилердин арасындағы өтиўлерде пайда болатуғын) алыша болады. Бул ғәрэзликтерден изоэлектронлық қатардың бир бирине уқсас сыйықтарының жиийиликлеринен алынған квадрат түбірдиң зарядлық сан Z ке пропорционал өтетуғынлығын көрсетеди. 331-сүйретте $\sqrt{\nu/Z}$ шамасының Z тен графикалық ғәрэзлиги көрсетилген. Бул ғәрэзлик туұры сыйық пенен көрсетиледи. Бул қатнасты *Мозли нызамы* деп атайды³⁴.



331-сүйрет.

Изоэлектронлық қатар элементтери ушын $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ шамаларының зарядлық сан Z тен ғәрэзлиги.

Водород атомының модели оның критикалық потенциалларын да анықлауда мүмкіншиликті береди. Мысалы, бириңи ұльтрафиолет серияны қоздырыу ушын, яғни

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad \lambda = 1216 \text{ Å}$$

сыйығын қоздырыу ушын водород атомындағы электронды $n = 2$ орбитасына өткериү керек. Оның ушын 342-параграфтағы (5)-формула бойынша

$$V_1 = \frac{12\ 340}{1216} = 10,5 \text{ eV}$$

теззетиүши потенциал керек болады.

³⁴ Генри Гвин Джефрис Мозли (инглиз тилинде Henry Moseley; 1887-жылы 23-ноябрь күни тууылған ҳәм 1915-жылы 10-август күни Осман империясындағы Галлиполь ярым атауында Екинши Жер жүзи урысының сауашларының биринде 28 жасында қайтыс болған британиялы физик, рентген спектроскопиясының тийкарын салыўшылардың бири. Гейпара китапларда Мозли дин өрніна Мозели сөзі де қолланылады (Аўдарыўшылар).

Электронды атомның нормаль орбитасынан шексизликке алыслатыў ушын, яғни атомның ионизациясы ушын сан мәниси нормаль орбитаның энергиясына тең болған жұмысты орынлау керек:

$$|W| = \frac{Rhc}{1^2} = 2,15 \cdot 10^{-11} \text{ erg}$$

ямаса электронвольтлерде

$$|W| = 13,53 \text{ eV}$$

шамасындағы жұмысты ислеў керек.

Сәйкес потенциалды ионизациялық потенциал деп атайды. Термлер энергияларға пропорционал болғанлықтан, ионизациялық потенциал ең тереңдеги термниң мәниси бойынша анықланады. Ионизациялық потенциалларды өлшеудің усыллары II томдағы 188-параграфта қаралды.

Әдеттеги жағдайларда водород еки атомнан туратуғын болғанлықтан, критикалық потенциалларды экспериментлерде тексерип көриў қызынласады. Сонынан, дәслеп молекулаларды атомларға бөлиү ҳәм оннан кейин олардың жақтылықты шығарыўы ушын қоздырыў керек болады. Бұны жұдә жоқары температураларда диссоциацияланған водород пенен экспериментлер өткериў жолы менен ислеўге болады. Усындағы жоллар менен алынған қоздырыў потенциаллары менен ионизация потенциалы теориялық алынған мәнислерге жеткиликли дәрежеде сәйкес келеди.

Атомның ионизациясы тек электронлардың урылышының ғана есабынан емес, ал жақтылықтың жұтылышының есабынан да жүзеге келеди. Атом тәризли водород ушын жұтылышының сывығынан серияның сывықтары $\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ болып табылады. Усы сывықтардың бирине сәйкес келетуғын жақтылықты жүтқанда атом нормаль ҳалдан сывықтың жийилиги қанша үлкен болса, соншама жоқары ҳалға өткерилемеди. Жұтылған жақтылықтың жийилиги ν_i серияның шеги $R/1^2$ қа сәйкес келетуғын ν_∞ жийилигинен үлкен болған жағдайда электрон атомнан пүткіллей жулып алынады, бундай жағдайда артықмаш энергия оған тезлик беріў ушын жұмсалады. Жақтылықтың тәсиринде электронның атомнан жулып алыныш процесси фотоионизация деп аталады; оған серияның шеги болған ν_∞ шамасының шеклеринен сыртта жайласатуғын жұтылдың тутас спектри сәйкес келеди. Усынан сәйкес, 330-сүйретте $n = \infty$ қәддиден жоқарыда жайласқан штрихланған жолақ энергияның мүмкін болған энергияларының үзлиksiz областы жайласады.

He II, *Li III*, *Be IV*, *B V*, *C VI* ионларының тап сондай болған потенциаллары, яғни олардан ең соңғы электронды жұтып алыў жұмыслары (басқалары жулып алынған деп есапланады) олардың ең терең терми болған RZ^2 шамасының мәниси бойынша анықланады.

§ 344. Эллипс тәризли орбиталар. Улыўма жағдайда ядроның кулонлық майданында қозғалатуғын эллипс тәризли орбита бойынша қозғалады. Бундай жағдайда 343-параграфтағы (1)-Бор шәрти мүмкін болған барлық эллипслердин ишиндең қайсысының атомның стационар ҳалына сәйкес келетуғынан анықлау ушын жеткиликли емес.

Стационар ҳалларды қанаатландыратуғын шәртлер үлыўма түрде Зоммерфельд тәрепинен берилди ҳәм оның мәниси мынадан ибарат: егер i еркінлик дәрежесине ийе механикалық система q_i үлыўмаластырылған координаталар ҳәм оларға сәйкес келетуғын

$$p_i = \frac{dW_k}{d\dot{q}_i}$$

үлыўмаластырылған импульслер менен тәрийипленетуғын болса (W_k - системаның кинетикалық энергиясы, \dot{q}_i - координатадан үақыт бойынша алынған түүйнды), онда

$$\oint p_i dq_i = n_i h \quad (1)$$

шәртін қанаатландыратуғын ҳаллар стационар бола алады. Бул теңлікте h - Планк турақтысы, n_i - пүтин квант саны. Бул шәртлерді квантлық шәртлер деп атайды.

(1)-квантлық шәртлердеги интеграллау q_i өзгериүшисиниң барлық өзгериү обlastына тарқатылады.

(1)-квантлық шәртлердин тийкарында өткерилген есаплаұлар тек әпиүайы атомлық системалар ушын тәжирійбелер менен сәйкес келетуғын нәтижелерди береди. Қурамалырақ болған жағдайларда (1)-шәртлер орынланбайды ҳәм есаплаұларды ҳәзирги заман квантлық механикасының тийкарында өткериү керек болады. Бирақ, усындағы жағдайлардың орын алыўына қарамастан, биз (1)-квантлық шәртлердин қолланылығында тоқтап өтемиз. Себеби олар бизлердин атомлар ҳақындағы билимлеримиздин рауажланыўында үлкен орынды ийеледи.

Дөңгелек орбита болған жағдайда (1)-шәртлер Бордың бурынғы бир шәртине алып келинеди. Ҳақыйқатында да, берилген радиуста ҳәм орбитаның берилген тегислигінде шеңбер бойынша қозғалыс бир еркинлик дәрежесине ийе болған қозғалыс болып табылады. Бундай жағдайда бирден-бир координата сыпатында $\varphi = 0$ дең $\varphi = 2\pi$ ге шекемги шеклерде өзгеретуғын φ азимуттың алыныўы мүмкін. Бул координатада сәйкес келетуғын улыўмаластырылған импульс электронның қозғалыс мүғдарының моменти болып табылады; ол өзинин турақты мәнисин сақтайты $p_\varphi = p = const$. Бундай жағдайда (1)-шәртлер мынаған алып келинеди:

$$\int_0^{2\pi} p \cdot d\varphi = nh$$

ямаса

$$2\pi p = nh$$

ҳәм бүннан

$$p = n \left(\frac{h}{2\pi} \right) = n\hbar$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Эллипс тәризли орбита болған жағдайда ядро эллипстин фокусларының бириnde жайласады.

Тегис эллипс тәризли орбита еки еркинлик дәрежесине ийе қозғалыс болып табылады. Бундай қозғалысты тәрийиплеу ушын биз r ҳәм φ поляр координаталарынан пайдаланамыз. Соңықтан, (1)-шәртлер бойынша

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi \cdot d\varphi = n_\varphi h, \quad \int_0^{2\pi} p_r \cdot d\varphi = n_r h \quad (2)$$

шәртлерин қанаатландыратуғын эллипслер стационарлық болады. Пүтин болған n_φ ҳәм n_r санлары азимуталлық ҳәм радиаллық квантлық санлар деп аталады.

(2)-теңліклердеги бириңи интеграл қозғалыс мүғдарының моменти $p_\varphi = p$ турақты болғанлықтан дөңгелек орбита болған жағдайдағыдай

$$p = n_\varphi \left(\frac{h}{2\pi} \right) = n_\varphi \hbar$$

теңлигине ийе боламыз.

Екинши интегралда интеграллау r дің өзгериүиниң барлық обlastына, яғни перигелийдеги r_{min} нен афелийдеги r_{max} шамасына шекемги өзгериү обlastына ҳәм перигелийге қайтқанда r_{min} ге шекемги обlastқа тарқалыўы керек. Сәйкес есаплаұлар

екинши квантлық шәрттің нәтийжесинде эллипстің эксцентрикситеті е ге белгили бир шектиң қойылатуғынлығы келип шығады. Бул шектиң мәнисинин

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} = \frac{n_r + n_\varphi}{n_\varphi}$$

теңлигин қанаатландырыуы керек.

Зоммерфельдтиң шәртлери ақыр-аяғында (3)- ҳәм (4)-теңликлер орынланатуғын эллипс тәризли орбиталар стационар орбиталар болып табылады.

Радиаллық ҳәм азимуталлық квантлық санлар n_r менен n_φ дин қосындысы $n_r + n_\varphi$ шамасын *бас квант саны* деп атайды. Бас квант санын n арқалы белгилеп

$$n_r + n_\varphi = n \quad (5)$$

теңлигин аламыз. Бундай жағдайда (4)-шәрт мынадай түрге енеди:

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{n_\varphi^2}{n^2}. \quad (4a)$$

Сәйкес есаплау электронның стационар қозғалысына сәйкес келетуғын эллипс тәризли орбиталардың үлкен ярым көшери ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$a = n^2 \frac{\hbar^2}{me^2 Z}. \quad (6)$$

Бул теңликтегі n арқалы *бас квант саны* белгиленген. Бул аңлатпаны 343-параграфтағы (7)-аңлатпа менен салыстырып мынаны көремиз: эллипслердин үлкен ярым көшерлери сәйкес дөңгелек орбиталардың радиусларына сәйкес келеди. Дөңгелек орбита бойынша қозғалыстағы бирден-бир квант саны n ниң орында азимуталлық ҳәм радиаллық (*бас квант саны*) санларының қосындысы тур. Киши b ярым көшери квант санларының екеүинен де өз алдына ғәрэзли. Ҳақыйкатында да,

$$b = a\sqrt{1 - \varepsilon^2}$$

теңлигинин орынлы екенligин итабарға алсақ, онда $1 - \varepsilon^2$ шамасының орнына оның (4a) аңлатпасындағы мәнисин қойсақ, онда

$$b = n_\varphi n \frac{\hbar^2}{me^2 Z}, \quad \frac{b}{a} = \frac{n_\varphi}{n} \quad (7)$$

теңликлерине ийе боламыз. Стационар эллипс тәризли орбиталар бойынша қозғалыстағы энергия ушын аңлатпа мынадай болады:

$$W = \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}. \quad (8)$$

Бул теңликтен W ниң стационар дөңгелек орбита бойынша қозғалыстағы формула менен берилетуғынлығын көремиз. Тек бурынғы квант санының орнында *бас квант саны* тур. Солай етип, орбитаның эксцентрикситетинің болыуы стационар ҳаллардың энергияларының мәнислерин өзгертпейди екен. Усының менен бирге водородтың ҳәм оған үқсас болған ионлардың спектрине тийисли болған әпиүайы дөңгелек орбиталар ушын алынған жүймақтар өзлериниң күшинде қалады. Тек W энергияның мүмкін болған энергиясының ҳәр бир мәнисине электронның ҳәр қыйлы қозғалыс мұғдарының моментлерине жуўап беретуғын бир емес, ал бир неше орбита сәйкес келеди. Себеби ҳәр бир *бас квант саны* n де азимутал квант саны ҳәр қыйлы мәнислерге ийе бола алады. Усындаи ҳалларды *азғынған ҳаллар* деп атайды. Азимуталлық квант санының $n_\varphi = 0$ мәнисине ядро арқалы өтетуғын туұры сызық сәйкес келеди; электронның усындаи туұры бойынша қозғалысының орын алыўын мүмкін емес деп есаплад, биз n_φ шамасын бирден баслап пүтин санларды қабыл етеди деген жүймақта келемиз; бундай жағдайда $n = n_r + n_\varphi$ теңлигинин орынлы болыўына байланыслы, n ниң берилген мәнисинде азимуталлық ҳәм радиаллық квант санларының мынаған тең екенligине ийе боламыз:

$$n_\varphi = 1, 2, \dots, n, \quad n_r = (n - 1), (n - 2), \dots, 0. \quad (9)$$

Буннан бас квант саны n нин өзінде геометриялық жақтан ҳәр қыйлы болған n дана орбитынаң болыуының мүмкін екенлиги келип шығады; олардың барлығына энергияның бир W мәниси ҳәм бирдей үлкен ярым көшер a сәйкес келеди. (4)-теңдик оларда эксцентрикситетлер e ҳәм, соған сәйкес, киши ярым көшерлер b ҳәр қыйлы.

$n_r = 0, n_\varphi = n$ мәнислерине дөңгелек, $n_r = n - 1, n_\varphi = 0$ мәнислерине ең созылған эллипс сәйкес келеди.

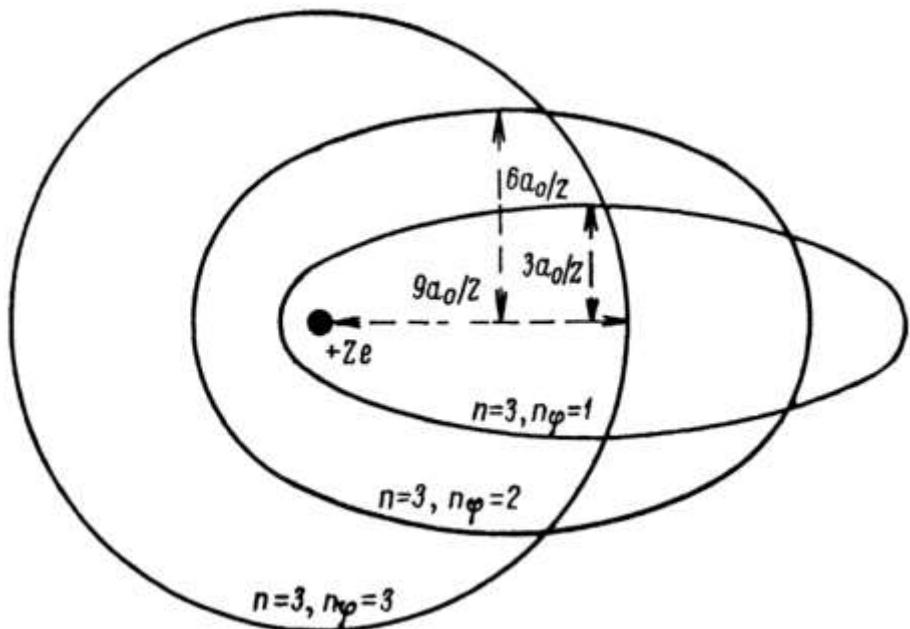
332-сүйретте $n = 3$ ке сәйкес келетуғын орбиталар көрсетилген. Бул жағдайда үш мүмкіншіліктиң орын алғыўы мүмкін:

$$\text{a) } n_\varphi = 3, n_r = 0, a = b = \frac{9a_0}{z} \text{ (дөңгелек);}$$

$$\text{б) } n_\varphi = 2, n_r = 1, a = \frac{9a_0}{z}, b = \frac{2}{3}a \text{ (эксцентрикситети } \varepsilon = \frac{\sqrt{5}}{3} \text{ ке тең эллипс);}$$

$$\text{с) } n_\varphi = 1, n_r = 2, a = \frac{9a_0}{z}, b = \frac{1}{3}a \text{ (эксцентрикситети } \varepsilon = \frac{\sqrt{8}}{3} \text{ ке тең эллипс).}$$

Сырттан ҳеш қандай тәсирлер болмаған жағдайда бир квант саны менен ҳәр қыйлы эллипслер бойынша қозғалыста электрон бирдей энергияға ийе болады. Егер қандай да бир сыртқы тәсир, мысалы, сыртқы электр майданы бар болған жағдайда, бирдей энергияға сәйкес келетуғын, бирак, ҳәр қыйлы геометриялық формаға ийе болған орбиталар ҳәр қыйлы өзгерислерге ушырайды. Бул жағдай спектрдеги өзгерислерде көринеди. Тап усындај жағдай атомның ишиндеги тәсирлерде де жүзеге келеди. Ядроның дөгерегинде бир неше электронлар айланатуғын атомларды бундай күшлер бар болады. Бұндай жағдайда ҳәр бир электрон ушын ҳәр қыйлы геометриялық формаларға ийе эллипс тәризли орбиталарға басқа электронлар тәрепинен ҳәр қыйлы күшлер түсириледи. Биз төменде бул себептің силтили металларда ҳәр қыйлы сериялардың болатуғынлығы түсіндіретуғынлығын көремиз.



332-сүйрет. Электронның бас квант саны n нин $n = 3$ мәнисине сәйкес келетуғын ҳәр қыйлы орбиталары.

Зоммерфельд водород ушын да, оған уқсас болған ионлар ушын да бирдей квант саны менен ҳәр қыйлы эллипслер менен қозғалғанда энергиялардың қатаң түрде бирдей болмайтуғынлығын көрсетти. Оның себеби салыстырмалық принципи бойынша электронның массасының тезликтен ғаррезлигі менен байланыслы; егер m_0 арқалы тынышлықтағы электронның массасы, ал m арқалы

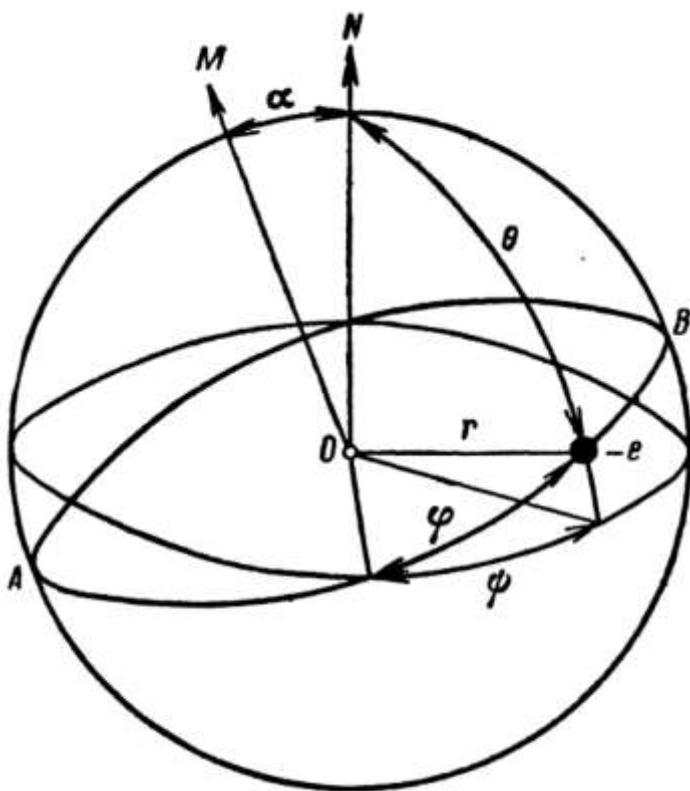
v тезлиги менен қозғалатуғын электронның массасы белгиленген болса, онда салыстырмалық принципи бойынша (301-параграф):

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

теңлиги орынлы болады. Бул теңликте $\beta = v/c$, c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги. Эллипс қаншама созылған болса, онда перигелийде ол ядроға соншама жақын келеди ҳәм электронның тезлиги үлкен болады; бундай жағдайда массасы тезликтен ғәрәзлигинен келип шығатуғын дүзетиүдин շамасы соншама үлкен болады. Бул дүзетиү энергияның базы бир өзгерисин пайда етеди³⁵.

Зоммерфельд бул өзгерислер менен водородтың ҳәм ионластырылған гелийдин сыйықларының жуқа структурасы деп аталатуғын структурасын түсіндіриүге тырысты. Мәселе соннан ибарат, жоқары ажыратта алғаштырылған қабилетлигіне ийе асбап пенен бақлағанда бул элементлердин сыйықлары бир бирине жақын жайласқан бир неше қураушылардан турады. Бирак, бундай түсіндіриү хақықаттықта толық сәйкес келмейді.

§ 345. Кеңисликтеги квантланыў; атомлардың магнит моментлери. Ядроның кулонлық майданының тәсіринде электрон тегис эллипс тәризли орбита бойынша қозғалады. Бирақ орбитаны сондай түрткінин болыўы мүмкін, мысалы сыртқы магнит майданы менен, бундай жағдайларда орбиталар тегис болыўдан қалады. Бундай жағдайда электронның қозғалысы үш еркинлик дәрежесине ийе болған қозғалысқа айланады ҳәм стационар орбиталар 344-параграфтағы (1)- үш кванттық шәртлерди қанаатландырыуы керек.



333-сүйрет.
Орбитаның кеңисликтеги
квантланыўы.

Әпиўайы жағдайды қараймыз: сыртқы магнит майданы ҳәлсиз болсын ҳәм ұсының менен бирге орбитаның өзгериске үшырауы да киши. Бундай жағдайда орбита

³⁵ Шын мәнисинде энергияның өзгерисин $W = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ дүзетиүи тиккелей тәмийенлейди (Аударыўшылар).

бурынғысынша эллипс болып қала береди. Бирақ бул эллипс жатқан тегислик сырттан түсирилген тәсирдин, яғни сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда белгили мүйешке бурылған болады. Сфералық r, ϑ, ψ координаталарын киргиземиз (333-сүйрет); мейли, ON - сыртқы магнит майданының бағыты, OM электронлық AB орбитаға түсирилген нормаль ҳәм бул нормаль менен ON ниң арасындағы мүйеш α болсын. Усының менен бирге орбита тегислигинен баслап есапланатуғын φ азимутын киргиземиз. Биз өзгериске ушыратылмаған эллипслик қозғалысты қарап атырмыз. Соныңтан қозғалыс муғдарының моменти p мынадай қатнасты қанаатландырады:

$$p = n_\varphi \hbar. \quad (1)$$

Бул теңдикте n_φ арқалы азимуталлық квантлық сан белгиленген. Екинши тәрептен, сфералық координаталарда

$$\begin{aligned} \int p_r dr &= n_r \hbar, \\ \int p_\vartheta dr &= n_\vartheta \hbar, \\ \int p_\psi dr &= n_\psi \hbar \end{aligned} \quad (2)$$

квантлық шәртлериниң орынланыуы керек. Бул аңлатпаларда p_ψ арқалы ψ азимутына сәйкес келетуғын экваторлық тегисликте есапланған улыұмаластырылған импульс, ал, әлбетте, p_ψ - қозғалыс муғдарының моменти p ның сыртқы магнит майданы ON ге түсирилген проекциясы:

$$p_\psi = p \cos \alpha. \quad (3)$$

Қозғалыстың барысында қозғалыс муғдарының моменти p турақлы болғанлықтан, оның сыртқы магнит майданының бағытына түсирилген p_ψ проекциясы да турақлы болады. Буннан, (2) деги квантлық шәртлердин ең ақырғысы мынаны береди:

$$p_\psi = n_\psi \left(\frac{\hbar}{2\pi} \right) = n_\psi \hbar. \quad (4)$$

(1)-, (3)- ҳәм (4)-аңлатпаларды салыстырып, мынаны табамыз:

$$n_\psi = n_\varphi \cos \alpha.$$

n_ψ квант санын m арқалы белгилеу қабыл етилген. Бундай жағдайда тәмендегилерди алады:

$$\cos \alpha = \frac{n_\psi}{n_\varphi}, \quad (5)$$

$$p_\psi = \frac{m}{n_\varphi} p. \quad (5a)$$

$|\cos \alpha| \leq 1$ аңлатпасы орынлы болғанлықтан пүтин сан болған m мынадай мәнислерди қабыл ете алады:

$$m = n_\varphi, n_\varphi - 1, \dots, 0, \dots, n_\varphi. \quad (6)$$

Солай етип, биз қарап атырған жағдайда $\cos \alpha$ шамасы ҳәр қыйлы болған $2n_\varphi + 1$ мәниске ийе болады. Усыған сәйкес m ниң берилген мәнисинде $2n_\varphi + 1$ ҳәр қыйлы мәнислерди қабыл етеди. Ал усы жағдайға байланыслы, қозғалыс муғдарының моменти p сырттан түсирилген бағытқа салыстырғанда $2n_\varphi + 1$ ҳәр қыйлы болған ҳалда жайласады. Квантлық механикада жүдә әззи сыртқы майда ушын алынған усы жуўмақтың улыұма жағдай ушын да, қәлеген кернеўліктеги майдан ушын да дұрыс болатуғынлығы көрсетиледи.

Қозғалыс муғдарының моменти векторы \mathbf{p} сырттан түсирилген тәсирдин бағытына салыстырғанда оның усы бағытқа түсирилген проекциясы $|p_\psi|$ ның шамасы пүтин сан еселенген \hbar қа тең болатуғында α мүйешлеринде жайласады, яғни

$$p_\psi = m\hbar. \quad (4a)$$

Бул теңлікте m ниң мүмкін болған мәнислері (6)-теңліктің жәрдемінде анықланады.

334-сүйрет $p = 1\hbar, 2\hbar, 3\hbar$ болған жағдайларға тиисли. Жоқарыда айтылғанлар бойынша \mathbf{p} векторы сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда биринши жағдайда үш, екінши жағдайда бес ҳәм үшинши жағдайда жети ҳәр қыйлы жағдайларда тұра алады. Сыртқы майданының бағытына түсирилген оның проекциялары сәйкес 0, $\pm\hbar$; 0, $\pm\hbar$, $\pm 2\hbar$; ҳәм 0, $\pm\hbar$, $\pm 2\hbar$, $\pm 3\hbar$ мәнислерине ийе болады.

Классикалық электродинамика бойынша, қозғалатуғын электрон тоқ сыйқылды қоршаған кеңисликте магнит майданын пайда етеди. Пайда болған магнит майданы моменти

$$\mu = \frac{1}{c} \cdot \frac{e}{\tau} A$$

шамасына тең болған магниттің майданындай (II том, 201-параграф). Бул теңлікте A - электронның орбитасы шеклеп турған беттің майданы, τ - айланыў дәүири.

Эллипс ушын

$$A = \int_0^{2\pi} \frac{r^2}{2} d\varphi = \int_0^\tau \frac{p}{2m} dt = \frac{\tau}{2m} p.$$

Буннан

$$\mu = \frac{e}{2mc} p \quad (7)$$

теңлигине ийе боламыз.

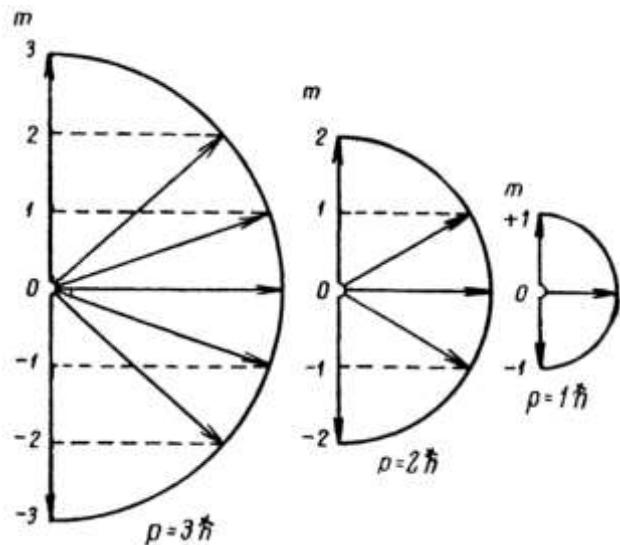
μ магнит моменти қозғалыс муғдарының механикалық моменти \mathbf{p} менен бағытлас болғанлықтан, (7)-теңлікти векторлық түрде көширип жазыўға болады:

$$\mu = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m} \right) \mathbf{p} \quad (7a)$$

Электронның эллипс тәрізли орбита бойынша қозғалысындағы магнит ҳәм механикалық моментлериниң арасындағы бул қатнас улыўмалық болып табылады ҳәм әпиўайы эллипслерден өзгеше болған орбиталар ушын да дұрыс нәтийжени береди.

334-сүйрет.

Сырттан түсирилген бағытқа салыстырғандағы p моментинин мүмкін болған ориентациялары.



(7)-аңлатпаға p ның орнына оның

$$p = n_\varphi \hbar$$

мәнисин қойып мынаны аламыз:

$$\mu = n_\varphi \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}. \quad (8)$$

(8)-теңліктен стационар орбита бойынша қозғалғанда электронның магнит моментлеринің турақты болған

$$\mu_\varphi = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}$$

шамасынан пүтин сан есе өзгеше болатуғынлығы келип шығады. Бул шаманы *Бор магнетоны* деп атайды. Оған e , \hbar ҳәм m шамаларының мәнислерин қойсақ, онда

$$\mu_\varphi = 0,918 \cdot 10^{-20} \text{ erg/gs}$$

шамасына ийе боламыз.

Электронның орбиталық қозғалысының магнит моменти механикалық моментке параллель болғанлықтан, кеңисликий квантланыў қағыйдалары оның ушын да тарқалады: сыртқы магнит майданында μ магнит моменти сыртқы майданның бағытына белгили болған α мүйешлери менен жайласа алады, бул мүйешлердин мәнислеринің қатары (5)-шартты қанаатландырады.

Атомларда магнит моментлериниң болатуғынлығы менен кеңисликий квантланыў құбылысы атомлық дәстениң сыртқы бир текли болмаған магнит майданындағы аүысыўы бойынша өткөрілген Штерн ҳәм Гердах тәжирийбелеринде тастырықланды (II том, 201-параграф). Бир текли емес магнит майданы арқалы өткенде атомлық дәсте атомлардың магнит моменти μ ге, усы μ менен магнит майданының кернеўлиги H тың арасындағы мүйеш α ден ғареziли болған шамаға айысады. Егер α мүйеши бир неше мәниске ийе болатуғын болса, онда дәсте соншама дана қураўшыларға бөлинеди. Солай етип, дәсте бөлигнен қураўшылардың саны бойынша α мүйешиниң мүмкін болған мәнислерин табыўға болады; аүысыўдың шамасы бойынша магнит моменти μ дин шамасы анықланады. Штерн ҳәм Герлах тәжирийбелери α ның теория талап еткен мәнислердин үзлики қатарын пайда ететуғынлығын тастырықлады. Соның менен бирге атомлардың магнит моментинин шамасы Бор магнетоны μ_0 менен барабар болып шықты. Бирақ, бир қатар жағдайларда теория менен тәжирийбениң арасында қарама-қарсылық келип шықты.

Азимутал квант саны n_φ дин берилген мәниси менен тәрийипленетуғын атом ушын (6)-аңлатпа бойынша сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда $2n_\varphi + 1$ дана ориентацияның жүзеге келийи мүмкін, яғни усындей атомлардың дәстесиниң $2n_\varphi + 1$ қураўшыға бөлинүү тийис. n_φ шамасы пүтин болғанлықтан, оның қәлеген мәнисинде дәстениң тақ санлы қураўшыларға бөлинүү ҳәм қураўшылардың арасында қозғалысының бағытын өзгертушеген атомларға ($m = 0$) сайкес келетуғын дәстениң де болыўы керек. Ҳақыйқатында, бир қатар жағдайларда дәсте қураўшылардың жуп санына ажыралады ҳәм бундай жағдайда ортадағы аүыспаған қураўшы жоқ болып шығады. Мысалы, гүмис атомларының дәстеси еки дәстеге ажыралған; олардың арасындағы қашықлық бир Бор магнетоны μ_0 ге тең болған гүмис атомларының магнит моментине сәйкес келеди. Басқа жағдайларда атомлардың магнит моментлері Бор магнетоны μ_0 дин мәнисинен бөлшек сан еселенген шамасына тең болып шықкан. Тәжирийбелердин усындей нәтийжелерин атомның магнит моментлері электронлардың тек орбиталық қозғалысы менен анықланады деп түсіндіриүге болмайды. Биз төменде ҳәр бир электронның меншикли магнит моментине ийе болатуғынлығын да көремиз (348-параграф).

§ 346. Спектрге сыртқы магнит ҳәм электр майданларының тәсири. Атомлардағы магнит моментлер менен кеңисликий квантланыўдың болыўы спектрге сыртқы магнит майданының тәсири бойынша тастырықланады. Сыртқы магнит майданы атомдағы электронлық орбиталарды өзгериске ушыратады, усының нәтийжесинде энергиясы W ге тең болған ҳәр бир стационар ҳал қосымша ΔW энергияға ийе болады. Биз төменде усы

қосымша энергияның спектраллық сыйықлардың бир неше қураўшыларға бөлинүүнен алып келетүүлүгүн көремиз.

345-параграфта айтылғанлар бойынша n_φ квант саны менен тәрийпленетүүн атомның

$$\mu = n_\varphi \mu_0 \quad (1)$$

магнит моментине ийе болатуфынлыгын билемиз. Бул теңликтө $\mu_0 = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}$ - Бор магнетоны болып табылады. Кернеўлиги H қа тең болған сыртқы магнит майданы бар болған жағдайда атомның μ магнит моменти H қа салыстырғанда

$$\cos \alpha = \frac{m}{n_\varphi} \quad (2)$$

шартин қанаатландыратуғын α мүйеши менен жайласады. Бул теңликтө $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_\varphi$. m квант саны әдетте *магнит квант саны* деп аталады.

Магнит моменти μ ге тең болған система сыртқы H магнит майданында

$$\Delta W = -\mu H \cos \alpha \quad (3)$$

шамасына тең энергияға ийе болады (II том, 201-параграф).

Бул формулаға μ менен α нин орынларына олардың (1)-хэм (2)-теңликлер бойынша мәнислерин қойып ҳәм μ_0 дин орнына Бор магнетонының сан мәнисин қойып, мынаны аламыз:

$$\Delta W = -m \mu_0 H \quad (3a)$$

n_φ дин берилген мәнисинде m шамасы $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_\varphi$ мәнислерин қабыл ете алатуғын болғанлықтан, (3a) формуладан ҳәр бир дәслепки қәддиниң магнит майданында $2n_\varphi + 1$ қәддиге ажыралатуфынлыгы ҳәм олардың бир биринен $\Delta W_0 = \mu_0 H$ қашықлығында жайласатуфынлыгы келип шығады. Бул ҳәр қыйлы болған киши қәддилер сыртқы магнит майданына салыстырғандағы электронлық орбиталардың мүмкін болған ориентацияларына сәйкес келеди. Бир қәддиниң бир неше қәддиге бөлинүүнен байланыслы спектраллық сыйықлар да бир бири менен тығыз жайласқан қураўшыларға бөлинеди. Ҳақыйқатында да, мейли, дәслепки ν_0 жийилигине ийе болатуғын базы бир сыйық атомның энергиясы W_2 болған қәддинен энергиясы W_1 болған қәддиге өтийинин салдарынан пайда болған болсын. Бундай жағдайда

$$\nu_0 = \frac{W_2}{h} - \frac{W_1}{h} \quad (4)$$

теңлиги орынланады.

Магнит майданы бар болған жағдайда W энергиялардың ҳәр бири (3a) формула менен аңғартылатуғын қосымша ΔW мәниске ийе болады. Бундай жағдайда ν_0 жийилигинин орнына

$$\nu_0 + \Delta\nu = \frac{W_2 + \Delta W_2}{h} - \frac{W_1 + \Delta W_1}{h}$$

теңлиги менен анықланатуғын $\nu_0 + \Delta\nu$ жийилиги шығарылады. Бул формуланы (4)-аңлатпа менен салыстырып, мынаны табамыз:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta W_2}{h} - \frac{\Delta W_1}{h}$$

ямаса, ΔW_1 менен ΔW_2 лердин орнына олардың (3a) бойынша мәнислерин қойып,

$$\Delta\nu = (m_2 - m_1) \frac{\mu_0}{h} H$$

аңлатпасына ийе боламыз.

$\frac{\mu_0}{h} = \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m}$ теңлигинин орынлы екенлигин аңғарып, соңғы формуланы

$$\Delta\nu = \Delta m \cdot \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m} H \quad (5)$$

түринде жазамыз. Бул теңликтө Δm арқалы магнит квант санларының айырмасы $\Delta m = m_2 - m_1$, ал e арқалы электронның зарядының сан мәниси белгиленген. Бул магнит квант

санлары t_1 ҳәм t_2 нин ҳәр қайсысы сәйкес 0, ± 1 , ± 2 , ..., $\pm n_{\varphi_1}$ ҳәм 0, ± 1 , ± 2 , ..., $\pm n_{\varphi_2}$ мәнислерин қабыл ете алады. Бул жерде n_{φ_1} ҳәм n_{φ_2} арқалы атомның сырттан тәсир түсирилмеген жағдайдағы еки стационар ҳалларды тәрийиплейтұғын азимутал квант санлары белгиленген. Соныңтан Δt бир қатар ҳәр қыйлы мәнислерге ийе бола алады. Кванттық механикада Δt айырмасының формаллық жақтан барлық мүмкін болған барлық мәнислериниң ишинде тек көп болмаған мәнислериниң жүзеге келетуғынлығы дәлилленеди: пайда болған жаңа қәддилердин арасында сайлап алыў қағыйдасына бағынатуғын өтиўлер ғана бағынады, усы қағыйда бойынша t шамасы тек ± 1 ге ғана өзгереди ямаса турақты болып қалады (t_1 менен t_2 лер нолге тең болмаған жағдайларда):

$$\Delta t = 0, \pm 1. \quad (6)$$

(6)-сайлап алыў қағыйдасы жақтылықтың дерегин магнит майданына жайластырған жағдайда спектраллық сызықлардың үш қураўшыға ажыралатуғынлығына алып келеди. Олардың ортасындағы ($\Delta t = 0$) аүйспаған болып қалады, ал шеттегилери ($\Delta t = \pm 1$) (5)-формула бойынша

$$\Delta\nu = \pm \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m} H \quad (5a)$$

ямаса толқын узынлығы шкаласында

$$\Delta\lambda = \pm \frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m} \lambda^2 H \quad (5.)$$

шамасына айысады. Сызықлардың айысыўы магнит майданының кернеўлиги H қа пропорционал.

$$\frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m} \text{ көбейтиўшисиниң мәниси}$$

$$\frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m} = 4,674 \cdot 10^{-5} \text{ sm}^{-1} \cdot \text{gs}^{-1}$$

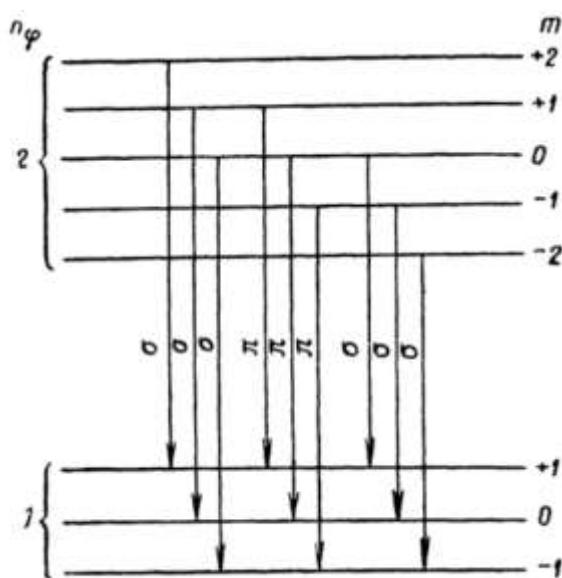
шамасына тең, буннан спектраллық сызықлардың ис жүзинде алыныўы мүмкін болған магнит майданларындағы қураўшыларға ажыралыўының киши екенлигин билдиреди. Толқын узынлығы $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ болған сызық үшін $H = 20 000 \text{ гс}$ магнит майданындағы ажыралыў шама менен $\pm 0,23 \text{ \AA}$ ге тең.

Магнит майданында спектраллық сызықтың қураўшыларға ажыралыўының салдарынан пайда болған қураўшылар поляризацияланған. $\Delta t = 0$ болған жағдайда түрлі сызықтылық поляризацияланған сызықтың шығарылатуғынлығын, электр векторының тербелислериниң майданының бағытында екенлигин теория көрсетеди ҳәм тәжирийбе тастыйықлады (π -қураўшысы деп аталатуғын қураўшы). $\Delta t = \pm 1$ болған жағдайда дөңгелек бойынша поляризацияланған сызықтар шығарылады, ондағы электр векторының тербелислері H тың бағытына перпендикуляр тегисликте жүзеге келеди (σ -қураўшылар деп аталатуғын қураўшылар). Егер деректен шықкан жақтылық магнит кернеўлиги H тың бағытында тарқалатуғын болса, онда жийилиги $\nu + \Delta\nu$ ($\Delta t = +1$) шамасына тең болған қураўшы saat стрелкасының қозғалыс бағытында поляризацияланған, ал saat стрелкасының қозғалыс бағытына қарама қарсы бағытта $\nu - \Delta\nu$ ($\Delta t = -1$) қураўшысы поляризацияланған³⁶. Майданының бағытында бақлағанда ортадағы аүйспаған қураўшы жақтылық толқынларының көлденең болыўына байланыслы жоғалады. $n_{\varphi_1} = 1$ ҳәм $n_{\varphi_2} = 2$ болған дара жағдайға сәйкес келетуғын 335-сүреттің жоқарғы бөлімінде π - ҳәм σ -

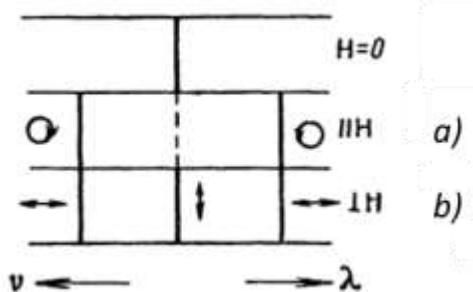
³⁶ Тербелислерди магнит майданының сызықларының бағытында қараған жағдайда. Басқа сөз бенен айтқанда, $\nu + \Delta\nu$ қураўшысында электр векторының дөңгелек тербелислері бурғының тутқасының айланыў бағытында жүзеге келеди (егер оның илгерилемели қозғалысы H векторының бағытында болатуғын болса).

қураушыларының пайда болыўы көрсетилген; ҳәр бир қураушы ҳәр қыйлы болған үш этийде пайда болады.

Магнит майданындағы спектраллық сзыықтардың бир неше сзыықтарға ажыралыўы құбылысы 1895-жылы атомлардың құрылышының кванттық теориясы пайда болмастан бурын Зееман тәрепинен табылды. Оны Зееман құбылысы деп атайды³⁷. Зееман құбылысын бақлаудың схемасы 336-сүүретте көлтирилген. Бул сүүретте J - электромагниттиң полюсларының арасына жайластырылған жақтылықтың дереги, S_p - спектрографтың саңлағы. Пайда болған қураушылардың өз алдына көриниүи ушын спектрографтың жеткилик дәрежеде үлкен ажыратыў қүшине ийе болыўы керек. Магнит майданының кернеўлиги H тың бағытында перпендикуляр бағытта өткерилетуғын бақлауларда (336-сүүретте көрсетилгендей) дөңгелек тербелислер турында сзыықтың тербелислер түринде проекцияланады. Соныңтан, спектраллық сзыық үш қураушыға ажыралады: ортасындағы, ондағы электр векторының тербелислери H майданының бойында; шеткилери, ондағы тербелислер H тың бағытына перпендикуляр (335-б сүүрет). Магнит майданының кернеўлиги H тың бойында тарқалатуғын нурланыўды бақлағанда (336-сүүреттеги J_a бағытында; бақлаў ушын электромагниттиң өзеги тесиледи), бундай жағдайда, жоқарыда айтылғандай, ортадағы қураушы жоғалады, қалған екеўи дөңгелек бойынша поляризацияланған: спектрдин фиолет областына айысқан қураушы саат стрелкасының қозғалыс бағытында ҳәм қызылға қарай айысқаны - саат стрелекасының қозғалыў бағытына қарама-қарсы бағытта.



335-сүүрет.
Магнит майданында спектраллық сзыықтардың қураушыларға ажыралыўы.

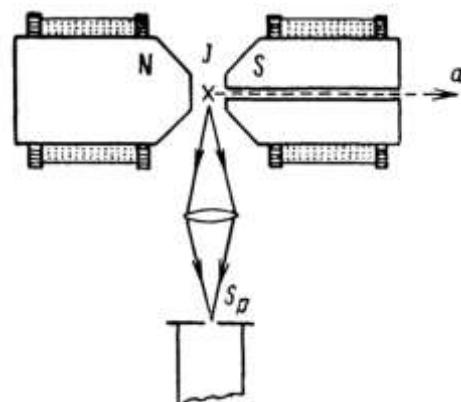


³⁷ Ҳәзирги ўақытлары бул құбылысты әдетте Зееман эффекти деп атайды (Аўдарыўшылар).

Водород ҳәм оған уқсас болған ионлар ушын олардың сзықтарының жуқа структурасына итибар бермесек 349-параграф), онда тәжирийбе менен теорияның нәтийжелери бир бирине толық сәйкес келеди. Ҳақыйқатында да, сзықтар жоқарыда айтылғандай болып поляризацияланған үш қураушыға ажыралады; сзықтардың арасындағы қашықлық (1)-формула бойынша анықланған атомның магнит моментине сәйкес келеди. Басқа элементлер ушын жұдә аз жағдайларда ғана спектраллық сзықтар бир биринен қашықлығы (5a) формулаға сәйкес келетуғын тек үш қураушыға ажыралады. Көпшиликтік жағдайларда сзықтар көп санлы қураушыларға ажыралады. Бундай ажыралыуды Зееманның қурамалы (яmasa "аномаллық") құбылысы деп атайды. Бул құбылыстың себеби төменде қаралады (349-параграф).

Электр майданының тәсириндеги спектраллық сзықтардың ажыралыуы 1913-жылды Штарк тәрепинен ашылды ҳәм оны Штарк құбылысы деп атайды³⁸. Штарк құбылысын бақлау әдеүір үлкен эксперименталлық қыйыншылықтарды пайда етеди. Себеби жақтылық шығаратуғын пүү ямаса газ жеткиликли дәрежеде жоқары электр өткизгишилкке ийе. Нәтийжеде жақтылық шығарып турған пүү менен газде үлкен Е кернеўлікти алыў жұдә қыйын. Усындағы қыйыншылықтан шығыў ушын бақлаулар жақтылық шығарып турған атомлардың бағытланған дәстесинде жүргизиледи ("каналлық нурларда"). Оның ушын К катодында (337-сүйрет) бир қатар тар *a* каналлары тесиледи. Катод К менен анод А арасында пайда болатуғын оң ионлар катодқа қарай теззетиледи ҳәм олардың айрыымлары *a* саңлақлары арқалы өтеди. Катодтың артында жайласқан трубканың бөлімнен газ насостың жәрдемінде үзлиksiz түрде сорып алынады. Усынның салдарынан *a* каналлары арқалы ушып өткен бөлекшелердин еркін жолының ұзынлығы жеткиликли дәрежеде үлкен ҳәм олар "каналлық нурларды" пайда етіп туұры сзықты қозғалады. Бул нурға қосылған қозған атомлар нормаль ұлға өткенде (тийкарғы ұлға өткенде) жақтылық шығарады. Нурдың жолында *b* пластинкасының жәрдемінде электр майданы пайда етіледи. Майданының кернеўлігін 100 000 В/см шамасына жеткериўдің сәти түседи.

Квантлық теория пайда боламан дегенше Штарк құбылысы түсіндірілмей келди. Классикалық электронлық теория сыртқы электр майданында спектраллық сзықтар бир неше сзыққа ажыралмайды, ал тек майданының кернеўлігі Е ниң квадратына пропорционал жылдысады деп түсіндіреди.



336-сүйрет.

Зееман құбылысын бақлаудың схемасы.

Бор теориясының көз-қарасы бойынша сыртқы электр майданы электронның орбитасына тәсир етеди. Бул тәсирдин қаралыптырылған ибарат: бириңи жақынласыўда эллипс тәризли орбитаның үлкен ярым көшері өзгериссиз қалады ҳәм орбитаның салмақ орайы майданының бағытына перпендикуляр бағыттағы тегисликтен

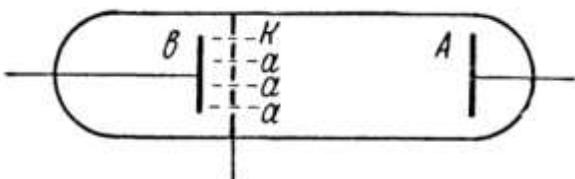
³⁸ Ҳәзирғи ўақыттары көбинесе "Штарк эффекти" атамасы қолланылады (Аўдарыўшылар).

гармоникалық эллипслик тербелиске ушырайды. Нәтижеде водород ушын да ҳәм оған үқас болған ионлар ушын да сзықтардың ажыралығы алынады, соның менен бирге айрым қураушылар сзықтың дәслепки орнына салыстырғанда

$$\Delta\nu = \frac{3\hbar}{4\pi Zem} E(n_1 k_1 - n_2 k_2) \quad (7)$$

шамасына жылдықтан болады. Бул теңліктегі n_1 менен n_2 арқалы дәслепки сзықтың пайда болығы ушын өтиўлер жүзеге келетуғын еки қәддиниң бас квант санлары. k_1 ҳәм k_2 шамалары $|k| < n$ шәртін қанаатландыратуғын оң ҳәм терис мәнислерди қабыл ете алады. Зееман құбылысындағыдай, қураушылар поляризацияланған. Ажыралығын шамасы майданың кернеўлиги Е ниң бириңи дәрежесине пропорционал.

(7)-формуладан ажыралығын бас квант саны n_1 менен n_2 ның мәнислеринен ғәрэзли екенлеги көринип түр: бас квант санлары n ниң мәниси қанша үлкен болса, сзық соншама көп қураушыларға ажыралады ҳәм қураушылар бир бириңен кең жайластырылған. Усы өзгешелиги менен Штарк құбылысы ажыралығы бас квант санының мәнисинен ғәрэзсиз болған Зееман құбылысынан айрылып турады. Водородтың ҳәм ионластырылған гелийдин сзықтарында (7)-формуланың дұрыс екенлеги жақсы көринеди.



337-сүйрет.
Штарк құбылысын бақлаудың схемасы.

Сзықтардың жылдысының алып келинетуғын Штарктың квадратлық құбылысы ($\sim E^2$) базы бир элементлердин сзықтарында бақланады; оның шамасы (7)-формула менен анықланатуғын ажыралығдан киши. Мысалы, натрийдин сары сзықтарының айрым қураушыларға ажыралығы пүткіллік жүзеге келмейди, бирақ E^2 қа пропорционал болған ҳәлсиз айысыұды береди.

§ 347. Силтили металлардың спектрлери. Силтили металлардың айрым серияларының Бальмердин водородтық сериясы менен үқаслығы силтили металлардың спектриниң валентли электрон деп аталатуғын ең сыртқы электронның бир орбитадан екиншисине өткенде шығарылады деп ойлауға мәжбүрлейди. Сыртқы электрон ядро менен қалған электронлардың майданында ямаса (усындей етіп айттың қабыл етилген) атомның қалдығының майданында қозғалады. Үлкен қашықлықтарда атомның қалдығының майданы жеткилики дәрежеде ноқаттық зарядтың майданына үсайды. Бириңи рет Д.С. Рождественскийдин көрсеткениндей, силтили атомлардың алыштағы орбиталары водородтың орбиталарына үқас болығы керек; силтили металлардың "алыштағы" термлериниң водородтың сәйкес термлерине дерлик дәл келетуғынлығынлығы фактын көрсететуғын эмпирикалық фактлер бул жуўмақтың дұрыс екенligin тастайықлады.

Электронның орбитасы атомлық қалдыққа қаншама жақын келсе, онда водород атомына салыстырғанда көбірек майысқан болады. Бирақ, егер атомлық қалдықтың майданы шарлық симметрияға ийе болса, онда орбиталар тегис болып қала береди ҳәм бурынғыдай еки кванттық шәртлерди қанаатландырығы керек:

$$\oint p_\phi d\phi = n_\phi \hbar, \quad \oint p_r dr = n_r \hbar.$$

Д.С.Рождественский силтили металлардың термлерин водородтың термлері менен салыстырып, силтили металлардың орбиталарының санының водородтың мүмкін болған орбиталардың санына тең екенligin көрсетти. Бирақ, силтили металларда бир бас квант

саны n ге, бирақ ҳәр қыйлы азимуталлық n_φ квант санларына, яғни ҳәр қыйлы геометриялық формаға ийе орбиталар ҳәр қыйлы дәрежеде тәсирленген ҳәм, соған сәйкес, оларға сәйкес келетуғын энергиялар бир биринен сезилерліктей айырмаға ийе. Ал водородта болса (344-параграф) бирдей n ге сәйкес келетуғын барлық орбиталарға бирдей энергия сәйкес келеди. Егер водород атомының электронның ҳәр қыйлы стационар қозғалысына сәйкес келетуғын энергиясы

$$W = -\frac{Rhc}{n^2}$$

формуласы менен бериледи. Бул формулада бас квант саны $n = n_\varphi + n_r$. Бундай жағдайда силтили металдың атомының энергиясы Ридберг формуласы менен бериледи:

$$W = -\frac{Rhc}{(n + \alpha)^2} = -\frac{Rhc}{n^{*2}}.$$

Бул теңдиктеги α - азимутал квант саны n_φ ден ғәрэзли болған терис дүзетиү, $n^* = n + \alpha$ шамасы **эффективлик квант саны** деп аталады; оның мәниси энергияның мәниси бойынша, ал энергияның мәниси болса өз гезегинде термниң сан мәниси бойынша анықланады.

Электронлық орбита атомлық қалдыққа қаншама жақынласа, α дүзетиү де абсолют шамасы бойынша үлкен болады. Құшлы тәсирленген орбиталар ушын α дүзетиүнинң мәниси сан шамасы бойынша 1 ден үлкен болыўы ҳәм ҳақыйқый квант саны n нинь **эффективлик квант саны** n^* нен әдеўир үлкен айырмаға ийе болыўы мүмкин.

Силтили металлардың термлеринин әмпирикалық жоллар менен табылған термлеринен (341-сүйрет) бир квант саны менен тәрийипленетуғын бир неше термлердин болатуғынлығы көринип түр (мысалы 4S, 4P, 4D, 4F термлер). Жоқарыда айтылған жағдайлардан бул термлердин бир бас квантлық санына ҳәм ҳәр қыйлы n_φ азимуталлық квант санларына жуýап беретуғынлығы айқын. Атомдағы nS, nP, nD, nF термлерине сәйкес келетуғын ҳалларды тап сондай символлар менен, бирақ киши латын ҳәриплери ns, np, nd, nf менен белгилеймиз. Д.С.Рождественский силтили металлардың термлерин водородтың термлері менен салыстырып ns ҳалларына $n_\varphi = 1$ дин, np ҳалларына $n_\varphi = 1$ нинь ҳ.т.б. сәйкес келетуғынлығы көрсетти. Буннан биз мүмкин болған ҳаллардың схемасын, соның менен бирге силтили металдағы мүмкин болған термлерди ала аламыз (XXI кесте).

Квантлық механика бойынша атомың ҳалларының арасында n_φ квант санының тек ± 1 шамасына өзгеретуғын өтийлердин бар екенligине байланыслы бул схема айқын түрде тастыыйқланады:

$$\Delta n_\varphi = \pm 1. \quad (2)$$

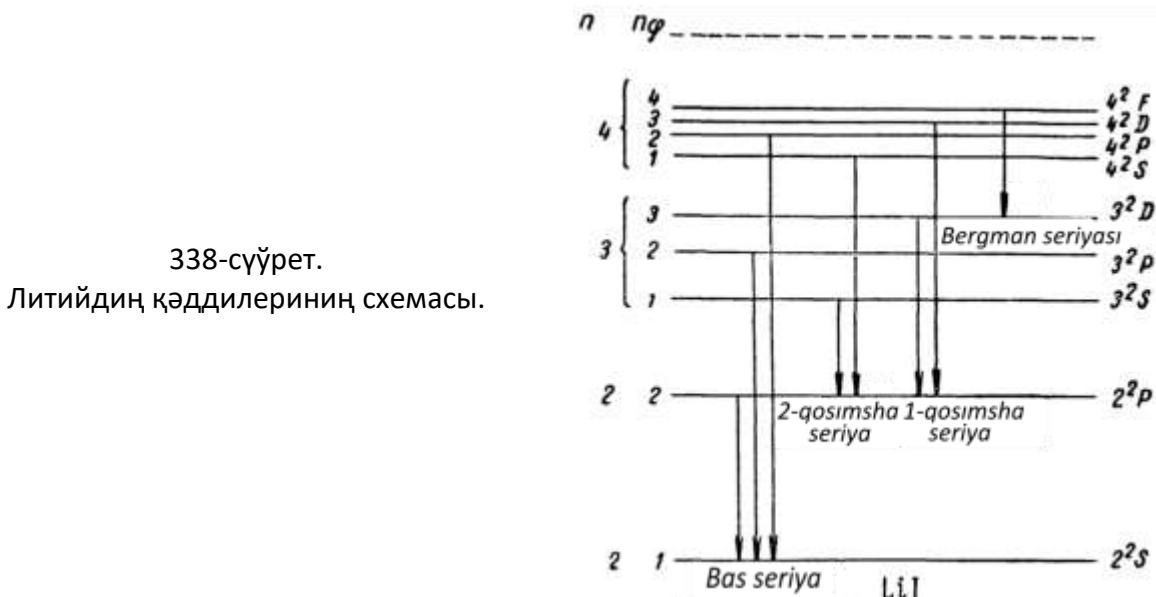
(2)-сайлап алғы қағыйдасы nS терминин тек nP термлери менен, nP терминин тек nS ҳәм nD терми менен комбинацияланатуғынлығы теккелей түсіндире алады. Бул комбинацияларға азимутал квант санының ± 1 ге өзгериси сәйкес келеди. Басқа комбинациялардың барлығы "қадаған етилген". Себеби, оларға n_φ шамасының 1 ден үлкен шамаға өзгериси ямаса тұрақты болып қалыўы сәйкес келеди.

XXI кесте.

n	n_φ	1	2	3	4
1	1s	-	-	-	-
2	2s	2p	-	-	-
3	3s	3p	3d	-	-
4	4s	4p	4d	4f	-

Квант санының бирдей мәнислерине сәйкес келетуғын бир қатар орбиталарда, мысалы, $4s$, $4p$, $4d$, $4f$ орбиталарда $4f$ орбитасы дөңгелек болып табылады, ал $4s$ - ең созылған эллипс. Усыған сәйкес, $4s$ орбита көбірек тәсирге ушыраған, ал $4f$ орбитаға болса атомның қалдығына киретуғын электронлар тәрепинен жұдә киши тәсир тийеди. Буннан силтили металдың $4S$, $4P$, $4D$, $4F$ термлериниң қатарында n^* эффективлик квант саны $4F$ терминде $n = 4$ шамасынан ең киши өзгешеликке, ал $4S$ терминде ең үлкен өзгешеликке ийе.

Бул айтылғандардың барлығы силтили металлардың қәддилериниң дәллигин жоқарылатыңға ҳәм оларға атомның ҳәр қыйлы стационар ҳалларын беріүге мүмкіншілік береди. Ҳәр бир n квант санына азимутал квант санының $n_\varphi = 1, 2, 3, \dots, n$ мәнислерине сәйкес келетуғын ҳәр қыйлы болған n қәдди сәйкес келеди. Қәддилердин арасындағы $\Delta n_\varphi = \pm 1$ теңлиги орынланатуғын өтийлердин болыўы мүмкін. 341-параграфта биз барлық силтили металлар ушын эффективлик квант саны $n^* = n + \alpha$ ең терең болған S термлери ушын 1 менен 2 ниң арасында жайласқан мәниске ийе болатуғынлығын көрсеткен едик. Енди биз күшли тәсирленген орбиталар ушын бас квант санларының n^* квант санынан әдеўир үлкен бола алатуғынлығын, соған сәйкес оның пүтин мәнисине сәйкес келмейтуғынлығын көрсеттік. Кейинирек биз литийдин ең терең S -терми ушын $n = 2$, ал натрийдин ең терең S -терми ушын $n = 3$ ҳ.т.б. екенлигин көремиз. 338-сүйретте литийдин қәддилериниң схемасы берилген. Бул схемада ҳәр бир қәддинин қасында сәйкес бас (n) ҳәм азимуталлық (n_φ) квант санларының мәнислері келтирилген. Стрелкалар 341-параграфта келтирилген эмпирикалық материалларға сәйкес айырым сериялардың пайда болыўын түсіндіреди. 326-сүйрет пенен айырма соннан ибарат, бул сүйретте термлердин ($1S$, $2P$ ҳ.т.б.) қасындағы санлар эффективлик квант саны n_φ дин пүтин бөлімін аңғартады, ал 338-сүйретте болса n бас квант санларының ҳақыйқый мәнисин береди.



338-сүйрет.
Литийдин қәддилериниң схемасы.

§ 348. Бор теориясының қыйыншылықтары; электронның спини ҳақындағы гипотеза. Буннан алдыңғы параграфларда келтирилген материал Бордың жоқарыда келтирилген идеяларының оғада жемисли екенлигине гүмән пайда етпейди. Стационар ҳаллар менен жийиликлер қағыйдасы хәзірғи заман атом физикасының тийкарғы көзқарасларының қатарына киреди. Бирақ, усындаған жағдайлардың орын алыўына қарамастан биз Бор теориясының буннан былай раýажланыўының принципиаллық

характерге ийе болған үлкен қыйыншылықтарғы ушырайтуғынлығын көрдик. Бул принципиаллық логикалық қыйыншылықтардың биринши гезекте мыналар менен байланыслы екенлигин көрсетемиз: 344-параграфтағы (1)-квантланыў қағыйдасы бир мәнисли емес, оның беретуғын нәтийжеси улыўмаластырылған координаталардың сайлап алышынан тәрелді; стационар ҳаллардың энергиясы қандай улыўмаластырылған координаталардың сайлап алышынан тәрелді, бирақ стационар орбиталардың формасы - ҳәр қыйлы. Усының менен бир қатарда Бор теориясы жеткиликсиз: ол стационар ҳаллардың энергиялары менен шығарылатуғын сыйықлардың жийиликлерин анықлады, усының менен бирге олардың интенсивлігі, поляризациясы ҳәм когерентлігі ҳақында ҳеш нәрсе айта алмайды.

Жақтылықтың жұтылыўы менен байланыслы болған дисперсия құбылышы да Бор теориясының шеклеринин сиртүндә қалады. Бор теориясы силтили металлардың спектрлеринин дублетлик характерге ийе екенлигин ҳәм қалған элементлердин спектрлериндеги құрамалырақ болған, мультиплетлик характери деп аталатуғын характерин түсіндіриуде үлкен қыйыншылықтарға ушырасады.

Егер биз силтили металлардың атомлық қалдығының майдана шарлық симметрияға ийе болатуғын болса, онда валентли электронның стационар орбиталарының саны водородтағы стационар орбиталардың санына тең болатуғынлығын көрдик. Бирақ бул жағдай сыйықлардың дублетлик характерге ийе болатуғынлығын түсіндіриў ушын жеткиликсиз. Егер S термлеринен басқа термлердин барлығы қос ҳәм олардың арасындағы өтиўлерди базы бир қосымша сайлап алыў қағыйдасы менен регулировкаланды деп есапласақ, онда формаллық жақтан дублетлиkti түсіндіриўге болады. Сыйықлары оннан да құрамалы болған группаларды пайда ететуғын басқа элементлерде қәддилерди үшлик, төртлик ҳ.т.б. деп есаплаўға туўры келеди. Спектрлердин құрамалы структурасын атомлық қалдықларды шарлық симметрияға ийе емес деп есаплаў тийкарында түсіндіриўге тырысты. Бундай жағдайда, қәлеген орбита ушын 344-параграфтағы (1)-квант шәртлери тек радиус-вектор r менен азимут ϕ ге ғана емес, ал үшинши координата, мысалы кеңлік θ ушын да киргизиўге туўры келеди (биз буны сирттан тәсир ететуғын майдан бар болған жағдай ушын ислеген едик). Бул үшинши кеңисликий квантланыўдың мынадай нәтийжеге алып келийі керек: сиртқы электронның орбитасының тегислиги атомлық қалдықтың майданына салыстырғанда белгили болған үзликли мүйешлерди жасаўы керек. Атомлық қалдықтың симметриясы болмағанда кеңиқликте ҳәр қыйлы болып ориентацияланған орбиталар ҳәр қандай дәрежеде майысады ҳәм, соған сәйкес, оларға энергияның ҳәр қыйлы мәнислери сәйкес келеди. Бирақ силтили металлардағы атомлық қалдықтың симметриялы характеристи кескин қойылған бир қатар пикирлерде тастықтыланады: бир электроның жоғалтқан силтили металл инерт газге усайды. Бул силтили металлардың ионларының спектрлеринин сәйкес инерт газлердин спектрлери менен толық үқсаслығы бойынша тастықтыланады. Инерт газлердин физикалық-химиялық қәсийетлери олардың нолден өзгеше болатуғын электрлік ҳәм магнитлік моментлери болмайтуғын электронлық қабықларының симметриялы екенлигине ғұман пайда етпейди.

Атомлардың магнит моментлерин түсіндіриўге тырысыўлар да киши болмаған қыйыншылықтар менен ушырасады. Бизиң 345-параграфта көрсетип өткенимиздей, көп атомлардың магнит моментлеринин шамалары Бор магнетонынан пүтин сан еселенген мәнисине тең емес. Бирақ, бир неше электронлары бар атомларға Бор теориясын улыўмаластырыў барлық атомлардың магнит моментлери Бор магнетонынан пүтин сан есе үлкен болыўының керек екенлигин көрсетеди.

Атомлардың магнитлік аномалиялары менен байланыслы болған қыйыншылықтарды электронларда меншикли механикалық ҳәм магнит моментлери болады деп есаплаў жолы

менен базы бир дәрежеде сапластырыўға болады екен. Бул гипотеза бойынша ҳәр бир электрон e заряды, m массаса ийе болыў менен бирге сан мәниси $\frac{1}{2}\hbar$ қа тең қозғалыс муғдарының механикалық моменти p_s ке де, сан шамасы бир Бор магнетоны μ_0 ге турақты магнит моменти μ ге де тең. Электронның механикалық моменти p_s спин атамасына ийе болды.

Электронда қозғалыс муғдарының механикалық моменти ҳәм оның менен байланыслы болған магнит моментиниң болыўын электронның өзиниң меншикли көшериниң дөгерегиндеги турақты магнит моменти ушын "спин" сөзи келип шықты, инглиз тилиндеги spin сөзи айланбалы қозғалысты, айланыұды аңғартады.

Электронның орбиталық қозғалысында оның механикалық ҳәм магнит моментлері p менен μ дин сан мәнислериниң арасындағы әпиүайы қатнас орын алады:

$$\frac{\mu}{p} = \frac{1}{2c} \cdot \frac{2}{m}.$$

Электронның меншикли механикалық ҳәм магнит моментлері ушын бул қатнастың шамасы еки есе үлкен

$$\frac{\mu_0}{p_s} = \frac{1}{c} \cdot \frac{2}{m}.$$

Электродинамикалық көз-қарастан өзиниң меншикли көшериниң дөгерегинде айланыушы электрон гипотезасы қарама-қарсылықта ийе: p_s пенен μ_0 моментлериниң сан мәнислерин түсіндіриў ушын электронлардың оғада үлкен болған айланыў тезлиги зәрүр, бундай жағдайда оның экваторындағы ноқатлардың тезлиги жақтылықтың тезлигинен үлкен болыўы керек, бул жағдай салыстырмалық принципине қарама-қарсы келеди.

Электронның спини ҳақындағы гипотеза силтили металлардың спектрлериниң дублетлик характерин түсіндіриўге мүмкіншилік береди. Формаллық жақтан, силтили металлардың сызықтарының дублетлик характерин түсіндіриў ушын S-термлерден басқа термлердин барлығын қос деп болжай керек. Термлердин усындаи термлерге ажыралыўы электронда спинлик моменттин бар екенлигинен келип шығады. Бизиң жоқарыда көргенимиздей (347-параграф), силтили металлардың атомларында атомлық қалдықтың майданында валентли электронның орбитасының тәсирленгенлигиниң салдарынан квант санларының ҳәм бир n ҳәм n_ϕ жубына белгili болған энергия қәдди сәйкес келеди. Бор теориясы бойынша Бора квант санларының ҳәм бир n ҳәм n_ϕ жубына валентли электронның белгili формаға ҳәм өлшемге ийе болған орбитасы сәйкес келеди. Усы орбита бойынша қозғалатуғын электрон орбиталық механикалық ҳәм магнит моментлерине ийе болады, яғни магнит майданын пайда етеди (атомлық қалдықтың магнит моменти оның жоқары симметриясына байланыслы нолге тең). Электронның меншикли моменти ҳақындағы гипотезаны қабыл етип, электронлық момент p_s тиң p моментине салыстырғандағы мүмкін болған ориентацияларын табыў керек. Электрон механикалық p_s моменти менен бирге оның менен байланыслы болған меншикли магнит моменти μ_0 ге де ийе болғанлықтан, онда оның қозғалысында p_s пенен p ның бир бириңе салыстырғандағы ориентациясынан ғәрэзли болған қосымша $\Delta W'$ энергиясы пайда болады. Электронның меншикли моменти p_s орбиталық момент p да салыстырғанда тек еки түрли болып бағытланыўы мүмкін. Ориентациялардың мүмкін болған усы еки ориентациясына қосымша энергия $\Delta W'$ тың еки мәниси ҳәм, усыған сәйкес, ҳәр бир термниң екиге ажыралыўы сәйкес келеди.

Электронда меншикли магнит моментиниң болыўы ҳақындағы гипотеза водородтың ҳәм оған үқасас болған ионлардың жуқа структура деп аталатуғын жуқа структурасын

түсіндірийге мүмкіншілік береди. Бул структура силтили металлардың сыйықларының дублетлик структурасына үсайды, бирақ олардан әдеүір тар.

Электронның меншикли магнит моменти ҳаққындағы гипотеза атомлардың магнит моментлеринің мәнислеріндегі аномалияларды ҳәм магнит майданындағы спектраллық сыйықлардың үш қураушыдан көп қураушыларға ажыралыўын түсіндіреді. Атомның толық магнит моменти μ орбиталық магнит момент μ_l менен меншикли магнит моменти μ_0 дінг векторлық қосындысынан турады: $\mu = \mu_l + \mu_0$. μ_l ҳәм μ_0 моментлеринің мүмкін болған бағытларын есапқа алғып, толық момент $\mu = \mu_l + \mu_0$ дінг мәнисин анықлауға болады. Алынған нәтийже тәжирийбелерде алынған нәтийжелерге толық сәйкес келеди. $\mu = \mu_l + \mu_0$ толық моменти μ_l ҳәм μ_0 моментлеринің мүмкін болған бағытларында Бор мегнетоны μ_0 дінг мәнисине ямаса оның пүтин сан еселенген мәнисине тең болмаған мәниске ийе болыўы мүмкін. Сыртқы H магнит майданында атомның толық магнит моменти μ бир неше түрли болып бағытланған болыўы мүмкін (349-параграфқа қараңыз). Бул жағдай Зееманның құрамалы ("аномаллық") құбылышын түсіндіреді.

§ 349. Атомның векторлық модели. Буннан алдыңғы параграфтағы силтили металлардың спектрлеринің дублетлик характеристерин түсіндірий мынадай кемшиликтеке ийе: оннан барлық термлердин қос болыўының керек екенлеги келип шығады, бирақ силтили металлардың термлери әпиўайы болып табылады. Солай етип, тәжирийбелерде алынған мағлыўматлар менен сәйкесликтин орын алыўы ушын тек P, D, F x.t.b. термлерди қос, ал S термлерди әпиўайы деп есаплау керек. Егер сыртқы электронның стационар ҳалларының ишинде $p = 0$ теңлиги орын алатуғын ҳал орын алса ҳәм бул ҳаллар S-термлерге сәйкес келетуғын болса, онда бул жағдайды түсіндірийге болады.

344-параграфта биз $p = 0$ теңлиги орын алатуғын ҳалларды жүзеге келмейли деп есапладық, себеби бундай ҳалларға электронлардың ядро арқалы өтетуғын туўры сыйық бойлап қозғалысы сәйкес келеди. Бирақ биз электронлардың атомлардың ишиндең белгили болған орбиталар бойынша қозғалысын жүйе қос болып табылады. Соңықтан, стационар ҳаллардың ишинен $p = 0$ теңлиги орын алатуғын ҳалларды алғып таслауға мәжбүрлеліктең пикірлерди пайдаланыўдың зәрүрлигі жоғалады.

Буннан былай биз мынадай жағдайды көремиз (366-параграф): p моментлеринің абсолют мәнислері пүтин сан еселенген \hbar шамасына тең болмайды, атап айтқанда электронның орбиталық моменти (енди биз оны p_l арқалы белгилеймиз) мынадай мәнислерди қабыл етеди:

$$p_l = \sqrt{l(l+1)}\hbar. \quad (1)$$

Бул теңликтегі $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$.

Жаңа l квант саны бурынғы азимуталлық квант саны n_φ ди алмастырады. n бас квант санының берилген мәнисинде ол n_φ сияқты ҳәр қыйлы болған n дана мәниске ийе болады, бирақ нолден басланады (n_φ ниң мәниси 1 дең басланатуғын еди).

Тәжирийбелерде алынатуғын мағлыўматларға сәйкес болыўы ушын электронның меншикли моменти p_s ҳаққындағы дәслепки болжауды да өзгертийге туўры келеди. Атап айтқанда p_s мынадай мәниске ийе болады деп есаплау керек:

$$p_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar. \quad (2)$$

Бул теңликтегі s шамасы мүмкін болған бир мәниске ийе $s = \frac{1}{2}$. Усының менен бирге электронның моментинің берилген бағытқа тусирилген проекциясы болған $|p_{sz}|$ шамасы $\frac{1}{2}\hbar$ мәнисин қабыл етеди. Бул проекцияның еки усылда бағытлана алатуғын болғанлықтан (берилген бағыт бойынша ҳәм оған қарама-қарсы бағытта) p_{sz} шамасы төмендегидей еки мәнисти қабыл ете алады:

$$p_{sz} = m_s \hbar. \quad (3)$$

Бул теңликтегі $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

Демек, бир биротала мынаны аламыз: атомдағы электронның қозғалыс ҳалы мынадай үл квант санының жәрдеминде тәрийипленеди:

- 1) 1, 2, 3, 4, ... мәнислерин қабыл ететуғын n квант санлары менен;
- 2) n нин берилген мәнисинде 0, 1, 2, ..., ($n - 1$) мәнислерин қабыл ететуғын қосымша l квант саны;
- 3) $\pm \frac{1}{2}$ мәнисин қабыл ететуғын m_s квант саны.

Бор теориясы бойынша бас квант саны n орбитаның өлшемлерин ҳәм биринши жақынласыўда оның

$$W = -\frac{Rhc}{n^2}$$

шамасына тең болған энергиясын анықлады.

Қосымша квант саны l орбиталық момент \mathbf{p}_l ди ҳәм усыған байланыслы орбитаның формасын ҳәм атомлық қалдықтағы оның тәсирлениў дәрежесин анықлады. m_s квант саны орбиталық момент \mathbf{p}_l ге салыстырғандағы электронның меншикли моментинин ориентациясы \mathbf{p}_s ти анықлады.

Электронның s -халлары ушын $l = 0$ ҳәм усыған сәйкес орбиталық момент \mathbf{p}_l нолге тең. Усыған байланыслы электронның меншикли моменти \mathbf{p}_s тиң сол \mathbf{p}_l ге салыстырғандағы ҳәр қыйлы бағытларының болыў зәрүрлиги жоғалады ҳәм усындаидай ҳәр қыйлы ориентациялар менен байланыслы болған қосымша энергия ушын $\Delta W' = 0$ шамасын аламыз. Усындаидай жоллар менен S термлеринин әпиўайы болатуғынлығы, ал басқа термлердин екиге ажыралатуғынлығы түсндириледи.

Электронның атомдағы қозғалыс ҳалын тәрийиплейтуғын n, l, m_s квант санларының орнына электронның қозғалыс мұғдарының толық моменти \mathbf{p}_j ди қарап, басқа үшлик n, l, j ларды киргизиўге болады. Әлбетте, бундай жағдайда \mathbf{p}_j толық моменти электронның орбиталық моменти \mathbf{p}_l менен меншикли моменти \mathbf{p}_s тиң геометриялық қосындысына тең болады:

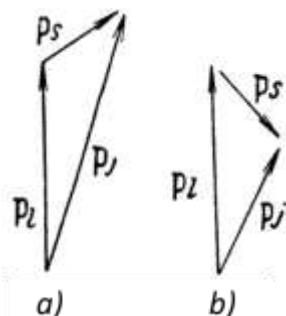
$$\mathbf{p}_j = \mathbf{p}_l + \mathbf{p}_s. \quad (4)$$

Бундай жағдайда \mathbf{p}_l ҳәм \mathbf{p}_s моментлериниң арасындағы мүйешлер толық моменттиң

$$p_j = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad (5)$$

мәнислерине сәйкес келетуғындаидай болады. Бул теңликтегі $j = |l + m_s|$.

$m_s = \pm \frac{1}{2}$ теңлиги орынлы болатуғын болғанлықтан, $l \neq 0$ болған жағдайда j квант саны $j = l \pm \frac{1}{2}$ мәнислерине ийе болады; $l = 0$ теңлиги орынланған жағдайда j квант саны тек бир $j = \frac{1}{2}$ мәнисин қабыл етеди. $l \neq 0$ теңсизлиги орынланған жағдайдағы \mathbf{p}_l , \mathbf{p}_s ҳәм \mathbf{p}_j векторларының өз-ара жайласыўлары 339 а ҳәм б сүйретлерде көлтирилген.



339-сүйрет.

Электронның орбиталық ҳәм спинлик моментлерин қосыў.

\mathbf{p}_j ның мүмкін болған мәнислері векторлық қосыў жолы менен табылатуғын болғанлықтан, атомның биз қараған модели векторлық модель деп аталады. Сыртқы магнит майданында атомның μ магнит моменти $2j + 1$ усыл менен бағытланады, бул

жағдай сыртқы бир текли болмаған магнит майданындағы дастелердин майда дәстелерге ажыралыуын бақлауларға да, Зееман құбылысына да сәйкес келеди

Бурынғыдай етип, буннан кейин де атомдағы электронның ҳалларын $1s$, $2p$, $3d$ ҳ.т.б. белгилеймиз. Бирақ, оларды толық момент p_j ның мәнислерин де бериүү ушын бул символларға қосымшаларды киргиземиз. Оның ушын көрсетилген символлардың қасына j ның сәйкес мәнисин индекс түринде беремиз. Бундай жағдайда, мысалы, $2p_{1/2}$ символы электронның квант санларының $n = 2, l = 1, j = 1/2$ мәнислерине менен тәрийиплейтуғын ҳалын аңғартады. Тап сол сыйқлы $3d_{5/2}$ символы электронның $n = 3, l = 2, j = 5/2$ санлары менен тәрийипленетуғын ҳалды аңғартады. Атомның тутасы менен алғандағы ҳалы S , P , D латын ҳәриплери менен белгилеймиз. Оларға да индекс түринде j дың мәнисин жазамыз; ең ақырында термлердин дублетлик характеристерин көрсетиүү ушын символдың шеп тәрепине, жоқарыға 2 санын қоямыз. Нәтийжеде, $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ ҳ.т.б. символларын аламыз. Силтили металлардың атомлары ушын үлкен латын ҳәриплери менен жазылған S , P , D ҳ.т.б. жаңа ҳеш нәрсени де аңғартпайды. Себеби бундай атомлардың ҳаллары олардың тек бир электронның ҳалы менен анықланады. Бирақ бундай қос символика сыртқы электронларының саны еки ямаса оннан да көп болған атомлардың ҳалларын тәрийиплеү ушын жүдә қолайлыш.

Усындан жоллар менен силтили металлардың мүмкін болған ҳалларының $n = 1, 2, 3$ болған жағдайлар ушын схемасын аламыз (XXII кесте).

XXII кесте.

n	l	j	Валентли электронның ҳалының символы	Атомның ҳалының символы
1	0	$1/2$	$1s_{1/2}$	$^2S_{1/2}$
2	0	$1/2$	$2s_{1/2}$	$^2S_{1/2}$
	1	$1/2$	$2p_{1/2}$	$^2P_{1/2}$
		$3/2$	$2p_{3/2}$	$^2P_{3/2}$
3	0	$1/2$	$3s_{1/2}$	$^2S_{1/2}$
	1	$1/2$	$3p_{1/2}$	$^2P_{1/2}$
		$3/2$	$3p_{3/2}$	$^2P_{3/2}$
	2	$3/2$	$3d_{3/2}$	$^2D_{3/2}$
		$5/2$	$3d_{5/2}$	$^2D_{5/2}$

Хәр бир ҳалға атомның энергиясының айрықша мәниси ҳәм, усыған сәйкес, өзинин терми сәйкес келеди. Сонықтан үлкен латын ҳәриплери бир үақытта атомның ҳалын да, термди де аңғартады.

347-параграфта айтылғанларға сәйкес, силтили металларда валентли электрон ушын бас квант саны n ның мәниси $n = 1$ ден басланбайды, ал оннан үлкен болған мәнислерден басланады (литий ушын $n = 2$ ден, натрий ушын $n = 3$ тен ҳ.т.б.). 340-сүүретте $n = 3$ тен басланатуғын натрий менен оған үқсас болған ионлардың қәддилери схема түринде көрсетилген. Стрелкалар спектраллық сзығулардың шығарылығына алып келетуғын қәддилердин арасындағы өтиўлерди көрсетеди. Мүмкін болған өтиўлер сайлап алыў қағыйдасы бойынша анықланады: n_ϕ ушын сайлап алыў қағыйдасындаидай, l квант саны ушын

$$\Delta l = \pm 1 \quad (6)$$

сайлап алыў қағыйдасы (347-параграф) ҳәм j квант саны ушын

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad ()$$

сайлап алыў қағыйдасы орынланады.

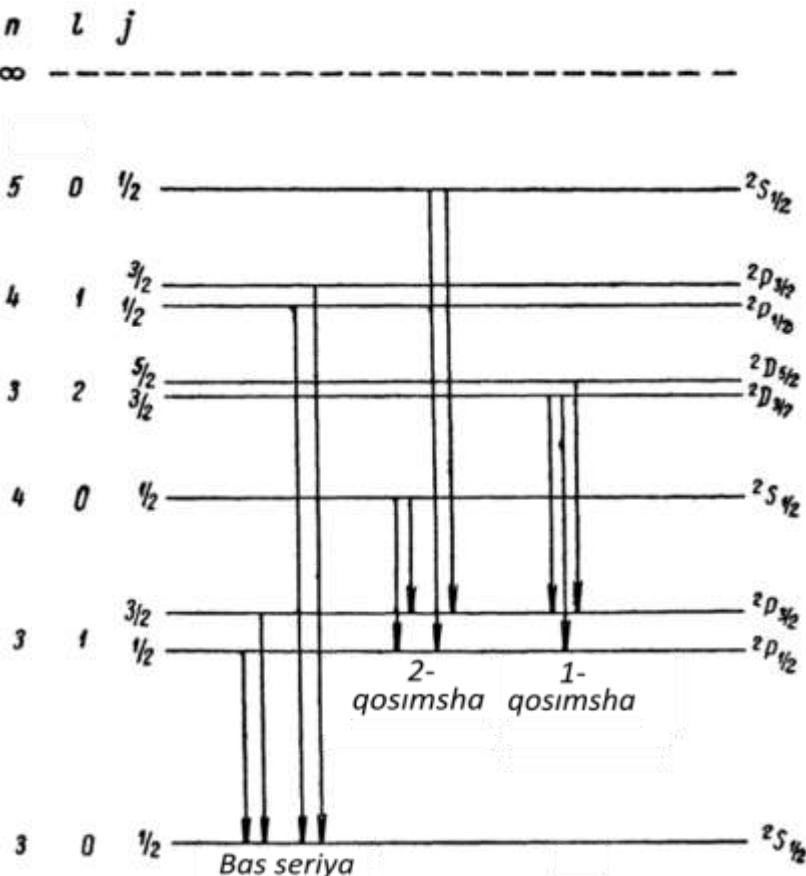
340-параграфта көрнегін турғанындаидай, бас серияның

$$\begin{aligned} \nu &= 3^2S_{1/2} - n^2P_{1/2}, \\ \nu &= 3^2S_{1/2} - n^2P_{3/2}, \end{aligned} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

сызықлары қоссызықлар болып табылады; олардың дублетлиги n^2P_j термлериниң еки мәниске ийе болатуғының салдары болып табылады.

Екинши қосымша серияның салдары да қос.

(7)-сайлап алғы қағыйдасын пайдаланып, 3 2P_j – n^2D_j ҳәм 3 2D_j – n^2F_j серияларының салдарының үш қураушыдан туратуғының аңсат көриүгө болады. Бирақ, l дин өсиүи менен термлердин дублетлик ажыралыбы киширейетуғын болғанлықтан, бул үшинши қураушы қалған екеүинин бирине жұдә жақын жайласады ҳәм тек аүыр силтили металларда сезилерлікей болады.



Электронлардың бири барлық үақытта $1s$ (ұлыўма жағдайда n_1s) ҳалда, ал екиншиси мүмкін болған қәлеген ҳалда, бас квант саны n_2 нин қәлеген мәнисинде қалатуғын дара жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда биринши электрон ушын $l_1 = 0$, l_2 болса мүмкін болған қәлеген мәниске ийе бола алады. $l_1 = 0$ теңлиги орынланатуғын болғанлықтан, атом тутасы менен l_2 ге сәйкес келетуғын квант саны L менен тәрийипленеди ҳәм P_L толық орбиталық момент \mathbf{p}_{l_2} ге сәйкес келеди. Қосынды спинлик момент $\mathbf{P}_s = \mathbf{p}_{s_1} + \mathbf{p}_{s_2}$ квант санының сәйкес $S = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$ ҳәм $S = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ мәнислерине сәйкес келетуғын еки мәниске ийе болады.

$S = 0$ ҳәм $S = 1$ болған жағдайларды өз алдына қараймыз. Олардың биринши спинлик моментлердин компенсациясы менен тәрийипленеди: атомның қосынды спинлик моменти $P_s = 0$. Бул ҳалға *жеке-жалғыз термлер* сәйкес келеди, олар ушын J квант санының мәниси L дин мәниси менен бирдей (XXIII кестениң ортағы бөлімін қараңыз). Екинши жағдайда қосынды спинлик момент нолден өзгеше ҳәм квант санының $S = 1$ мәниси менен тәрийипленеди. Енди толық момент P_J ның мәниси

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$$

мәнислерин қабыл ететуғын J квант саны менен анықланады. Сонықтан, $S = 1$ болған жағдайда ҳәр бир L ге ($L = 0$ болмаған жағдайлар ушын) J ның мүмкін болған үш мәниси, соған байланыслы *триплеттер* термлердин пайда болыўы сәйкес келеди (XXIII кестениң оң бөлімі).

XXIII кесте.

1- электрон	2- электрон	L	$S = 0$ (жеке-жалғыз)		$S = 1$ (триплеттер)	
			J	символ	J	символ
1s	1s	0	0	1S_0	1	3S_1
1s	2p	1	1	1P_1	0 1 2	$^3P_0 \ ^3P_1 \ ^3P_2$
1s	3d	2	2	1D_2	1 2 3	$^3D_1 \ ^3D_2 \ ^3D_3$
1s	4f	3	3	1F_3	2 3 4	$^3F_2 \ ^3F_3 \ ^3F_4$

Хәр бир термниң символына еки белгini қоямыз: шеп тәрептеги жоқарыдағы белги оның мультиплетлигин көрсетеди (жеке-жалғыз, триплет) ҳәм оң тәрепте тәменде - J квант санының мәнисин көрсететуғын белги. Толық характеристика ушын атомның ҳалының символының алдына электронлардың символларын жазады. Мысалы, егер электронның бири $1s$ ҳалда, ал екинши $2p$ ҳалда туратуғын атомның 3P_1 ҳалы ҳақында гәп етилип атырған болса, онда биз $1s2p^3P_1$ деп жазамыз.

Солай етип, еки электронға ийе атом термлердин ҳәр қыйлы болған еки жыйнағына ийе болады: жеке-жалғыз термлердин жыйнағы ҳәм триплеттер термлердин жыйнағы. Ҳақыйқатында да, гелийдин спектри сериялардың еки ҳәр қыйлы болған жыйнағына ийе. Усының салдарынан гелийди ҳәр қыйлы болған еки элементтин арасынан турады деп есаплаған ҳәм оларды *парагелий* ҳәм *ортогелий* деп атаған. Парагелийдин сывықтары - жеке-жалғыз; ортогелийдин сывықтарын дәслеп дублеттер деп есаплады. Бирақ ҳәзири заман спектроскопиясы пайдаланатуғын жоқары ажырала алыў күшине ийе әсбаплар олардың жүдә тар болған триплеттерден туратуғынлығын көрсетti.

Бақлаўлар жеке-жалғыз термлер менен триплеттердин термлериниң бир бириңен әдеўир жылысқан екенлигин көрсетеди. $S = 1$ қәддилер сәйкес $S = 0$ қәддилерден тәменде жайласады. Элементар теория бул фактты түсіндіре алмайды: еки электронның спинлериниң өз-ара тәсирлесіү энергиясы ҳәм спин менен орбитаның моментиниң өз-ара тәсирлесіү энергиясының бирдей тәртіпте болыўы керек; соғы жағдай болса тек салыстырмалы тар мультиплеттер структуралары ғана пайда етеди. Ал ис жүзинде құбылыс кванттық механика менен түсіндірилетеуғын басқа себеп пенен байланыслы.

Талланып атырған жағдайда бир электрон барлық үақытта $l_1 = 0$ теңлиги орынланатуғын орбитада жайласады, сонықтан атомның стационар ҳаллары бир бириңен екинши электронның қозғалысының ҳәр қыйлы ҳаллары бойынша айрылады. Усының менен бирге, сывықтардың шығарылыўы да екинши электронның бир ҳалдан екинши ҳалға өтийиниң салдарынан жүзеге келеди. Бундай жағдайда

$$\Delta L = \pm 1$$

сайлап алыў қағыйдасы орын алады. Усының менен бир қатарда J пенен S ушын да
 $\Delta J = 0, \pm 1, \quad \Delta S = 0$
 сайлап алыў қағыйдалары орынланады.

Бул үш қағыйда триплетлик сзызықтардың структурасын структурасын түснійгे мүмкіншилік береди. Дублетлер бар болған жағдайдағыдай, S термлери тек Р термлери менен, ал Р термлери тек S ҳәм D термлери менен ҳ.т.б. комбинациялана алады. Солай етеп, триплетлер болған жағдайдағыдай, бас, қосымша ҳ.т.б. сериялар табылады. Бас серия "ҳақыйқый! триплетлерден, яғни үш сзызықта ииегруппалардан турады:

$$\nu = 1 \ ^3S_1 - n \ ^3P_0, \nu = 1 \ ^3S_1 - n \ ^3P_1, \nu = 1 \ ^3S_1 - n \ ^3P_2.$$

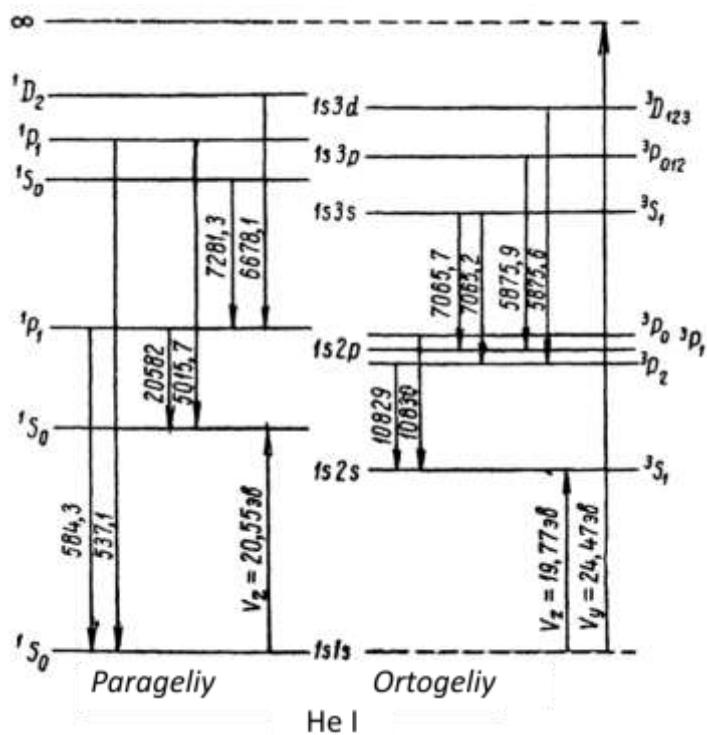
³⁹ п ниң өсүйі менен триплетлердин кураўшыларының арасындағы қашықлық киширейеди.

Екинши қосымша серияның сыйықтары да уш сыйықтан туратуғын группалар пайда етеди:

$$\nu = 2^3P_0 - n^3S_1, \nu = 2^3P_1 - n^3S_1, \nu = 2^3P_2 - n^3S_1.$$

Серия арқалы өткенде бул триплетлердин кеңлиги өзгериссиз қалады. $n \rightarrow \infty$ шегинде триплеттин қураўшыларының ҳәр бири өзиниң меншикли шегине умтылады; бул шеклердин орынлары термлердин санлы мәнислери 2^3P_0 , 2^3P_1 , 2^3P_2 лер менен бериледи.

Үшлик 3G_2 қәддиден үшлик 3P_J қәддиге өткенде пайда болатуғын биринши қосымша серияның сзыықлары алты қурашыдан турады.



341-сүйрет. Гелийдин қәддилеринин схемасы.

Солай етип, триплетлик термлердин арасында өтиўлерде пайда болатуғын серияларда таллау тек бас ҳәм екинши қосымша сериялар ушын сыйықлардың сыртқы түри "триплетлик спектр" атамасын ақтайды, басқа сериялардың сыйықлары алты сыйықтан туратуғын құрамалы группаларды пайда етеди. Тек термлер ғана триплетлик болып табылады.

341-сүйретте гелийдин қәддилериниң ҳәм айырым спектраллық сыйықлардың пайда болыў схемасы көрсетилген. Гелийде триплетлик сыйықлардың ажыралыўы жудә киши.

Гелийдин ең терең ҳалы $1s1s\ ^1S_0$ жеке-жағыз ҳалы болып табылады. Гелий атомы қозбаған ҳалда (нормаль ҳалда) усы ҳалда жайласады.

³⁹ Бул жерде де, буннан кейинги сериаллық белгилеўлерде символлардың алдындағы басквант санлары 1, 2 ҳ.т.б. мәнислери шартлы характерге ийе. Тек гелий ҳәм оған усаған ионлер ушын ең төменги 1S_0 терми $1s1s$ электронлық конфигурациясына сәйкес келеди.

$1s2s\ ^3S_1$ ҳалы келеси ҳал болып табылады. Оған әдеүир жоқарыда жайласқан қәдди сәйкес келеди. Гелий атомын $1s1s\ ^1S_0$ ҳалдан $1s2s\ ^3S_1$ ҳалына өткериү ушын 19,77 эВ жумыс ислеү керек. XXIII кесте бойынша $1s1s\ ^3S_1$ ҳалының жүзеге келийи мүмкін болса да, бул ҳал жүзеге келмейди. Биз төменде бул жағдайдың атомлардың теориясы ушын үлкен әхмийетке ийе екенлигин көремиз.

Триплетлик ҳәм жеке-жалғыз қәддилердин арасындағы өтиўлер бақланбайды. Солай етип, гелий атомының $1s2s\ ^3S_1$ ҳалынан қандай да бир тереңирек ҳалға өтийиниң өзинен-өзи жүриүи мүмкін емес. Тереңирек ҳалға өтий болмайтуғын ҳалды *метастабиллик* ҳал деп атайды.

341-сүйретте гелийдин җәне бир метастабилли ҳалға ийе болатуғынлығы көринип тур. Атап айтқанда бул ҳал $1s2s\ ^3S_0$ ҳалы болып табылады. Бул ҳалдан нормаль ҳалға өтий L квант саны ушын арналған сайлап алғы қағыйдасы бойынша қадаған етилген. Бул екинши метастабиллик ҳалға 20,55 В шамасындағы қоздырыў потенциалы сәйкес келеди. Атомды метастабиллик ҳалдан шығарыўға болады. Оның ушын оны қандай да бир сыртқы тәсирде, мысалы электрон менен соққылаудың нәтийжесинде, жоқарыдағы метастабиллик емес ҳаллардың бирине өткериү керек. Усының менен бирге, атом нормаль ҳалға басқа атом менен соқлығысыўдың нәтийжесинде оған қоздырыў энергиясын тиккелей бериүдин салдарынан өтийи мүмкін. Бир атомнан екинши атомға энергияның тиккелей өтийи орын алатуғын усындағы соқлығысыўларды *екинши әүлад урылыўлары* деп аталаады.

Гелийдеги нормаль қәддиниң жүдә төменде жайласатуғынлығының оның $1s1s\ ^3S_0 - 1s2s\ ^3P_1$ резонанслық сыйзығының алыстағы ультрафиолет областта жататуғынлығын түснедиреди; оның толқын узынлығы $\lambda = 584,328 \text{ \AA}$.

Гелийдин серияларының усындағы алыста жатыўы оның қысқа толқынлардағы үлкен мөлдирлиги түснедириледи.

Гелий ҳәм оған уқсас болған ионлардан басқа жеке-жалғызлар ҳәм триплетлердин схемасына сиптили жер элементтериниң спектрлери, цинктин, кадмийдин ҳәм олар менен уқсас болған ионлар да киреди.

§ 350. Менделеевтиң дәүирлік системасы. Д.И.Менделеевтиң 1869-жылы элементлердин химиялық ҳәм физикалық қәсийетлерин терең үйрениүдин нәтийжесинде өзиниң элементлер системасын дөреткени белгили Егер элементлерди атомлық салмағы бойынша жайластырса (үлкен болмаған аұысыўлар менен), онда олардың физикалық ҳәм химиялық қәсийетлериниң дәүирли түрде қайталанатуғынлығын көрсетти. Ҳәзирги үақытлары биз Менделеев кестесиндеғи элементлердин атомлық салмағы бойынша емес, ал зарядлық саны Z бойынша жайласатуғынлығын билемиз. Бирақ бул еки тәртип бир бири менен дерлик толық сәйкес келеди.

Менделеев тәрепинен ашылған дәүирлилік қурамалы характерге ийе. 342-сүйретте Менделеевтиң дәүирлік системасы әдетте химия курсында берилетуғындағы тәртипте бизиң мақсетлеримиз ушын қолайлы түрде берилген⁴⁰. Бир дәүирге киретуғын элементлер кестеде бир қатарға жазылған. Бир бирине уқсас болған элементлер сыйзықтар менен тутастырылған. Көринип турғанындағы, биринши дәүир тек еки элементке - водород пенен гелийге, екинши ҳәм үшинши дәүирлер 8 элементке, төртинши ҳәм бесинши дәүирлер 18 элементке ҳәм алтыншы дәүир 32 элементке ийе. Соңғы дәүирдин 92-элементте - уранда тамам болатуғынлығы үзилетуғынлығы тәбийий. Ҳәзирги үақытлары зарядлық санлары Z

⁴⁰ Стабилли изотопларға ийе болмайтуғын $Z = 43, 85$ ҳәм 87 элементлери ҳәзирги үақытлардағы әдебияттарда технеций (Tc), астатин (At) ҳәм франций (Fr) деп аталаады. Олардың барлығы Менделеев тәрепинен болжап айтылды ҳәм оларға ол мынадай атамаларды берди: экамарганец (EMn), экαιод (EJ) ҳәм экацизий (ECs).

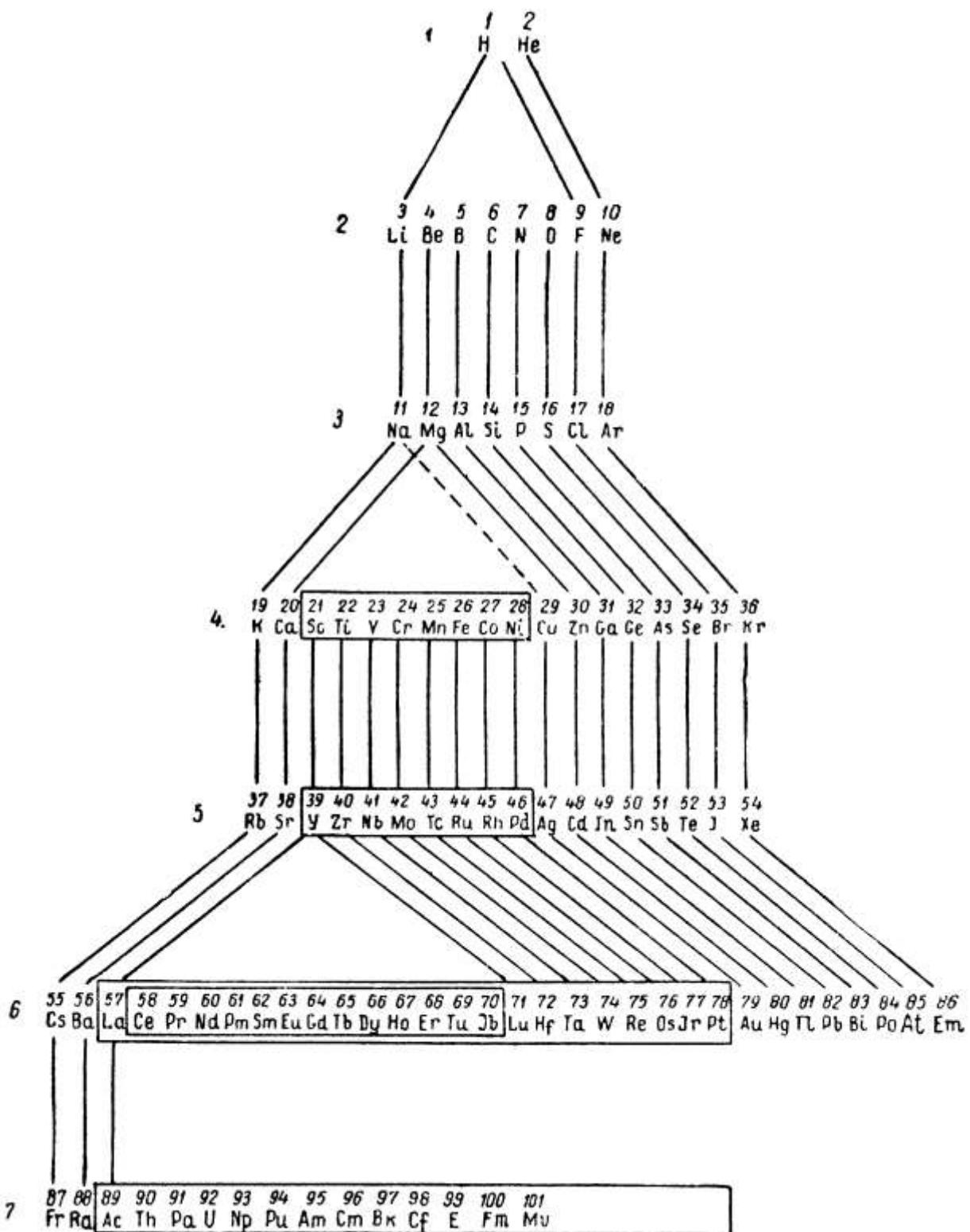
= 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100 ҳәм 101 (381-параграфқа қараңыз) шамаларына тәң жасалма түрде және 9 "трансуран" элементлери алынды⁴¹.

Менделеев системасының бир бағанасына киретуғын атомлардың қәсийетлериниң уқсаслығы олардың атомлық спектрлерине де тарқатылады. Бизлер барлық силтили металлардың бир бирине уқсас болған спектрлерге ийе болатуғынлығын көрсеттік; барлық силтили жер элементлериниң ҳ.т.б. спектрлери де бир бирине уқсас. Менделеев кестесиниң ҳәр бир дәүири бойлап қозғалғанда кем-кемнен құрамалы болған спектрлер алынады.

Бор бойынша элементлердин қәсийетлериндеги дәүирлик электронлардың белгили болған қатламларда ямаса қабықтарда жайласыўы менен түсіндіриледи.

Бир қабықтың құрамына киретуғын барлық электронлар бирдей бас квант санына ийе болады. Менделеев кестесиниң ҳәр бир дәүири электронлар менен жаңа қабықты толтырыў менен басланады. Элементлердин физикалық-химиялық қәсийетлери олардың ең сыртқы валентли электронларының саны ҳәм жайласыўлары бойынша анықланады. Сонықтан, жаңа қабықлардың дәүирли түрдеги толтырылышы атомлардың қәсийетлериниң дәүирлигіне алып келеди.

⁴¹ Ҳәзирги үақыттары (2022-жыл) 118 химиялық элемент белгили. Олардың ең ақырғысы болған 118-элемент оғанесон деп аталады. Сонықтан "трансуран" элементлердин саны 26 ға жетти (Аўдарыўшылар).



342-сүйрет. Д.И.Менделеевтің дәүирлік системасы.

Солай етип, Менделеев тәрепинен ашылған элементтердің қәсиетлеринің дәүирлиги атомлардың электронлардың жайласыуындағы дәүирлікти сәүлелендіреді. Бул гипотеза оптикалық ҳем рентген спектрлеринің ашылышы менен тастырықланады.

Менделеевтің кестеси менен атомлардың ишиндеңи электронлардың қатlam бойынша тарқалыуының арасындағы байланысты толық орнатыу ушын анау ямаса мынау қабықта жайласа алатуғын электронлардың максималлық сынан анықлау керек болады.

Бул мәселе Паули принципи деп аталауғын принциптиң жәрдемінде шешиледи. Бул принцип бириңши рет спектраллық термлерди таллаудың нәтийжесінде келип шықты, ал кейин квантлық механиканың улыұмалық көз-қарасларының тийкарында тастыбықланды. 349-параграфта биз гелийдеги мүмкін болған еки терең $1s1s\ ^1S_0$ ҳәм $1s1s\ ^3S_1$ ҳаллардың ҳақыйқатында тек жеке-жалғыз $1s1s\ ^1S_0$ ҳалының жүзеге келетуғынлығы атап өттік. Триплетлик $1s1s\ ^3S_0$ ҳалы жүзеге келмейди. Еки ҳәм оннан да көп санлы атомларға ийе басқа атомлarda да формаллық жақтың пайда болыўы мүмкін ҳаллардың бир бөлімі пайда болмайтуғын болып шықты. Паули, *егер атомда бирдей квант санлары менен тәрийипленетуғын еки ҳәм оннан да көп санлы электронларды болмайды деп есапланса, онда бул факттың түсіндірилиүйин мүмкін екенлигин көрсетти.*

349-параграфта биз атомдағы электронның n, l ҳәм j квант санлары менен тәрийипленетуғынлығын атап өттік. n ниң бас квант саны екенлигин ҳәм оның электронның орбиталарының өлшемлерин (Бор моделинде эллипс тәризли орбитаның үлкен ярым көшерин) анықтайтуғынлығын еске түсіремиз. $l = 0, 1, 2, \dots (n - 1)$ - электронның орбиталық моменти \mathbf{p}_l ди анықтайтуғын қосымша квант саны ҳәм $j = |l \pm \frac{1}{2}|$ - электронның толық моменти \mathbf{p}_j ди анықтайтуғын квант саны. Усының менен бирге, артықмаш бағытқа салыстырғандағы \mathbf{p}_j дин мүмкін болған ҳәр қыйлы ориентацияларын итибарға алғы керек⁴².

Бул ориентациялар \mathbf{p}_j моментиниң артықмаш бағытқа түсирилген мүмкін болған проекциялары менен анықланады. Олардың мәниси мыналарға тең:

$$p_{iz} = m_j \hbar. \quad (1)$$

Бул теңдикте $m_j = \pm j, \pm(j - 1), \dots, 0$.

Паули принципи бойынша атомдағы электронның характеристикасы үшін n, l, j, m_j квант санларының барлық төртеңи де қабыл етиледи. Бундай жағдайда биротала мынаған ийе боламыз: *атомда n, l, j, m_j квант санларының төртеңи де бирдей болған бир неше электронлар бола алмайды.*

Ең дәслеп Паули принципиниң гелийдеги $1s1s\ ^1S_1$ ҳалының жоқ екенлигин түсіндіретуғының көрсетемиз. $1s$ ҳәм $1s$ электронлардың екеүі де бирдей болған $n_1 = n_2 = 1, l_1 = l_2 = 0, j_1 = j_2 = 1/2$ квант санларына ийе болады. Демек, олар бир бириңен төртінши m_{j1} ҳәм m_{j2} квант саны бойынша айрылыўы керек. Бул квант санларының ҳәр бири тек $\pm \frac{1}{2}$ мәнислерин қабыл ете алатуғын болғанлықтан, Паули принципи бойынша m_j дин, бири $+ \frac{1}{2}$, ал екиншиси $- \frac{1}{2}$ ге тең болған ҳаллардың болыўы мүмкін. Бирақ, бул жағдайда \mathbf{p}_{j1} ҳәм \mathbf{p}_{j2} моментлериниң бағытлары бир бириңе салыстырғанда қарама-қарсы болады ҳәм қосынды момент \mathbf{P}_j нолге тең болады ҳәм усындағы жағдайға атомның 1S_0 ҳалының жеке-жалғыз болыўы сәйкес келеди ($J = 0$). 3S_0 ҳалының пайда болыўы да мүмкін емес, себеби оның пайда болыўы үшін \mathbf{p}_{j1} ҳәм \mathbf{p}_{j2} моментлериниң бағытлары бир бириңе параллель болыўы ҳәм $m_{j1} = m_{j2}$ теңлигиниң орынланыўы керек, ал бул жағдай Паули принципине қайшы келеди.

Енди, Паули принципинен келип шыққан ҳалда

- a) n, l, j квант санлары
- б) n, l квант санлары ҳәм
- с) n квант санлары

бирдей болған атомлардағы электронлардың санларын есаплаймыз. Мыналарға ийе боламыз:

⁴² Биз "артықмаш" бағыт ҳақында гәп еткенимизде әдетте сырттан түсирилген майданның бағытын нәзерде тутамыз (Аўдарыўшылар).

а) (1) бойынша m_j квант саны ҳәм қыйлы болған $2j + 1$ мәниске ийе болатуғын болғанлықтан, онда n, l, j квант санларының бирдей үшлигине ийе электронлардың максималлық саны $2j + 1$ ге тең болады;

б) берилген l квант санында j квант саны еки $j = \left|l \pm \frac{1}{2}\right|$ мәнислерине ийе болатуғының есапқа алсақ, онда бирдей болған n, l квант санларына ийе электронлардың саны (бундай электронларды эквивалент электронлар деп атайды) $2(2l + 1)$ ге тең;

с) берилген n квант санында l квант саны $0, 1, 2, \dots, (n - 1)$ мәнислерине ийе болыуы мүмкін, сонықтан бирдей n квант санына ийе болған электронлардың ең үлкен саны Z_n мынадай сумма арқалы аңғартылады:

$$Z_n = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1). \quad (2)$$

Егер бул сумманың биринши ағзасы 2 ге, ал ең соңғы ағзасы $2(2n - 1)$ шамасына тең арифметикалық прогрессияның n ағзасының суммасы екенлигін есапқа алсақ, онда бул сумманың мәнисин аңсат есаплауға болады. Буннан мынаған ийе боламыз:

$$Z_n = \frac{2 + 2(2n - 1)}{2} n = 2n^2.$$

Солай етип, биз бас квант саны n ге тең болған электронлардың санының $2n^2$ шамасынан үлкен бола алмайтынлығын аламыз.

XXIV кесте атомдағы бирдей n квант санына ийе болған электронлардың мүмкін болған максималлық саны болған Z_n шамасын ҳәм олардың l квант саны бойынша тарқалыуын береди (б пунктте берилген жағдай).

XXIV кесте.

$n \backslash l$	0	1	2	3	4	Z_n
n	s	p	d	f	g	
1	2	-	-	-	-	2
2	2	6	-	-	-	8
3	2	6	10	-	-	18
4	2	6	10	14	-	32
5	2	6	10	14	18	50

XXIV кестеден бир квантлық қабықтағы ($n = 1$) электронлардың максималлық санының 2 ге, еки квантлық қабықтағы ($n = 2$) электронлардың максималлық санының 8 ге тең екенлиги; үш квантлы ҳәм төрт квантлы қабықтарда сәйкес 18 ҳәм 32 электронның жайласа алатуғынлығы көринип түр: Менделеев кестесинин дәүйирлери 2, 8, 18 ҳәм 32 элементке ийе. Усы жағдайға байланыслы Менделеев кестесинде неликтен 8 ҳәм 18 элементлердин дәүйирлеринин еки рет ушырасатуғынлығын анықлау қалады. Бул мына жағдай менен түсіндіріледі: XXIV кесте қабықтағы электронлардың мүмкін болған максималлық санын ғана көрсетеді, ал атомдағы ең соңғы электрон ең киши энергия сәйкес келетуғын ҳалда жайласады (мүмкін болған барлық ҳаллардың ишинdegі). Энергияның мәниси болса тек бас квант саны n ниң мәниси бойынша ғана емес, ал қосымша квант саны l деңде ғәрэзли. Сонықтан қәддилердин энергиялық тәртиби қабықтардағы мүмкін болған орынлардың тәртибине сәйкес келмейи мүмкін. Атомлық спектрлерди, әсиресе изоэлектронлық қатарлардың спектрлерин үйрениү электронлық қабықтардың құрылышын майдашүйдесине шекем қалдырмай айқынластырыуға ҳәм усындан жоллар менен Менделеевтиң дәүйирлік нызамының физикалық мәнисин биротала түсінүгө мүмкіншилик береди.

§ 351. Электронлық қабықлардың толтырылышы. Менделеев кестесиниң биринши дәүиринде тек еки элемент бар (H , He). Бул бир квантлық қабықтағы электронлардың мүмкін болған санына сәйкес келеди. Литийден баслап екінші дәүір жүреди. Еки квантлық қабықтың электронлар менен толық барысын қадағалау ушын литийдин ҳәм оған үқсас болған ионларды қараймыз. Литийдин спектриниң әпіуайы характеристи оның үш электронының екеүі ядроға жақын жайласады, ал үшинши электрон болса алысырақ болған орбитада қозғалады ҳәм бул орбита бас квант саны n нин үлкен мәнисине сәйкес келеди деп есаплауға мәжбүрледи. Бундай жағдайда "ишки" электронның екеүі де $n = 1$, ал үшиншиси нормаль ҳалда $n = 2$ шамасына тең бас квант санына ийе болады. $Li\ I$, $Be\ II$, $B\ II$, $C\ IV$, ... спектрлерин үйрениү бул болжайды тастыбылайтын. $Be\ II$, $B\ II$, $C\ IV$ ионларының спектрлері $Li\ I$ дин спектрине салыстырғанда олардың ядроларының зарядының үлкен болыуының себебинен ультрафиолет областқа қара жылжыған. Олардың литийдин спектри менен толық үқаслығы усы ионлардың ҳәр бириниң барлық үш электронларының нейтраль болған литий атомындағы электронлардай болып жайласқанлығын көрсетеди.

Водород ҳәм оған үқсас болған ионлар ушын толқын сандарында аңғартылған термлер мынадай түрге ийе болады:

$$T = \frac{RZ^2}{n^2}. \quad (1)$$

Бул теңликтегі Z - зарядлық сан.

Силтили металларда биз сыртқы электронның орбитасының алған тәсирин бас квант саны n нин орнына эффективлик квант саны n^* ди киргизиү жолы менен есапқа алдық. Сонлықтан, $Li\ I$ дин ҳәм оған үқсас болған $Be\ II$, $B\ III$, $C\ IV$, ... лердин термлери мынадай формуланың жәрдемінде берилиүі керек:

$$T = \frac{R(Z-2)^2}{n^{*2}}. \quad (1a)$$

(Li де $Z = 3$, сонлықтан (1a) формула 347-параграфтағы (1)-формулаға сәйкес келеди).

Бирақ (1)-формулаға анығырақ физикалық мәниске ийе болған басқа дүзетиүди киргизиү жолы менен басқашарақ жол менен де жүригеп болады. Атап айтқанда, электрон ядроның басқа электронлар тәрепинен майстырылған майданында қозғалатуғын болғанлықтан, дүзетиүди ядроның зарядына киргизиү керек. Бундай жағдайда оның ҳақыйқый $+Ze$ зарядының орнына

$$Z_{eff}e = +(Z-a)e$$

эффективлик зарядын киргизиү керек болады. Бул теңликтегі a арқалы экранлау шамасы деген атамаға ийе базы бир дүзетиү белгиленген. Бундай жағдайда термлер мынадай түрге ийе болады:

$$T = \frac{R}{n^2}(Z-a)^2. \quad (2)$$

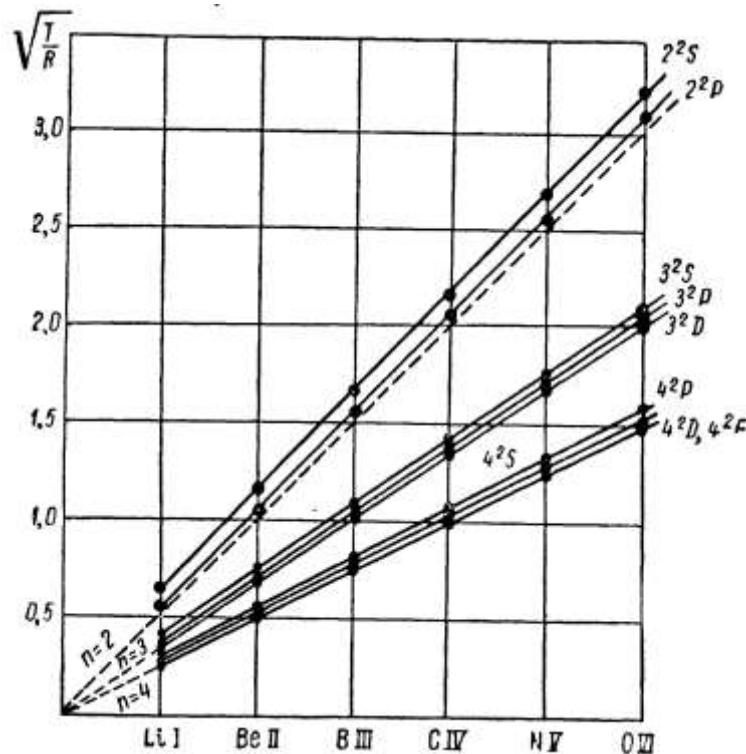
Бул теңликтеги n - ҳақыйқый квант саны. Изоэлектронлық қатарлардың термлерин салыстырыү изоэлектронлық қатардың термлери ушын a шамасының шама менен тұрақты болып қалатуғының көрсетеди.

(2)-қатнасқа 343-параграфтағы Мозли формуласына үқсас болған мынадай түрди беріүге болады:

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{1}{n}(Z-a). \quad (3)$$

Термлердин сан мәнисиниң квадрат түбіри зарядлық сан Z тен сзығылғы ғәрзели. $\sqrt{T/R}$ дин Z тен графикалық ғәрзелигин құрсақ, онда қыялығын бас квант саны n нин мәнисинен ғәрзели болған тууралыны аламыз. Бул графикте усы тууралының ордината көшери менен

кесилисіү ноқаты экранлаудың шамасы a ны береди. Солай етип, (3)-қатнас бас квант саны n нин мәнисин тиккелей анықлауға мүмкіншилік береди.



343-сүйрет. Изоэлектронлық Li I, Be II, B III, ... қатарының S - P - D - F -термлері ушын Мозли графиклері.

343-сүйретте изоэлектронлық Li I, Be II, B III, ... қатарының S - P - D - F -термлері ушын $\sqrt{T/R}$ шамасының Z тен ғәрзелиги берилген. Пунктир сзықтар водородлық

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{2}, \quad \sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{3}$$

хәм

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{4}$$

термлерге тийисли.

Көринип турғанында, термлердин үш групласының барлығы ушын Z тен ғәрзелик түүрү сзық пенен аңғартылады, буннан биз a дүзетиүиниң турақлы болатуғындығын көремиз. Бириңи групданың S хәм P термлерине тийисли болған түүрүлар $\sqrt{T/R} = Z/2$ түүрүсіне, екінши групданың D термине сәйкес келетуғын түүрү $\sqrt{T/R} = Z/3$ түүрүсіне, ал үшинши групданың F термине сәйкес келетуғын түүрү $\sqrt{T/R} = Z/4$ түүрүсіне параллель. Буннан мынадай жағдайға тиккелей иие боламыз: литийдин хәм оған үқсас болған ионлардың ең терендеги S хәм P ҳалларының бас квант санлары $n = 2$ ге тен; ең терең D ҳалының бас квант саны $n = 3$, ал ең терең F ҳалы ушын $n = 4$. Буннан гелий атомларындағы валентли электрон ушын мүмкін болған ҳаллар $2s$, $2p$, $3s$, $3p$, $3d$ ҳ.т.б. ҳаллар болып табылады. $2s$ ҳалға ең теренде жайласқан қәдди сәйкес келеди; нормаль валентли электрон усы қәддиде жайласады. Солай етип, литийден баслап еки квантлы қабықтың толтырылышы басланатуғынды тиккелей тастыйықланады хәм усының менен бирге Менделеев кестесіндеги жаңа дәүир басланады.

Литийден кейинги элементлердин спектрлерин таллау оларда еки квантлық қабықтың тен өлшеүли толтырылысының басланатуғындығын көрсетеди. Бул толтырылыу неонда тамам болады ($Z = 10$). Еки квантлық қабықта орын қалмайды - бул қабық жабық қабыққа айланады деп айтады. Неонның еки квантлық қабығының жабық екенлеги оның химиялық жақтан актив емес ҳәм оның бир квантлық қабығы толған гелий менен үқсаслығын түсіндіреди.

Натрийден он бириңи электроны еки квантлық қабықта орын таппайды ҳәм үш квантлық қабықты толтыра баслады. Усының нәтийжесинде натрийдан баслап Менделеев кестесиниң жаңа (үшинши) дәүири басланады. Натрийде жабық қабықтың сыртында бир валентлик электронның болыуы оның физикалық ҳәм химиялық қәсийетлериниң литийдиң қәсийетлери менен үқсаслығын тәмийинлейди. Натрийдиң валентли электронларының үш квантлық қабықта жайласыуы натрий ҳәм оған усаған ионлардың ($Mg\ II$, $Al\ III$ ҳ.т.б.) ең терең болған S -, P -, D -термлери ушын Мозлидиң графиклерин үйрениүде тастыыйықланады. Бул термлерге сәйкес келетуғын туўрылар $\sqrt{T/R} = Z/3$ туўрысына параллель, буннан усы термлердин барлығының ҳақыйқатында да бас квант санының $n = 3$ мәнисине сәйкес келетуғынды келип шығады.

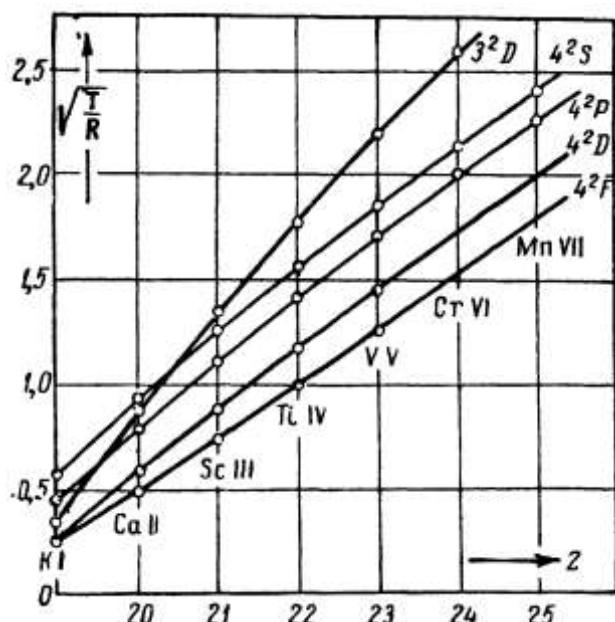
Натрийден кейинги элементлерде үш квантлық қабықтың с ҳәм р ҳалларының избе-из толтырылыуы басланады. Аргонда ($Z = 18$) сегиз үш квантлық электрон симметриялы группаны пайда етеди ҳәм оның физикалық ҳәм химиялық қәсийетлери бойынша неон менен үқсаслығын тәмийинлейди. Усының менен элементлердин үшинши дәүири айрылып турады (Na дән Ar ға шекем). Бул жағдайда ол екинши дәүир сыйқылы сегиз элементке ийе. Он тоғызыншы элемент (калий) силтили металларға үқсас ҳәм ол төртинши дәүириди баслады.

Бирақ аргон атомындағы сегиз электрон үш квантлық қабықтың мүмкін болған барлық орынларын толтырмайды. Себеби, бул қабықта XXIV кестеде келтирилген мағлыұматларға сәйкес 18 электронның жайласыуы мүмкін. Аргонда үш квантлық қабықта 3d-электронлардың 10 данасы ушын орын қалады. Усындағы жағдайға қарамастан, калийдеги 19-электрон оның спектри менен оған үқсас болған ионлардың спектрлери бойынша нормаль түрде 3d ҳалында жайласпайды. Бул жердеги электронлар менен толтырылыу тәртиби XXIV кесте тәрепинен анықланатуғын тәртипке бириңи рет сәйкес келмейди. 4s орбитасы (күшли созылған сиңетуғын эллипс) 3d (дөңгелек) орбитасына қарағанда көбірек тәсирленген ҳәм энергиясы бойынша терецирек болады. Усының нәтийжесинде калийдиң 19-электроны 4s ҳалда нормаль (тийкарғы) ҳалда турады. Бул калий менен натрийдиң ҳәм Менделеев кестесиниң жаңа төртинши дәүириниң үқсаслығын тәмийинлейди.

Бирақ, калийдеги үш квантлық қабықтың жабық болмауы буннан кейинги элементлердеги жағдайларға тәсир етеди. 344-сүйретте изоэлектронлық $K\ I$, $Ca\ II$, $Sc\ III$, $Ti\ IV$, ... қатары ушын $4s^2S$, $4p^2P$, $3d^2D$, $4d^2D$ ҳәм $4f^2F$ термлери ушын Мозли графиклері келтирилген. Көринип турғанындей, $3d^2D$ термине сәйкес келетуғын туұры $4s^2S$ туўрысын кесип өтеди. Буннан $K\ I$ менен $Ca\ II$ дин ең терең нормаль терминиң $4s^2S$ терми екенлеги, ал $Sc\ III$ ушын $3d^2D$ терми екенлеги келип шығады. Буннан өз гезегинде $Sc\ III$ тиң 19-электронының нормаль жағдайда 4s ҳалда емес, ал калийдеги сыйқылы 3d ҳалда жайласады. Тап усындағы жоллар менен, келеси ионда ($Ti\ IV$) тек 19-желектрон ғана емес, ал 20-электроның да 3d ҳалда туратуғындығын табыуға болады. Калий тәрепинен бузылған қабықтардың толыу тәртиби бул жерде қайтадан тикленеди.

XXIV кестениң мағлыұматлары бойынша 3d ҳалларды толтырыу ушын 10 электрон талап етиледи. Усы 3d ҳаллардың барлығы бириңи рет мыста толтырылған; усының менен бирге мыста барлық үш квантлық қабық жабық болып табылады; мыстың 29-электроны 4s ҳалда турады ҳәм бул жағдай оның силтили металлар менен үқсаслығын

пайда етеди. Солай етип, тек мыстан баслап төрт квантлық қабықтың "нормаль" түрдеги толтырылыуы басланады. Үш квантлық қабық толтырылатуын скандийден никелге шекемги сегиз элемент Менделеевтиң дәүирлік системасында рамка менен айырып көрсетилген айрықша группаны пайда етеди (342-сүүрет). Буннан кейин мыстан криптогнға шекем 4s- пенен 4p-халлардың "нормаль" түрдеги толтырылыуы жүреди. Төрт квантлы қабықта сегиз электроны бар криpton ең жоқары электронлық қабығында сегиз электронға иие болған Ne менен Ar да уқсас. Усының салдарынан криpton менен барлығы болып 18 элементке иие (K ден Kr да шекемги) төртинши дәүир тамам болады.



344-сүүрет.
Изоэлектронлық K I, Ca II, Sc III, ... қатары
ушын Мозли графиги.

Криptonнан кейинги 37-элементтен (рубидийден) баслап төрт квантлы қабықта еле 24 орын "бос" болып қалатуын болса да (4d-халларда 10 орын ҳәм 4f-халларды 14 орын), бес квантлы қабықтың толтырылыуы басланады. Бул жағдайда да, калийде орын алған жағдайдағыдан, күшли созылған 5s орбитаға сәйкес келетуын ҳал толтырылмаған төрт квантлы ҳаллардан теренде жайласады. Төрт квантлы қабықты ақырына шекем толтырылған иттрийден ($Z = 39$) басланады, усы иттрийден кейин қайтадан d-халлар толтырылатуын элементлердин группасы жүреди. 4f-халлар 58-элементке (церий) шекем толтырылмаған болып қалады. Церийден баслап усы қабық толтырыла баслайды. 4f-қабықтың толтырылыуы өзинине ишине сийрек жер элементтери деп аталатуын 14 элементти өзинине ишине алады Сийрек жер элементтери өзлеринин физикалық-химиялық қәсийеттери бойынша бир бирине жұдә уқсас ҳәм өзлеринин алдындағы элементлердин арасында оларға уқсас болған элементлер жоқ⁴³. 5f қабығы толатуын элементлердин усындағы группасы торийдан ($Z = 90$) басланады.

⁴³ Яғнайы аналоглары жоқ деп айтамыз (Аўдарыўшылар).

xxv кесте.

ХХV кестеде электронлар менен қабықларды толтырыудың схемасы берилген. Бул схема Менделеевтиң системасының дәүирлері менен салыстырылған. Бул ХХV кестеден ҳәр бир дәүирдин (бириňшисинен басқа) бир валентли электроны бар силтили металдан басланатуғынлығы ҳәм жабық қабықты пайда ететуғын сегиз валентли электроны бар инерт газ бенен тамам болатуғынлығы көринип тур. s- ҳәм р-халлар нормаль түрде толатуғын екинши ҳәм үшинши дәүирлердин ҳәр қайсысы, усыған сәйкес 8 элементке ийе болады. d-қабығы толатуғын элементлердин группасы даўам ететуғын төртинши ҳәм бесинши дәүирлердин ҳәр қайсысы 18 элементке ийе. Ең ақырында, ең соңғы толған дәүир - алтынши дәүир f-қабығы кем-кемнен толтырылатуғын 32 элементке ийе. Солай етип, Менделеев тәрепинен ашылған қурамалы дәүирлик белгили болған квант санлары менен тәрийипленетуғын электронлардың группалар бойынша жайласыўлары бойынша тусиндириледи.

§ 352. Рентген спектрлери. Рентген спектрлериниң еки түри бар: тутас ҳәм сыйықлы. Тутас спектр электронлар тәрепинен олардың антикатодқа келип урылышының салдарынан тормозланыўының салдарынан нурланады (332-параграф). Сыйықлы спектр болса оптикалық сыйықлы спектрлер сыйықлы айырым кескин түрдеги спектраллық сыйықлардан туралы. Тутас спектрдин характеристикалықтери антикатодтың материалынан ғәрэзли емес. Сыйықлы спекрлердин структурасы антикатодтың материалынан ғәрэзли. Ҳәр бир элемент өзине тән болған сыйықлы рентген спектрге ийе болады. Сыйықлы рентген спектрлери былайынша пайда болады: дәстениң электронларының айырымлары урылышының салдарынан антикатодтың атомларына энергиясын береди. Антикатодтың қозған атомлары нормаль ҳалға қайтқанда жийилиги $\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$ шамасына тең нурды шығарады. Бул теңликтегі W_2 - қозған атомның, ал W_1 - оның тереңдеги ҳалларының бириниң энергиясы.

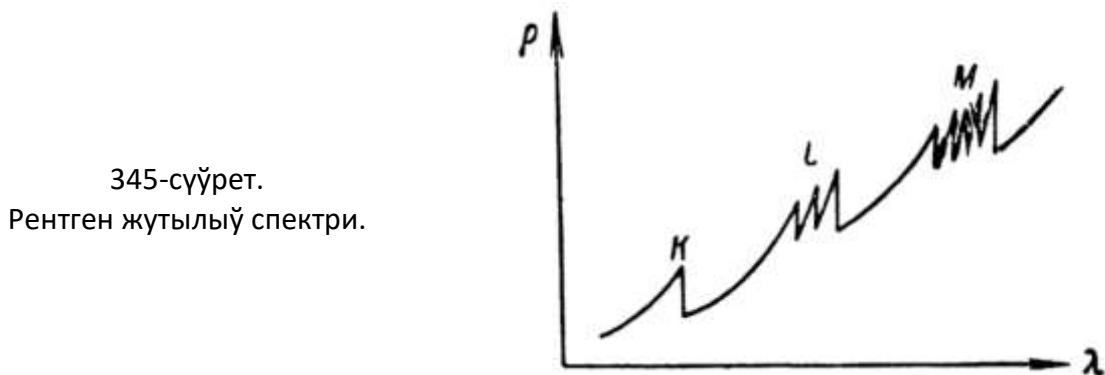
Рентген нурлары киши толқын узынлығына (шама менен 1 Å) ҳәм соған сәйкес үлкен ν жийиликке ийе болады. Соңықтан рентген сыйықлары атомлардың бир биринен үлкен айырмаға ийе энергиялар W ға ийе болған ҳалларының арасындағы өтиўлердин есабынан пайда болады. Ал, аўыр атомлардың үлкен энергияға ишкі электронлар ийе болады. Ҳақыйқатында да, барлық ишкі қабықлары жабық болған үлкен зарядлық сан Z ке ийе болған қандай да бир атомды қараймыз. Ишкі қабықлардың биринде жайласқан қандай да бир электронға сыртқы электронлар әззи тәсир етеди, себеби симметриялы түрде жайласыўлардың салдарынан айырым электронлардың тәсирлері бир бирин компенсациялайды. Соңықтан ишкі электронлар тийкарынан заряды $+Ze$ болған ядроның ҳәм ядроға жақын жайласқан электронлардың өтиўлериниң салдарынан ҳәм ядроға жақын жайласқан электронлардың тәсиринде болады. Демек, олардың энергиясы мынаған тең болады:

$$W = -\frac{Rhc}{n^2} (Z - a)^2. \quad (1)$$

Бул формулада n - бас квант саны (ең ишкі электронлар ушын $n = 1$), где n — главное квантовое число (для самых внутренних электронов $n = 1$), ал a болса тереңдиректе жайласқан электронлардың ҳәм басқа электронлардың тәсириниң болыўы менен байланыслы болған дүзетиў, оның шамасы Z тен киши. Аўтар атомлар ушын Z үлкен ҳәм энергия W сан мәниси бойынша үлкен. Қоңсылас ҳаллардың энергияларының арасындағы айырма да үлкен, усының нәтийжесинде спектраллық сыйықлар үлкен жийиликлерге, яғни киши толқын узынлықтарына ийе болыўы керек. Буннан рентген спектрлери атомлардағы ең тереңде жайласқан ишкі электронлардың өтиўлериниң салдарынан пайда болады деп болжаў келип шығады.

Бирақ рентген ҳәм оптикалық спектрлердин шығарылыў механизмлериниң арасында үлкен айырма бар. Бул айынма аўыр атомлардың ишкі қабықларының толқан екенлигі

менен байланыслы. Оптикалық спектрди қоздырыў ушын сырткы электрон өзинин ғалымынан қоңсы қозған ҳаллардың бирине өткерилиеди (342-параграфтағы спектрлерди электронлардың урылышының салдарынан пайда етигүе қараңыз). Аүйр атомдағы ишки электронды (мысалы, бир квантлық ҳалдағы) қоңсылас қабықта (мысалы, еки квантлық) өткериүге болмайды. Себеби екинши квантлық қабықтағы орынлар басқа электронлар менен ийеленген. Ишки электронды ең сырткы ҳаллардың бирине шығарыў ямаса оны атомның шеклеринин сыртына пүткиллей шығарып таслау мүмкін. Әдетте усы жағдай жүзеге келеди. Нәтийжеде рентген спектринин шығарылыў процесси мынадан ибарат: интенсивли сырткы тәсирде (мысалы, сырткы үлкен тезликке ийе болған электрон келип урылғанда) ишки электронлардың бири атомның шеклерине сыртқа шығарылады - атом ионға айланады. Пайда болған ионда ишки қабықтардың бириндеги электрон менен толтырылыў мүмкін. Усындағы жоллар менен қоңсылас ишки қабықтардың арасындағы өтиўлер жүзеге келеди, ал бул өтиўлер рентген нурларының шығарылыўна алып келеди.



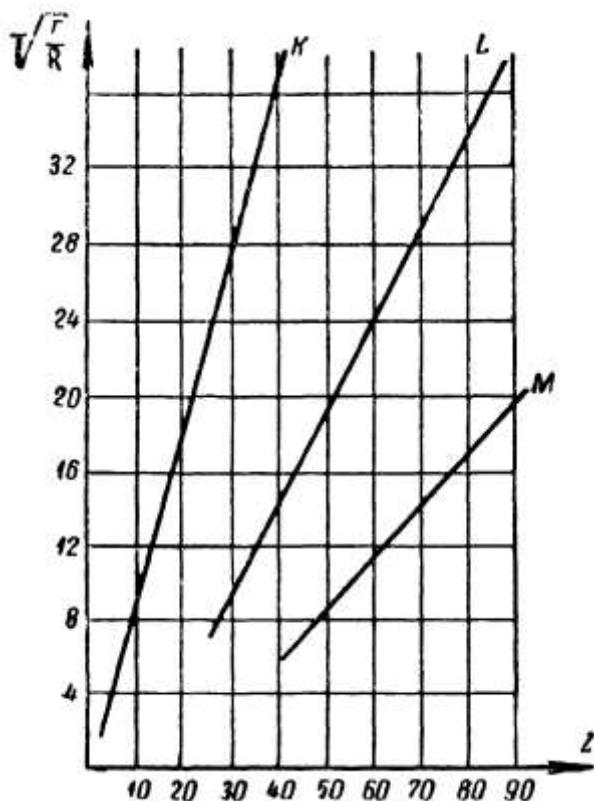
Бул болжаудың дұрыс екенлеги бир қатар фактлер менен, ең бириңи болып жұтылыў рентген спектрлеринин структурасы менен тастыбылаңынады. Бир атомлы пүйлір менен газлер беретуғын оптикалық спектрлер биз қарап атырған элементтин бас сериясының шығарыў сызықтарына сәйкес келетуғын айырым сызықтардан турады. Олар түсіүши жақтылықтың тәсиринде валентли электронның нормаль ҳалдан қозған ҳаллардың биреүине өтийинин нәтийжесинде пайда болады. Жұтылыў рентген спектрлері шығарыў рентген спектрлерине усамайды. Олар кескин түрдеги көриниске ийе узын толқынлы бир неше жолақтан турады. 345-сүйретте ордината көшерине рентген нурларының жұтылыў коэффициенти, ал абсцисса көшерине - толқын узынлықтары қойылған. Көринип турғанында, бир неше жұтылыў жолақтары бар. Бул жолақтарды K , L , M , N , ... арқалы белгилеў қабыл етилген K жолағы әпиүайы, қалған жолақтар тәбиятты параграфтың ақырында қаралатуғын структураға ийе (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз). Рентген жұтылыў жолақтары оптикалық спектрлердеги бас серияның шеклеринин сыртындағы тутас жұтылыў обласларына үқсас. Ҳәр бир жолақ фотоионизация процессине, яғни нурдың тәсиринде атомның ишки қабықтарының биринен электронды жулып алыўға сәйкес келеди. K жолағы электронды ең терең бир квантлық қабықтан жулып алыудың нәтийжесинде пайда болады, сонлықтан оған ең үлкен жийилик (ең киши толқын узынлығы) сәйкес келеди L жолағы электронды еки квантлық қабықтан ж.т.б. жулып алыуда пайда болады. Ҳәр бир жолақтың кескин шети фотоионизация процессинин басланыўына, яғни электронды оған қосымша кинетикалық энергияны бермей-ақ берилген қабықтан жулып алыў ушын керей болған в жийилигине сәйкес келеди. Қалған жұтылыў областлары (үлкен жийиликлер менен) электронды оған кинетикалық энергияны қосыў жолы менен жулып алыўға сәйкес келеди.

Енди шығарыў рентген спектрин қараймыз. Электронлардың энергиясы ушын жазылған (1)-аңлатпаны пайдалынып, электронның ишки қабықтардың биринен екиншисине өткенде жийилиги (толқынлық санларда аңғартылған)

$$\nu = \frac{W_2 - W_1}{hc} = \frac{R}{n_1^2} (Z - a_1)^1 - \frac{R}{n_2^2} (Z - a_2)^1 \quad (2)$$

шамасына тең болған сыйықтың шығарылышы керек

Рентгеноскопияда мынадай белгилеўлер қабыл етилген: $n = 1$ ге сәйкес келетуғын термлерди K -термлер, $n = 2$ ге сәйкес келетуғын термлерди L -термлер, $n = 3$ ге сәйкес келетуғын термлерди M -термлер ҳ.т.б. K қәддине жоқары қәддилерден өтиўлерде пайда болатуғын сыйықтардың сериясын K -сериясы, ал оның ең басындағы сыйықты K_{α} арқалы аңлатылады. L - қәддиге өтиўдин салдарынан пайда болатуғын серияны L -серия ҳ.т.б. деп атайды. K, L, M, N, \dots ҳәриплери менен атомлардың электронлық қабықтарын белгилейди: K ҳәрипиниң жәрдеминде бир квантлық қабық, L ҳәрипиниң жәрдеминде еки квантлық қабық ҳ.т.б. белгиленеди. Барлық аүыр атомлардың ишки қабықтары электронлар менен бирдей толтырылған болғанлықтан, (1)-формуладағы a дүзетиўи барлық элементлер ушын бирдей. Буннан, (2)-қатнастан барлық аүыр атомлардың бир бирине жүдә уқсас болған рентген спектрлерине ииे болатуғынлығы келип шығады. Тек атомлық салмақтың үлкейиўи менен Z тиң үлкейиўне байланыслы спектр үлкен жийиликтер областына қарай жылышады. Элементлердин жәцил элементлерге салыстырғандағы құрамаласыўы тек жоқарырақтағы қәддилердин пайда болыўы менен байланыслы. XXV кестеге сәйкес M -қабық ($n = 3$) мыста ($Z = 29$), ал N -қабық ($n = 3$) лютецийде ($Z = 71$) биринши рет жабылады.



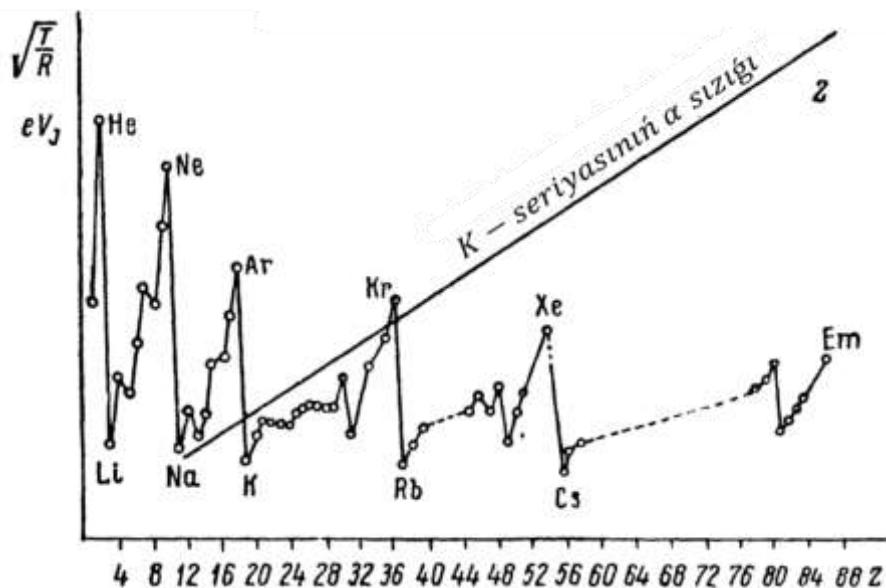
346-сүйрет.
Рентген термлері ушын Мозли
графиклері.

Рентген спектрлериниң термлерин (1)-формула бойынша былайынша жаза аламыз:

$$T(n) = \frac{R(Z - a)^2}{n^2}.$$

a дүзетиүи ис жүзинде Z тен ғәрэзсиз болғанлықтан, рентген термлери ушын Мозли нызамы орынланады: яғни рентген термлериниң квадрат түбіри зарядлық сан Z тен сзығылуы байланысқан. Тарийхый (3)-Мозли нызамы биринши рет рентген термлери ушын табылды. Вакуум-спектроскопияның рајажланыуы менен бир қатар изоэлектронлық қатардың спектрлери изертленгеннен кейин оны оптикалық термлер ушын тарқатыудың сәти тусти.

346-сүйретте абсцисса көшерине зарядлық сан Z, ал орбината көшерине $\sqrt{T/R}$ шамасы қойылған. Графиклер K-, L – ҳәм M – термлери ушын берилген; аүыр элементлер ушын олардың барлығы үлкен дәлликте туұры сзығылар болып табылады. Туұрыға сәйкес келмеў жағдайды сәйкес қабықлар еле толтырылмаған жаңыл атомларда орын алады. K-термлери ушын *a* дүзетиүиң шамасы 1 ге, ал L-термлер ушын 8 ге жақын. Мозли туұрылары Менделеев кестесидеги дәүирилктиң излерине ийе емес. Бул жағдай барлық атомлардың ишки электронларының бирдей қабықларды пайда ететуғының ҳәм физикалық қәсийетлердин дәүирилгінин сыртқы электронлар менен байланыслы екенligин және бир рет дәлиллейди. Бул жағдайды иллюстрациялау ушын 347-сүйретте еки графики салыстырамыз; 1-график атомлардың ионизациялық потенциалларын, яғни ең сыртқы электронды атомнан жулып алыў ушын керек болған жұмысты ҳәм 2-график K- термлери ушын (3)- Мозли нызамын береди. Олардың биринши Менделеев кестесиниң дәүиринин тамамланған орынларында өткір максимумларды береди (инерт газлер), екиншиси Z тиң мәнислериниң барлық областы ушын туұрыны береди.

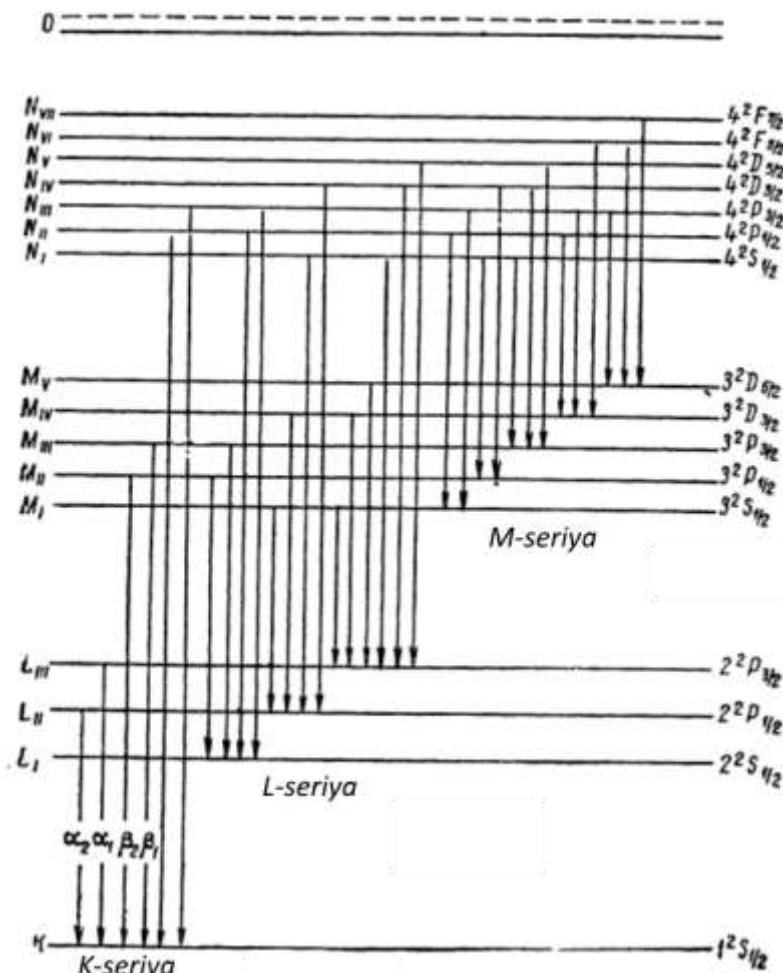


347-сүйрет. K-термлери ушын ионизациялық потенциаллар (1) менен $\sqrt{T/R}$ шамаларының зарядлық сан Z тен ғәрэзликтерин салыстырыу.

Бизлер 349-параграфта таллаған векторлық схема рентген спектрлериниң структурасын табыуға мүмкіншиликті береди. Ҳәр бир рентген терми бир электрон шығарылған қабықтың ҳалына сәйкес келеди. Векторлық схема жабық қабықтан бир электронды шығарғанда пайда бола алатуғын ҳәр қыйлы энергиялық ҳаллардың санын табыуға мүмкіншиликті береди. Жабық қабық ондағы қосынды P_L , P_S ҳәм P_J моментлериниң нолге тең болыуы менен тәрийипленеди. Егер жабық қабықтан моментлери p_L , p_S ҳәм p_J болған бир электронды шығарсақ, онда қалған электронлардың конфигурациясы P'_L , P'_S ҳәм P'_J моментлери менен тәрийипленеди. Олардың сан мәнислері шығарылған электронның моментлери болған p_L , p_S ҳәм p_J шамаларының сан мәнислерине сәйкес келеди. Бул тек усы жағдайда ғана моментлери болған $p_L + P'_L = P_L$, $p_S + P'_S = P_S$ ҳәм $p_J + P'_J = P_J$ моментлериниң қосындысының нолге тең болыу шәрти орынланады. Бир

электронға тийисли болған моментлердин жыйнағы дублетлик термлерге сәйкес келетуғын болғанлықтан, усыған сәйкес, рентген термлериниң схемасы оптикалық дублеттерге сәйкес келиүи керек.

Хақыйқатында да: бир квантлық қабықтың электронларының екеүі де $1s$ электронлар болып табылады, олар ушын $l_i = 0, s_i = 1/2$ ҳәм $j_i = 1/2$; бул электронлардың қайсысының жулып алынғанлығынан ғәрзесиз, қабықтың қалған бөлими $L = 0, S = 1/2, ҳәм J = 1/2$ квант санлары менен тәрийипленеди. Рентгеноскопияда бул ҳал K символы менен белгиленеди.



348-сүйрет. Рентген қәддилериниң схемасы.

Еки квантлық қабық еки дана $2s$ -электроннан ҳәм алты $2p$ -электроннан турады. Олардың (алтайдың) екеүі ушын $j_i = 1/2$, ал төртейи ушын $j_i = 3/2$. Егер еки квантлық қабықтан $2s$ -электронлардың биреүи шығарылған болса, онда $^2S_{1/2}$ ҳалы пайда болады. Егер $2p_{1/2}$ электронлардың бири жулып алынатуғын болса, онда $^2P_{1/2}$ ҳалы ($L = 1, S = 1/2, J = 1/2$), ал егер $2p_{3/2}$ - электронлардың бири жулып алынатуғын болса, онда $^2P_{3/2}$ ҳалы ($L = 1, S = 1/2, J = 2/2$) ҳалы пайда болады. Демек, бул жағдайда ҳәр қыйлы болған үш ҳалдың жүзеге келиүи мүмкін. Бул жұтылыў рентген спектринде көринеди: L жұтылыў жолағы бир бирине тығыз жайласқа үш жолаққа ажыралады (345-сүйрет). Олардың бири атомнан $2s$ -электронды жулып алғыла, ал қалған екеүі $2p_{1/2}$ - ҳәм $2p_{3/2}$ - электронларының жулып алыныуына жуýап береди. Рентгеноскопияда жоқарыда көрсетилген үщ еки квантлық ҳал L_I, L_{II}, L_{III} ҳәм символлары менен белгиленеди. Тап усыған үксас мынадай жуýмаққа келиүге болады: үш квантлық қабықтан электронлардың бириңи жулып алғанда мынадай $^2S_{1/2}, ^2P_{1/2}, ^2P_{3/2}, ^2D_{3/2}, ^2D_{5/2}$ бел ҳалдың бири жүзеге келеди. Бул бес ҳалға жұтылыў спектриндеги М-жолақтың бир бирине жақын болған бес жолаққа ажыралыуы сәйкес келеди. Төрт квантлық қабықтан электронлардың бириңи жулып алғанда ҳәр қыйлы болған жети ҳал пайда болады.

Термлердин арасындағы руқсат етилген өтиўлер оптикалық областтағыдай сайлап алыш қағыйдалары бойынша анықланады:

$$\Delta L = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1.$$

Қәддилердин схемасы сайлап алыш қағыйдалары менен биргеликте рентген спектрлериниң структурасын толық түснійүге мүмкіншилік береди. 348-сүйретте қәддилердин хәм айрым сызықлардың пайда болыуының схемасы берилген. К-қәддиге жоқары қәддилерден өтиўдин салдарынан пайда болатуғын K -серия ең қысқа толқынлы серия болып табылады. Бул серия оптикалық $\nu = 1^2S_{1/2} - n^2P_J$ дублетлердин бас сериясына сәйкес келеди. Буннан кейин L – хәм M – сериялар жүреди. Сериялардағы айрым сызықлары $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ грек ҳәриплери хәм санлы индекслер менен белгиленеди. Мысалы, $1^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}$ өтиўине K_{α_1} арқалы белгиленетуғын сызық, $1^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$ өтиўине K_{β_1} арқалы белгиленетуғын сызық пайда болады ҳ.т.б.

§ 353. Спектраллық сызықлардың интенсивликтери. Өтиўлердин итималлықтары. Классикалық электродинамиканың көз-қараслары бойынша (332-параграф) атомда тербелетуғын электрон өзи қандай ν жийиликте тербелетуғын болса, онда тап сондай жийиликтеги жақтылықты шығарады.

Нурданыұдың орташа құйаты мынаған тең:

$$\bar{W} = \frac{16\pi^4 e^2}{3c^2} \nu^4 a^2. \quad (1)$$

Бул теңликтегі a - электронның тербелислериниң амплитудасы. Солай етип, классикалық теория бойынша спектраллық сызықтың интенсивлиги амплитуданың квадратына хәм электронның сәйкес тербелисиниң жийилигиниң төрттінши дәрежесине пропорционал. Бирақ, Бордың ең дәслепки теориясында спектраллық сызықлардың интенсивлиги мәселеси пүткіллей басқаша қойылды. Сызықлардың шығарылышы шығарыұдың элементар актлары жолы менен жүзеге келеди, сол актлардың ҳәр бириnde энергияның $\Delta W = h\nu$ порциясы нурландырылады. Нәтийжеде спектраллық сызықлардың интенсивлиги мәселеси үақыт бирлигиндеги шығарылардың элементар актлериниң санына алыш келинеди.

Үш дана W_i, W_l ҳәм W_k энергия қәддилери болған әғдайды қараймыз (349-сүйрет). Мейли, қандай да бир сырттан түсирилген тәсирде (мысалы электронның урылышының салдарынан) атомлардың белгили болған N_k данасы энергиясы W_k болған қозған ҳалға өтеди. Кери бағытта тәменги ҳалға өтиўде атомлар жийилиги

$$\nu_{ki} = \frac{1}{h} (W_k - W_i), \quad \nu_{kl} = \frac{1}{h} (W_k - W_l)$$

шамаларына тең болған сызықларды шығарады. Мейли A_{ki} ҳәм A_{kl} арқалы $W_k \rightarrow W_i$ ҳәм $W_k \rightarrow W_l$ өтиўлердин итималлығын белгилейик. Бундай жағдайда үақыт бирлигиндеги өтиўлердин санлары сәйкес $N_k A_{ki}$ ҳәм $N_k A_{kl}$ шамаларына, ал сызықлардың интенсивлиги

$$I_{ki} = N_k A_{ki} \cdot h\nu_{ki}; \quad I_{kl} = N_k A_{kl} \cdot h\nu_{kl} \quad (2)$$

шамаларына тең болады.

Квантлық механикада өтиўлердин итималлықтары болған A_{ki} ҳәм A_{kl} шамаларының жийиликлердин кубына ҳәм тәменги қәддилердин статистикалық салмақтарына пропорционал екенлеги көрсетиледи:

$$A_{ki} = A'_{ki} g_i \nu_{ki}^3, \quad A_{kl} = A'_{kl} g_l \nu_{kl}^3$$

Бул теңликлерде A'_{ki} менен A'_{kl} - константалар. Бул теңликлердин пайдаланып биз қарап атырған сызықлардың интенсивликтери ушын мынадай қатнасты аламыз:

$$\frac{I_{ki}}{I_{kl}} = \frac{A'_{ki}}{A'_{kl}} \cdot \frac{g_i}{g_l} \cdot \frac{\nu_{ki}^3}{\nu_{kl}^3}. \quad (3)$$

Сызықлардың интенсивликтери, классикалық теориядағы сияқты, жийиликлердин төрттінши дәрежесине пропорционал болып шығады.

Статистикалық салмақлардың мәнисилери мынадай таллаұлардан алынады: атомның энергия қәддилери тек сыртқы магнит майданы болмаған жағдайда ғана азғынған болмайды. Бундай жағдайда n, L, J, m_J квант санларының ҳәр бир төртеүине өзинин қәдди сәйкес келеди. Сыртқы магнит майданы болмаған жағдайда бирдей n, L, J квант санларына, бирақ ҳәр қыйлы m_J лерге ийе болған қәддилер бир бири менен қосылып кетеди. $m_J = \pm J, \pm (J - 1), \dots$ мәнислерине ийе болғынан 2 $J + 1$ дана мәниске ийе болады. Бундай жағдайда сыртқы майдан болмағанда берилген n, L, J лердин ҳәр бир қәддин ҳәр қыйлы болған 2 $J + 1$ қәддилердин қосылыуының салдарынан пайда болған деп есаплаұға болады. Буннан оның статистикалық салмағын 2 $J + 1$ ге тең деп есаплаұға болады:

$$g = 2J + 1. \quad (4)$$

Егер төменги қәддиниң екеүи де тек J квант санлары менен айрылатуғын, бирақ бирдей n ҳәм L квант санларына ийе болса (бир мультиплеттин қураўшылары болып табылады), онда $A'_{kl} = A'_{ki}$. Егер, буннан басқа сызықлардың жийиликлери ν_{ki} менен ν_{kl} лер бир биринен аз айрылатуғын болса, онда

$$\frac{I_{ki}}{I_{kl}} = g_i/g_l \quad (3a)$$

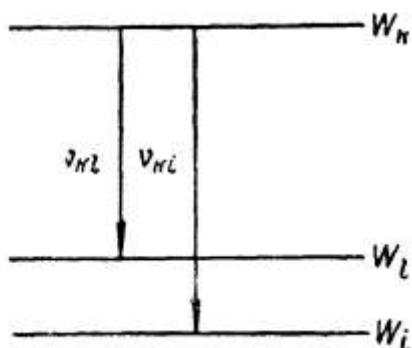
теңлиги орын алады. (3a) теңликten мынадай жағдайдың орынлы екенлеги келип шығады: егер тар спектраллық мультиплеттин қураўшылары жоқары қәддиниң биреүиниң өтийиниң салдарынан пайда болатуғын болса, онда олардың интенсивликтериниң қатнасы төменги қәддилердин статистикалық салмақларының қатнасына тең болады. Интенсивликтер қағыйдасы деп аталатуғын бул қағыйданың дұрыс екенлеги тәжирийбеде айқын көринеди. Для Натрийдин екинши қосымша сериясының дублетлик сызықлары $\nu = 3^2P_1 - n^2S_{1/2}$ (340-сүйрет) ушын әпиүайы $n^2S_{1/2}$ қәддиден төменги еки $3^2P_{1/2}$ ҳәм $3^2P_{3/2}$ қәддилерге өтий жүзеге келеди. Сонықтан, (3a)- ҳәм (4)-формулалар бойынша дублеттин еки қураўшыларының интенсивликтериниң қатнасы

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} = \frac{2 \cdot \frac{1}{2} + 1}{2 \cdot \frac{3}{2} + 1} = \frac{1}{2}$$

қатнасындай болады.

349-сүйрет.

Үш энергия қәддилериниң арасындағы өтийлер.



Солай етип, бул жағдайда интенсивликтердин қатнасы 1:2 ге тең. J_i шамасы барлық үақытта пүтін ямаса ярым пүтін болғынан, онда барлық юбасқа жағдайларда да мультиплеттердин қураўшыларының интенсивликтериниң қатнасы (3a) формулаға сәйкес пүтін санлардың қатнасындай болады. Бул пүтін санлық биринши рет экспериментлерде Д.С.Рождественский тәрепинен натрийдин сары дублеттінде табылды. Олардың интенсивликтериниң қатнасы 1:2 ге тең.

Өтиўлердин итималлығы ҳаққындағы түсінік жұдә әхмийетли болып табылады. Себеби ол тең салмақтық нурланыўы болған жағдайда Планк формуласына алғып келеди (311-параграф). Ҳәр қайсысы $W_1, W_2, W_3, \dots, W_i, \dots$ стационар ҳалларда тұра алатуғын атомлардың жыйнағын көз алдымызға келтирейик.

Егер биз қарап атырған атомлардың жыйнағы T температурада термодинамикалық тең салмақтықта туратуғын болса, онда Больцман нызамы бойынша энергиясы W_i ге тең болған атомлардың саны мынаған тең:

$$N_i = N_1 \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{W_i - W_1}{kT}}. \quad (5)$$

Бул аңлатпада N_1 арқалы энергиясы W_1 ге тең атомлардың саны, ал k арқалы Больцман тұрақтысы белгиленген.

Жоқарыда айтылып өтилгениндегі, жақтылықтың нурланыўына алғып келетуғын бир W_k ҳалдан екинши W_i ҳалға өтиў A_{ki} итималлығы менен жүреді. Эйнштейн басқа атомлар нурландырмай түрған жағдайда пайды болатуғын өтиўлер менен бир қатарда сыртқы нурланыўдың тәсиринде жүретуғын өтиўлердин де болатуғының көрсетті (индукцияланған өтиўлер). Бул индукцияланған өтиўлердин итималлығы нурланыўдың тығызлығы $u(v_{ki})$ ға пропорционал. Бундай жағдайда нурланыўдың еки типинің бар болатуғының нәтийжесинде үақыт бирлигинде нурланатуғын улыўма энергия мынаған тең болады:

$$\Delta W = N_k [A_{ki} + B_{ki}u(v_{ki})] h\nu_{ki} \quad (6)$$

Бул теңликте B_{ki} арқалы жаңа константа белгиленген.

Жақтылықтың шығарылыўы менен бир қатарда атомлардың W_i ҳалдан W_k ҳалға өтийі менен байланыслы болған жұтылыў да орын алады. Бундай өтиў сырттан түсіүши жақтылықтың тәсиринде жүзеге келетуғын болғанлықтан, оның итималлығы нурланыўдың тығызлығы болған $u(v_{ki})$ шамасына пропорционал. Сонықтан, үақыт бирлигинде жұтылған энергияның шамасын мына түрде жаза аламыз:

$$\Delta W' = N_i B_{ik} u(v_{ki}) h\nu_{ki}. \quad (7)$$

Бул теңликте N_i арқалы энергиясы W_i шамасына тең болған ҳалдағы атомлардың саны белгиленген, ал B_{ik} - және бир константа.

Термодинамикалық тең салмақтық ҳалында нурланыў менен жұтылыўдың құйатлары бир бирине тең болыўы керек: $\Delta W = \Delta W'$. Буннан (6)-хәм (7)-теңликтерден мынаған ийе боламыз:

$$N_k [A_{ki} + B_{ki}u(v_{ki})] = N_i B_{ik} u(v_{ki}). \quad (8)$$

(5)-Больцман формуласы бойынша:

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{W_i - W_k}{kT}},$$

яmasa $W_k - W_i = h\nu_{ki}$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}}$$

аңлатпасын жаза аламыз.

Бул аңлатпа (8)-формуланы

$$A_{ki} + B_{ki}u(v_{ki}) = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}} B_{ik} u(v_{ki})$$

түринде жазыўға мүмкіншилик береди. Бул теңликте нурланыўдың тығызлығы $u(v_{ki})$ ге қарата шешип

$$u(v_{ki}) = \frac{A_{ki}}{\frac{g_i}{g_k} B_{ik} e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}} - B_{ki}} \quad (9)$$

формуласына ийе боламыз.

T температура шексиз жоқарылағанда нурланыўдың тығызлығы болған $u(v_{ki})$ шамасының да шексиз өсійі керек. Бирак, $T \rightarrow \infty$ де $e^{-\frac{h\nu_{ki}}{kT}} \rightarrow 1$ шеги орынлы болғанлықтан, онда (9)-формула бойынша бал жағдайдың $\frac{g_i}{g_k} B_{ik} = B_{ki}$ теңлиги орынланған жағдайда ғана орынлы болатуғыныңғына көз жеткеремиз. Буннан кейин (9)-формула мынадай түрге енеди:

$$u(v_{ki}) = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}} \cdot \frac{1}{e^{-\frac{hv_{ki}}{kT}} - 1}. \quad (9a)$$

Жоқарыда қабыл етилген болжаў бойынша биз қарап атырған атомлардың ҳәр бири энергиялары үзликли W_1, W_2, W_3, \dots шамаларына тең болған сыйықлы спектрди шығарады. (9a) формула термодинамикалық тең салмақлық ҳалы орнаған жағдайда v_{ki} монохромат жийиликтердин ҳәр қайсысына сәйкес келетуғын нурланыудың тығызлығы $u(v_{ki})$ ди береди. Бул бул формуланы тутас спектр ушын да улыұмаластыра аламыз. Оның ушын қандай да бир себеплерге байланыслы (мысалы, қатты ямаса сүйік денедеги атомлардың бир бирине тәсир етийинин салдарынан) W_1, W_2, W_3, \dots энергия қәддилери бир бирине шексиз жақын жайласа баслайды деп болжаймыз. Бундай жағдайда шығарылатуғын жийиликтердин саны шексиз өседи ҳәм қоңылас сыйықтары бир бирине шексиз жақын жайласады. Шекте олар бир бири менен биригеди ҳәм бир тутас спектрди аламыз. Улыұмалық нурландырыу құйатының шамасы шекли болғанлықтан, енди ҳәр бир монохромат жийиликке шексиз киши энергия сәйкес келеди. Соныңтан, бундай жағдайда бир монохромат жийилик v_{ki} ге сәйкес келетуғын нурланыудың тығызлығы $u(v_{ki})$ ҳақында емес, ал жийиликтердин ν дең $\nu + dv$ ге шекемги интервалына тиисли болған тығызлық $u_\nu = u(\nu)dv$ ҳақында гәп етсек мәниске ийе болған болар еди. Бундай жағдайда (9a) ның орнына

$$u_\nu = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}} \cdot \frac{1}{e^{-\frac{hv}{kT}} - 1} dv \quad (10)$$

формуласына ийе боламыз.

Жүдә киши жийиликтер ушын (үлкен толқын үзынлықтары ушын) $\frac{hv}{kT} \ll 1$, (10)-формула жуғық түрде мынадай түрге енеди

$$u_\nu = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik} hv} \cdot kT dv.$$

Екинши тәрептен, киши жийиликтер ушын нурланыудың үзликлилиги сезилерліктең болмайтуғын жағдайда, Релей-Джинс формуласына алып келетуғын таллаудың классикалық үсыны дұрыс болады (311-параграф):

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \cdot dv. \quad (11)$$

Ҳақыйқатында да $\frac{hv}{kT} \ll 1$ теңсизлиги орын алатуғын үлкен толқын үзынлықтары обlastында Релей-Джинс формуласының тәжирийбеле алынатуғын мағлыұматтарға сәйкес келетуғынлығын көрдик (311-параграфтағы 231-сүретке қараңыз).

Солай етип, (10a)- ҳәм (11)-формулалардың бир бирине сәйкес келиүи керек ҳәм бундай сәйкес келиүдің орын алыуы ушын

$$\frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$$

теңлигинин орынланыуы шәрт. $\frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}}$ шамасының мәнисин (10)-формулаға қойып, термодинамикалық тең салмақлықта тутас спектрде нурланыудың тығызлығының

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{-\frac{hv}{kT}} - 1} dv$$

формуласын қанаатландырыуының керек екенлигі келип шығады. Ал бул формула болса 311-параграфтағы (3)-Планк формуласына сәйкес келеди.

§ 354. Молекулалардың құрылышы. Электронлардың атомлардағы қозғалысын қарайтуғын Бор теориясы молекулалардың құрылышын анықлау ушын да жарамлы болып шықты. Бирақ, бундай жағдайда, атомларда орын алған жағдайлардағыдай, Бор теориясы ҳақыйқый қатнасларды тек жуғық түрде ғана тәрийиплей алады. Тек электронлардың меншикли механикалық ҳәм магнит моментлеринин бар екенлигин есапқа алатуғын квантлық механика ғана молекулалардың құрылышын, соның ишинде молекулалардағы

атомларды бир бирине услап туратуғын күшлердин тәбиятын тереңірек түсініүге мүмкіншилик береді.

Көп санлы атомларға ийе болған молекулалардың қәсийеттери жұдә қурамалы ҳәм соңғы еки он жыллықтың ишинде үлкен табысларға ерисken молекулалардың қурылышының теориясы көп таманлары бойынша еле тамамланбаған. Соныңтан биз ең әпиүйай болған, атап айтқанда еки атомлы молекулаларды қараў менен шекленемиз.

Молекулалардағы атомларды бир бири менен услап туратуғын күшлер ең сыртқы электронлардың өз-ара тәсирлесіүинің салдарынан жүзеге келеди. Ишki қабықлардың электронлары өзлеринің орынларында қалады. Бул жағдай аүыр элементлердин рентген спектрлеринің усы элементлердин қандай химиялық бирикпениң қурамына киретуғынлығынан сезилерлікей ғәрэзли емес екенлиги менен тастыыйқланады. Ал молекулалардың оптикалық спектрлери болса оның қурамына киретуғын атомлардың спектрлерине пүткіллей үсамайды. Соның менен бирге тек физикалық қәсийетлерге ғана емес, ал химиялық қәсийетлерге тийисли болған дәүирлилік химиялық байланыстың тек сыртқы электронлар арқалы дүзилетуғынлығын көрсетеди.

Еки атомлы молекула болған жағдайда байланыстың еки типин бир биринен айырыў керек. Олардың бири электронлардың бир бөлими еки ядроның дөгерегинде айланатуғын жағдайға тийисли. Бундай байланысты атомлық байланыс деп атайды. Әдетте, атомлық байланыс бир жуп электронлар менен пайда болады ҳәм бул жуптағы электронлардың спинлик моментлеринің бағытлары қарама-қарсы. Бундай типтеги молекулалардың ишиндеги бирдей ядроларға ийе молекулаларды (мысалы N_2 ямаса C_2) ҳәм ҳәр қыйлы ядроларға ийе молекулаларды (мысалы CN) бир биринен айырыў керек. Бириңши түрдеги молекулаларда электронлар симметриялы түрде тарқалған, ал екінши түрдеги молекулаларда электронлардың тарқалығында базы бир асимметрия орын алады. Усының нәтижесінде молекулалар электрлік диполлик моментке ийе болады.

Байланыстың екінши типи молекуладағы электронларды еки топарға бөлиў мүмкін болған жағдайда жүзеге келеди. Олардың ҳәр бири барлық үақытта ядролардың биреүинің әтирапында жайласады. Егер ядролардың бириңин әтирапында электронлар артықмаш, ал екіншисинің дөгерегинде жеткиликсiz жайласқан болса, онда молекулаларда беккем байланыс пайда болады. Бундай жағдайда молекула белгилери ҳәр қыйлы болған ҳәм сонықтан бир бири менен тартысадатуғын ионлардан туратуғында болып көринеди. Усындағы типтеги байланысты ионлық байланыс деп атайды. Ионлы байланысқа ийе молекулаларға мысал сырттыңда силтили металлардың галогенлер менен бирикпелери хызмет ете алады ($NaCl$, KBr ҳ.т.б.). Усындағы бирикпелердин молекулаларын суýда ериткенде олардың молекулалары еки ионға бөлинеди (силтили металдың оң ионы ҳәм галогенниң терис ионы) ҳәм бул өз гезегинде еритпениң электролиттик өткізгішлігін пайда етеди (II том, 174-параграф).

Жоқарыда биз молекулалық спектрлердин атомлық спектрлерден күшли айрылатуғынлығын айтып өттік. Атомлық спектрлер салыстырмалы сийрек жайласқан сызықлардан туралды, олар сериялардың ақырында бир бирине жақынласады ҳәм жұдә әззи болады. Сыртқы электронларының саны киши болған атомлардың серияларының саны үлкен емес. Молекулалық спектрлерде оғада көп сандағы айырым сызықлар бир бирине жұдә тығыз жайласқан өзине тән жыйинақларды пайда етеди, олардың ҳәр бириңин бир шетінде олар оғада тығыз жайласқанлықтан, орташа ажырата алғы қүшине ийе әсбаплар менен бақлағанда олар жолақ түрінде көринеди. Соныңтан барлық жыйинақ бир шети кескин, ал екінши шети жайылған жолақтың түріне енеди. Буннан молекулалардың спектрлеринің атамасы болған жолақ спектрлер атамасы келип шыққан. Кескин түрдеги шет жолақтың узын толқынлы тәрепіндеге де, қысқа толқынлы тәрепіндеге де жайласыўы мүмкін. Жолақтар группаларға жыйналады (350-сүйрет); молекулалық спектрдеги

ұсындағы группалардың саны бир неше болыўы мүмкін. Көрсетилген жолақтар спектрдин жақын инфрақызыл, көзге көринетүғын ҳәм ультрафиолет областларында да ушырасады. Узақ инфрақызыл областта еки атомлы молекулалар әпіўайы спектрлерди береди ҳәм бул жағдайға биз төменде итибар беремиз (356-параграф). Жуўмақтай келе, биз молекулалық спектрлерде үш типтеги нызамлықлардың болатуғының айта аламыз:

- айрым сызықлардың жолақта бирлесиүи;
- жолақлардың группаларға биригиүи;
- спектрде бир неше жолақлардың болыўы.

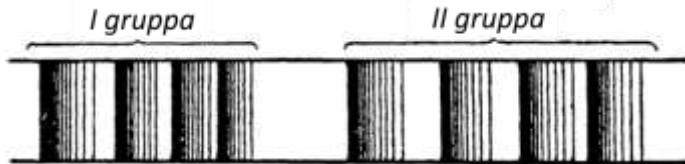
Нызамлықлардың бул үш типи молекуланың энергиясын үш типке бөлиүге сәйкес келеди:

- молекуланың тутасы менен айланыў энергиясы $W_{ayl.}$;
- молекуланың құрамына киретуғын ядролардың тең салмақтық ҳалларының әтирапындағы тербелислеринин энергиясы $W_{terb.}$;
- молекуланың электронлық қабығының энергиясы $W_{el.}$

Молекуланың толық энергиясы W сол энергияның қосындысына тең:

$$W = W_{el.} + W_{terb.} + W_{ayl.} \quad (1)$$

Хақыйқатында, жоқарыда көрсетилген энергияның үш түри бир биринен ғәрзесиз емес. Сонықтан толық энергия W ны (1)-сумма түрінде көрсетіп жуўық характерге ие. Бирақ, сонда да, энергияларды $W_{el.}$, $W_{terb.}$, ҳәм $W_{ayl.}$ түрінде айырып қараў молекулалық спектрлердин структурасын таллау үшін пайдалы.



350-сүйрет.
Молекулалық жолақлардың
группалары.

Молекуланың ҳалы өзгергенде шығарылатуғын жақтылықтың жийилигі $\nu = \frac{\Delta W}{h}$ қа тең. Бул теңликти (1)-теңликке сәйкес

$$\nu = \frac{\Delta W_{el.}}{h} + \frac{\Delta W_{terb.}}{h} + \frac{\Delta W_{ayl.}}{h} \quad (2)$$

түрінде жазыўға болады.

$W_{el.}$, $W_{terb.}$ ҳәм $W_{ayl.}$ энергияларының ҳәр қайсысының мәнислери үзлики қатарды пайда етеди. Ұсының салдарынан (2)-формула бойынша молекуланың спектри айрым сызықлардан турады. Тек усы сызықлардың тығыз группаласыўының нәтийжесінде жолақларды пайда ететуғынлығын биз көрсетип өттік. Теория менен тәжирийбе $\Delta W_{el.}$ электронлық энергиялардың айырмаларының үлкен мәниске, ал айланыўға сәйкес келетуғын $\Delta W_{ayl.}$ энергияларының айырмасының ең киши ииे болатуғынлығын көрсетеди.

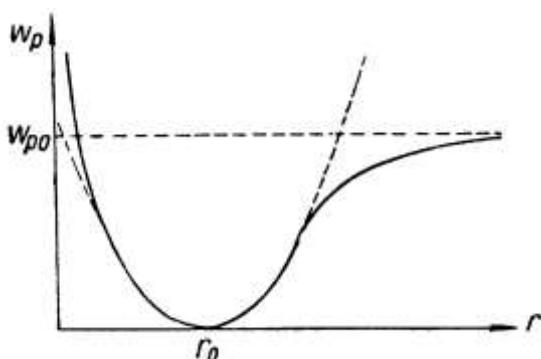
Келеси параграфларда молекуладағы электронның тербелис, айланыў энергияларын өз алдына қараймыз.

§ 355. Молекулалардың тербелий спектрлері. Еки атомлы молекулада электронлар менен тәсир етисиўдің салдарынан сол еки атомның ядролары өзлеринин тең салмақтық орынларына иие болады ҳәм усы орынлардың әтирапында олар тербеле алады. Ядролардың арасындағы қашықтығы r арқалы белгилеймиз; тең салмақтық орынға $r = r_0$ қашықтығы сәйкес келеди. Ядролардың таң салмақтық орынларынан киши аўысыўлардағы күшти квазисерпимли деп есаплауға болады:

$$f = -k(r - r_0). \quad (1)$$

Ядролар жақынласқанда $r = r_0$ айырмасының мәниси терис ҳәм f күшинин шамасы он, яғни ийтерилис күши болады. Ядролар бир биринен қашықласқанда $r = r_0$

айырмасының мәниси оң болады. Бул тартылыс күшине сәйкес келеди. I томның 27-параграфында квазисерпимли күшке W_p потенциаллық энергия менен $r - r_0$ айырмасының арасындағы ғәрзеликтиң параболалық екенлигин көрдик (351-сүүреттеги пункттир сызық). Тен салмақтың ұлкен аүйсыўларда f күши квазисерпимли болып қала алмайды. Егер ядролар бир бириңен жұдә ұлкен аралықта қашықлатылған болса, онда f күшиниң шамасының нолге умтылығы керек. Ал (1)-формула бойынша оның мәниси үзлиksiz ұлкейген болар еди. Тап сол сыяқты, ядролар бир бириңе тығыз жақынласқанда да күштиң шамасы (1)-формула бойынша аңғартылмайды: ол әдеүір тезирек ұлкейе баслады. Усы жағдайға сәйкес ҳақыйқый потенциаллық энергия (351-сүүреттеги тутас иймеклик) тек ортадағы бөлімде ғана параболалық түрге ийе болады; оның оң тәрептеги шақасы жатық ҳәм турақты болған W_{po} шамасына асмиптоталық жақынласады; оның шеп тәрепи орбината көшерине жақынласқанда жұдә тик өзгереди. $r = r_0$ теңлиги орын алғандағы минимумдағы потенциаллық энергияны шәртli түрде нолге тең деп есаплайды.



351-сүүрет.
Еки атомлы молекуланың потенциаллық
энергиясы.

Кванттық механикада (1)-квазисерпимли күш орын алған жағдайда ядролардың тербелислериниң толық энергиясы W_{terb} , ниң

$$W_{terb} = (n + \frac{1}{2})a \quad (2)$$

(n арқалы 0, 1, 2, ... мәнислерине тең болатуғын пүтин сан белгиленген ҳәм оны тербелмелі квант саны деп атайды) теңлиги менен анықланатуғын мәнислерге ғана ийе бола алатуғынлығы көрсетиледи. a константасы

$$a = \hbar \sqrt{\frac{k}{M}}. \quad (3)$$

Бул формулада

$$M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (4)$$

шамасы молекуланың келтирилген массасы болып табылады. Бул теңликтегі m_1 ҳәм m_2 арқалы еки ядроның массалары белгиленген.

(2)-формула бир бириңен теңдей қашықтықтарда түрған қәддилердин қатарын береди. Бул жағдайдағы ең терен қәдди $W_{terb} = \frac{1}{2}a$ мәнисинде жатады; ноллик қәддининң болуы мүмкін емес. Бул молекулалардың ядроларының ҳеш қашан тынышлықта болмайтуғынлығын аңғартады. Ядролар барлық үақытта тербелисте болады (тек ҳәр қыйлы амплитудалар менен).

Ядролардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши квазисерпимли күштен өзгеше болатуғын болса, онда W_{terb} энергиясының шамасы (2)-формула менен аңғартылмайды. Бундай жағдайда энергияның шамасын жууық түрде

$$W_{terb} = (n + \frac{1}{2})a - (n + \frac{1}{2})b \quad (5)$$

формуласының жәрдемінде есапланады. Бул формулада a менен b лар константалар болып табылады ҳәм $b < a$.

(2)- ҳәм (5)-формулаларды бириктирип мынаған ийе боламыз: параболаға жақын болған потенциаллық иймекликтин төменги бөлімінде энергия қәддилери бир биринен бирдей қашықтыларда жайласады; потенциал энергия параболалықтан қала баслағанда (5)-формулаға сәйкес, қәддилер энергияның W_{p0} шамасынан үлкен болмаған шеклерде бир бирине кем-кемнен жақын жайласа баслайды (352-сүүрет). Потенциаллық энергия усындағы мәниске ядролар бир биринен шексиз қашықлатылған жағдайда турғанда, яғни молекула еки бөлімге диссоциацияланғанда ийе болады

(2)-формула дұрыс болған областта тербелмeli квант саны ушын мынадай сайлап алыў қағыйдасы орын алады:

$$\Delta n = \pm 1. \quad (6)$$

Бул тек қоңсылас қәддилердин арасында ғана өтиўлердин мүмкін екенлигин аңғартады. Жақтылықты шығарыў процессине $\Delta n = -1$ теңлиги сәйкес келеди. Бундай жағдайда жийилиги

$$\nu = \frac{W'_{terb.} - W_{terb.}}{h} = \frac{a}{h} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{M}} \quad (7)$$

шамасына тең жақтылық шығарылады (сек⁻¹ лердеги).

$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{M}}$ шамасының ядролардың (1)-квазисерпимли күштин тәсириндеги меншикти тербелис жийилиги ν_0 болып табылатуғының аңғарамыз. Солай етип, нурландырылған жақтылықты жийилиги ν ядролардың меншикли тербелислеринин жийилиги ν_0 ге тең болады.

Егер ν жийилигин әдеттегидей см⁻¹ лерде аңғартатуғын болсақ, онда (7)-формуланың орнына

$$\nu = \frac{1}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}} \quad (7a)$$

формуласына ийе боламыз.

Молекулалардың тербелмeli қәддилери бир биринен салыстырмалы жақын қашықтыларда жайласқан, сонлықтан тербелмeli спектрдин жийилиги ν толқын узынлығы бир неше микрон болған инфрақызыл областта жайласады.

Ядролардың арасындағы өз-ара тәсирлесиү күшлери квазисерпимли характерден өзгергенде (6)-сайлап алыў қағыйдасы бузылады ҳәм $\Delta n = \pm 2, \pm 3, \dots$ өтиўлеринин де орын алыў мүмкіншилиги тууылады. Бундай жағдайда шығарылған жақтылықтың ν жийилигин анықлау ушын тербелислердин энергиясы ушын жазылған (5)-аңлатпадан пайдаланыў керек. Егер $(n + \frac{1}{2})b$ ағзасы еле киши болса, онда $\Delta n = -2, -3, \dots$ өтиўлерге жууық түрде

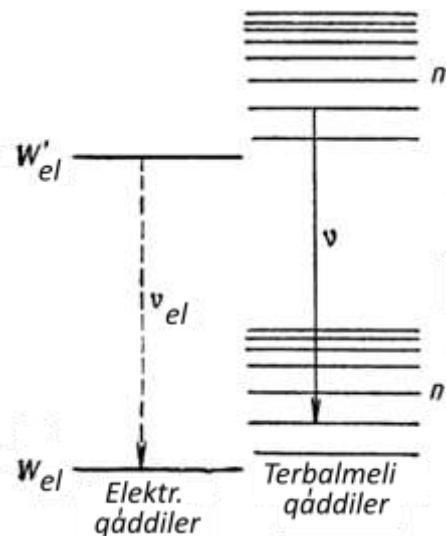
$$\nu = 2\nu_0, 3\nu_0, \dots \quad (8)$$

жийиликлерди шығарыў сәйкес келеди.

Усының салдарынан еки атомлы молекуланың тербелмeli спектри ν_0 "тийкарғы тоннан" ҳәм $2\nu_0, 3\nu_0, \dots$ "обертоналардан" турады. Мысал келтиремиз: *CO* молекуласы ушын "тийкарғы тон" $\lambda = 4,67$ мкм болған толқын узынлығына сәйкес келеди. Буннан кейинги еки "обертоналар" $\lambda = 2,35$ мкм ҳәм $\lambda = 1,58$ мкм болған областта жайласады. (8)-қатнас дәл орынланғанда олардың толқын узынлықтары 2,33 мкм ҳәм 1,56 мкм шамаларына тең болыуы керек.

Белгили болған W' ҳәм W энергия қәддилеринин арасындағы ҳәр бир өтиўге $\nu = \frac{W' - W}{h}$ монохромат жийилигинин шығарылыуы сәйкес келеди. Сонлықтан, егер молекулада тек ядролардың тербелмeli қозғалыслары ғана болатуғын болса, онда оның спектри айырым

сызықтардан турған болар еди. Ҳақыйқатында, ҳәр бир тербелмeli қозғалысқа молекуланың айланбалы қозғалысы қосылады. Бизлер келеси параграфта бул жағдайдың айрым сызықтың бир бири менен тығыз жайласқан толық "жолақ" пенен алмастырыуға алып келеди. Демек, молекуланың ҳәр бир еки тербелмeli ҳалының арасындағы ҳәр бир өтигүе бир сызық емес, ал жолақ жуғап береди. Бирақ, усы жағдайға қарамастан, биз ҳәзирше ұсындақты молекуланың айланыуы болмаған жағдайдағы бир ν жийилиги менен тәрийиплеймиз.



353-сүүрет.

Ҳәр қыйлы электронлық ҳалларға сәйкес келетуғын тербелмeli қәддилер.

Атомларда электронлық қабық ҳәр қыйлы энергиялық ҳалларда тұра алады. Тап сол сияқты, молекулаларда да электронлық қабық ҳәр қыйлы болған бир неше ҳалларда тұра алады. Энергиясы W_{el} шамасына тең болған нормаль электронлық конфигурацияны ҳәм энергиясы W'_{el} шамасына тең қозған ҳалды қараймыз. Бул электронлық конфигурациялардың ҳәр бирине ядролар өзлериниң тербелислерине ийе болады. Нәтийжеде биз тербелмeli қәддилердин еки жыйнағы $W_{terb.}$ пенен $W'_{terb.}$ лерди аламыз (353-сүүрет). Қәддилердин усы еки жыйнағына сәйкес келетуғын квант сандарды n ҳәм n' арқалы белгилеймиз. Бул еки группалардың қәддилериниң арасындағы өтиўлерде жийилиги

$$\nu = \frac{W'_{el} - W_{el}}{h} + \frac{W'_{terb.} - W_{terb.}}{h}$$

шамасына тең жақтылық шығарылады.

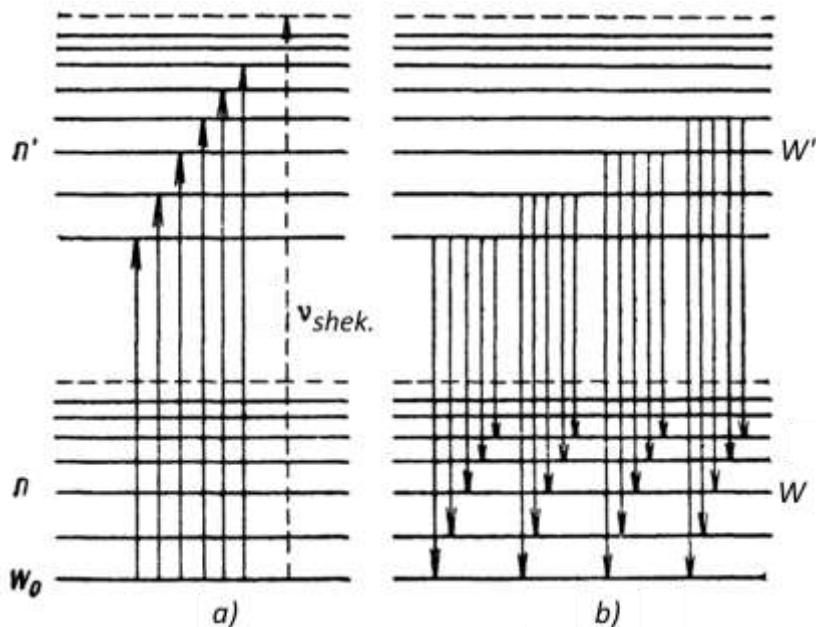
$\frac{W'_{el} - W_{el}}{h}$ шамасын ν_{el} арқалы белгилеп, мынаны аламыз

$$\nu = \nu_{el} + \frac{W'_{terb.} - W_{terb.}}{h}. \quad (9)$$

Электронлық ҳаллардың берилген жубы ушын ν_{el} турақлы шама. $W'_{terb.}$ ҳәм $W_{terb.}$ энергиялары (2)- ҳәм (5)-формулалар арқалы аңлатылады. Ядролардың арасындағы өз-ара тәсирлесіүү күшлериниң шамасы электронлардан ғәрэзли болғанлықтан, бул формулалардағы a ҳәм b турақтылары ҳәр қыйлы болады. Қәддилердин еки группаларының арасындағы өтиўлер $n - n'$ айырмасының қалеген мәнисинде жүреди.

Ҳақыйқатында, молекуланың ҳәр бир тербелмeli ҳалына бул жағдайда да айланбалы қозғалыс қосылады ҳәм ҳәр бир $n' \rightarrow n$ өтийине жолақ сәйкес келеди. Ұсындақ жолақтар системасынан пайда болған спектрди электронлық-тербелмeli спектр деп атайды. (9)-формуладағы ν_{el} аддитивлик ағzasының болыуының салдарының бул спектр спектрдин көзге көринетуғын областында ямаса оған жақын областта жайласады.

Дәслеп электронлық-тербелмeli жұтылыш спектрин қараймыз. Мейли, нормаль жағдайда молекула ең төменги W_0 энергия ҳалында туратуғын болсын (354а сүйрет). Төменги группаның жоқарырақ болған қәддилерине өтиғе "тийкарғы тон" менен "обертонлардың" жийилигиндей болған инфрақызыл жұтылыш жолақлары, ал жоқарғы группаның қәддине өтиғе спектрдин көзге көринетуғын областындағы жолақлар сәйкес келеди (ямаса оған жақын болған областлардағы). Дәслеп жоқарғы тербелмeli қәддилер бир бириңен бирдей қашықлықтарда жайласады, ал кейин энергияның 354-а сүйретте пункттир менен белгиленген шеклик мәнисине жақынлағанда бир бириңе жақынласады. Усының салдарынан жұтылыштың электронлық-тербелмeli жолақлары дәслеп бир бириңен бирдей қашықлықта жайласады, ал кейин (улкен жийиликлер тәрепине қарай жылышқанда) v_{shek} мәнисинен өтпей, кем-кемнен тығыз жайласа баслады. Солай етип, еки атомлы молекуланың электронлық-тербелмeli жұтылыш спектри базы бир дәрежеде бас серияның сызықлары жұтылатуғын жұтылыш спектрине усайды.



354-сүйрет. Электронлық-тербелмeli жолақлардың пайда болыұы:
a) жұтылыш; b) шығарыл жолақлары.

Енди электронлық-тербелмeli шығарыл спектрин қараймыз. Бул жағдайда жоқарғы ҳәм төменги тербелмeli қәддилердин арасындағы қәлелеген өтийдердин болыұы мүмкін (354б сүйрет). Усының салдарынан жолақлардың құрамалы системасы пайда болады. Бул системаның жийиликлерин кесте түріндеге көрсетиғе болады (XXVI кесте). Бул кестеде v_{ik} арқалы $n'_i \rightarrow n_i$ өтийде пайда болатуғын жийилик белгиленген. Көринип тұрғанында, системаны бағаналар менен қатарларға сәйкес келетуғын айырым группаларға бөлиү мүмкін. Ҳәр бир бағанада бир жоқарғы қәддиден мүмкін болған барлық төменги қәддилерге өтийде пайда болатуғын жолақлардың жийиликлери түр. Ҳәр бир қатарда берилген төменги қәддиге жоқарыдағы мүмкін болған барлық қәддилерден өтийдин салдарынан пайда болатуғын жолақлардың жийиликлери түр.

Требелмeli қәддилердин схемасының дұрыс екенлеги экспериментлерде еки атомлардың пүүларының флуоресценциясын изертлегендеге тастыбыланады. Бул тәжирийбелер атомлық спектрлердеги флуоресценцияны бақлау бойынша өткерилген тәжирийбелердеге түріндеге өткериледи (328-сүйрет). Мейли, барлық молекулалар ең төменги $n = 0$ болған қәддиде жайласқан болсын. Пүүларды жийилиги v_{i0} шамасына тең болған монохромат жақтылыш пенен жақтыландырылғанда молекулалар нормаль ҳалдан

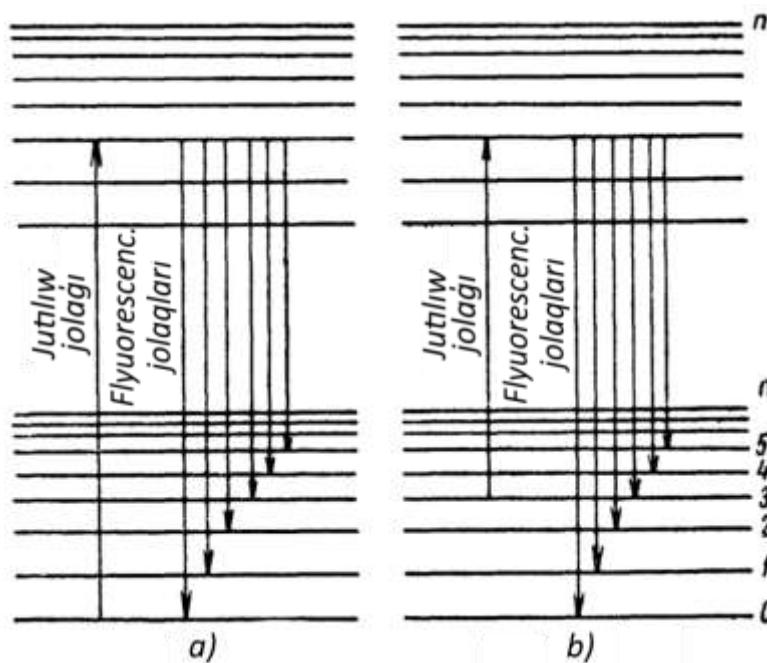
$n' = i$ болған ҳалға өткерилиеди. Бул $n' = i$ ҳалдан кери бағытта молекула қәлелеген тәменги тербелмели ҳалға өте алады (355а сүйрет), усының нәтийжесинде флуоресценцияның спектринде жийиликлери ν_{ik} шамасына тең ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$) ҳәм XXVI кестениң бир бағанасына тийисли болған жолақлардың группасы қатнасады.

XXVI кесте.

$n \backslash n'$	0	1	2	3	4
0	ν_{00}	ν_{10}	ν_{20}	ν_{30}	ν_{40}
1	ν_{01}	ν_{11}	ν_{21}	ν_{31}	ν_{40}
2	ν_{02}	ν_{12}	ν_{22}	ν_{32}	ν_{41}
3	ν_{03}	ν_{13}	ν_{23}	ν_{33}	ν_{42}
4	ν_{04}	ν_{14}	ν_{24}	ν_{34}	ν_{43}

Солай етип, флуоресценция спектри оны қоздыратуғын спектрге салыстырғанда әдеүир қурамалы болады (биз қарап атырған жағдайда жийилиги ν_{i0} шамасына тең бир жолақ). Флуоресценцияның спектринде ν_{i0} жийилигине сәйкес келетуғын жийиликтен басқа барлық жийиликлер қоздаралтуғын жақтылықтың жийилигинен киши: $k = 1, 2, 3, \dots$ болған жағдайда $\nu_{ik} < \nu_{i0}$. Басқа сөз бенен айтқанда флуоресценцияның спектри қоздырышы жақтылықтың толқын узынлығына тең ямаса оннан үлкен толқын узынлықтарына ийе жақтылықтан турады. Ол қоздырышы спектрге салыстырғанда қызыл тәрепке қарай жылдықтан. Бул жүймақ бириңи рет тәжирийбелерде алынған мағлыұматларды таллаудың нәтийжесинде Стокс тәрепинен молекулалық спектрлер теориясы пайда болмастан әдеүир бурын алынды ҳәм Стокс қағыйдасы деп аталады.

Егер дәслеп молекулалардың бир бөлими қозған тербелмeli ҳалларда туратуғын болса, онда Стокс қағыйдасынан шегиниүдің орын алыўы мүмкін. Ал молекулалардың қозған тербелмeli ҳалларда болыўы жыллыштық қозғалысларының есабынан жүзеге келиўи мүмкін.



355-сүйрет. Флуоресценция жолақларының пайда болыўы:

а) Сток қағыйдасын қанаатландыратуғын; б) Сток қағыйдасына қайшы келетуғын.

Егер, мысалы, молекулалардың бир топары $n = 3$ болған қозған тербелмели ҳалда туратуғын болса (3556 сүйрет), онда жийилиги ν_{i3} болған жақтылықты жутқанда флуоресценция спектринде Сток қағыйдасын қанаатландыратуғын $k = 3, 4, 5, \dots$ ке сәйкес келетуғын ν_{ik} жолақлары да, Сток қағыйдасына қайшы келетуғын $\nu_{i2}, \nu_{i1}, \nu_{i0}$ жолақлары да болады.

§ 356. Молекулалардың айланыў спектрлери. Квантлық механика қатты еки атомлы молекуланың айланыўының энергиясының мынадай мәнислерге ииे бола алатуғынлығын көрсетеди:

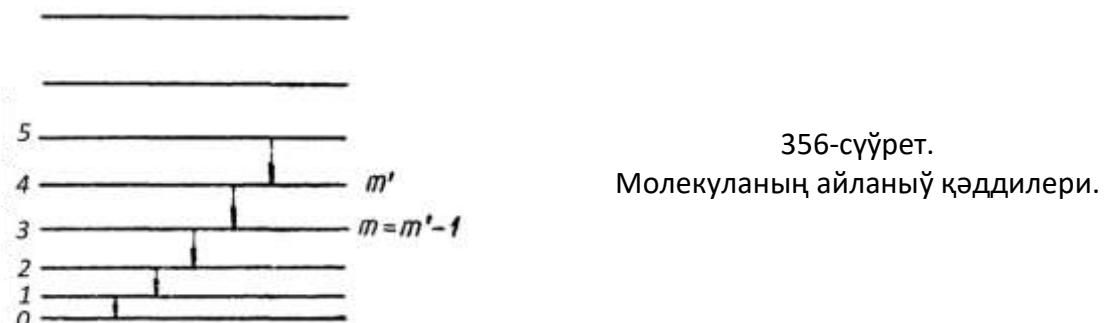
$$W_{ayl.} = \frac{\hbar^2}{2J} m(m+1). \quad (1)$$

Бул теңликтегі $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ - айланыў квант саны. J шамасы молекуланың инерция моменти болып табылады. (1)-формуладан көринип түрғанындай, m нин үлкейиүи менен айланыў қәддилерин бир бириңен кем-кемнен үзакласады (356-сүйрет). Молекула нормаль электронлық ҳалда ең төменги тербелмели ҳалда ($n = 0$) жайласады деп болжаймыз. Айланыў қәддилериниң арасындағы өтиўлерди қараймыз. Бул өтиўлер

$$\Delta m = \pm 1 \quad (2)$$

сайладап алыш қағыйдасына бағынады.

$\Delta m = -1$ мәниси жақтылықтың шығарылығы процессине, ал $\Delta m = +1$ жақтылықтың жутылығы процессине сәйкес келеди.



m' ҳәм $m = m' + 1$ квант санлары менен тәрийипленетуғын қоңсылас айланыў қәддилериниң арасындағы өтиўде шығарылатуғын жақтылықтың жийилиги ν ди табамыз. (1)-формула бойынша бул жийилик (cm^{-1} лердеги)

$$\nu = \frac{\Delta W_{ayl.}}{hc} = \frac{\hbar^2}{2Jhc} [m'(m'+1) - (m'-1)m']$$

яmasa

$$\nu = \frac{\hbar}{4\pi Jc} \cdot 2m' \quad (3)$$

аңлатпаларының жәрдеминде анықланады. m квант санындағы штрих бизлердин сзығларды жоқарғы қәддилердин квант санлары менен санайтуғынлығымыз бенен байланыслы.

$$\frac{\hbar}{4\pi Jc} = B \quad (4)$$

белгилеўин киргиземиз. Бундай жағдайда ν жийилиги ушын

$$\nu = 2Bm' \quad (3a)$$

аңлатпасына иие боламыз. Бул аңлатпада $m' = 1, 2, 3, \dots$ ($m' = 0$ теңлиги ең төменги қәддиге сәйкес келеди, бул қәддиден жақтылықтың шығарылығы менен болатуғын өтиўдин болығы мүмкін емес). (3a) формула бир бириңен бирдей қашықлықта жайласқан бир қатар сзығларды береди. Бул сзығлары алыштағы инфрақызыл областта жайласқан

хәм жүзлеген микрон толқын ұзынлығына ийе. Биротала мынаған ийе боламыз: еки атомлы молекулалардың таза айланбалы спектри жүдә алыстағы инфрақызыл областта жайласқан бир биринен бирдей қашықтықтарда жайласқан сзықтардан турады. Қоңысылас сзықтардың арасындағы қашықтық B константасының мәнисин табыуға мүмкіншиликті береди. Бул константа (4)-формула бойынша молекуланың инерция моменти J менен байланысқан. Инерция моменттери ушын шама менен $10^{-40} \text{ г}\cdot\text{см}^2$ шамасындағы мәнис алынады. Мысалы, HCl молекуласы ушын $J = 2,61 \cdot 10^{-40} \text{ г}\cdot\text{см}^2$.

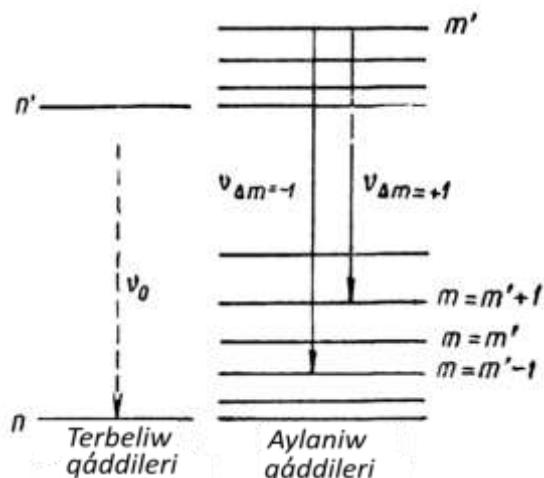
Ядролардың массаларының белгилі болған мәнислері бойынша еки атомлы молекуладағы ядролардың арасындағы тең салмақтық қашықтық r_0 ди есаплауға болады. CH молекуласы ушын $r_0 = 1,12 \text{ \AA}$ шамасы алынады. Бул шама басқа да таллауларда алынған молекулалардың өлшемлерине сәйкес келеди.

Молекуланың айланыўына сәйкес келетуғын энергия ушын жазылған (1)-формула жууық формула болып табылады. Молекуланың айланыўының әдеүір үлкен болған мүйешлик тезликлерде оны қатты деп есаплауға болмайды: тең салмақтық қашықтық r_0 дин шамасы орайдан қашыўшы күшлердин тәсиринде үлкейеди. Бундай жағдайда (1)-формуланы

$$W_{ayl} = hc[Bm(m+1) - Cm^2(m+1)^2]$$

формуласы менен алмастырыў керек болады. Бул формулада C - екинши константа, оның мәниси B дан киши.

357-сүйрет.
Молекуланың тербелмелі-айланыў
қәддилери.



Енди бир электронлық конфигурацияға киретуғын еки тербелмелі n ҳәм n' қәддилерин қараймыз. Молекуланың айланыўының нәтийжесинде тербелмелі қәддилердин ҳәр бири m ҳәм m' квант санлары менен тәрийипленетуғын бир қатар айланыў қәддилерине ажыралады (357-сүйрет). Айланбалы қәддилердин бир группасынан екиншисине өткендеги шығарылатуғын жақтылықтың жийилиги мынаған тең:

$$\nu = \frac{\Delta W_{terb.}}{hc} + \frac{\Delta W_{ayl.}}{hc}.$$

Айланыў болмаған жағдайда $\nu_0 = \frac{\Delta W_{terb.}}{hc}$ жийилиги шығарылған болар еди. $n - n' = -1$ теңлигі орын алғанда молекуланың тербелмелі спектринин "тийкарғы тоны" болған болар еди (355-параграф). Енди молекуланың айланыўына байланыслы спектр қурамалы болады. Айланыў энергиясы $W_{ayl.}$ ушын (1)-аңлатпаны пайдаланамыз. Бундай жағдайда

$$\nu = \nu_0 + B[m'(m'+1) - m(m+1)] \quad (5)$$

теңлигине ийе боламыз.

(2)-сайлап алыў қағыйдасы бойынша $\Delta m = m - m' = \pm 1$. $\Delta m = -1$ болған жағдайда (5)-формула мынаны береди:

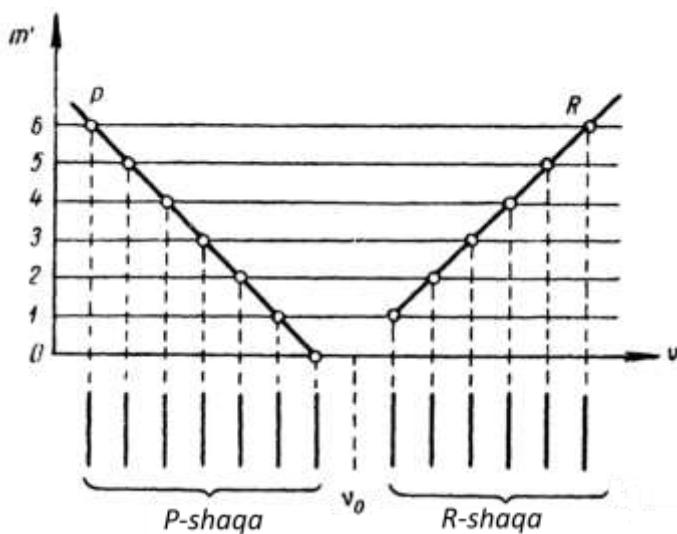
$$\nu = \nu_0 + 2Bm'. \quad (5a)$$

Бунда $m' = 0, 1, 2, \dots$

Тап сол сыяқлы, $\Delta m = +1$ болған жағдай ушын мынаны аламыз:

$$\nu = \nu_0 - 2B(m' + 1). \quad (5b)$$

(5a) ҳәм (5b) формулалары сызықлардың еки шақасын береди деп айтады. Олардың бириншиси ($\Delta m = -1$) терис ямаса *R*-шақа, екиншиси ($\Delta m = +1$) — оң ямаса *P*-шақа деп аталады. Еки шақадағы сызықлардың жайласыўын анығырақ түснинп алыў ушын төмендегидей графикалық сүүретті сызамыз. Ордината көшерине пүтин болған m' санларын, ал абсцисса көшерине жийилик ν дин мәнислерин қоямыз (358-сүүрет). m' шамасының үзлиksiz функциялары деп қаралатуғын (5a) ҳәм (5b) аңлатпаларға еки *P* ҳәм *R* туўрылары сәйкес келеди. Туўрылардың m' шамасының пүтин мәнислерине сәйкес келетуғын ноқатларының абсциссалары (358-сүүретте дөңгелеклер менен белгиленген) еки шақадағы сызықлардың жайласыўын береди. Еки шақаның сызықлары $\nu = \nu_0$ ноқатына қарата симметриялы жайласқан. Шақалардың ҳәр қайсысында сызықтыр бир бириңен бирдей болған $2B$ қашықлығында жайласады; шақалар бир бириңен $4B$ қашықлығында жайласады. Молекула айланбаған жағдайда n' пенен n тербелмели қәддилериниң арасындағы өтийге сәйкес келетуғын ν_0 жийилиги спектрде бақланбайды. Себеби, ол қадаған өтилген $\Delta m = 0$ өтийине сәйкес келеди. *P*-шақаның сызықлары ν_0 дин киши жийиликлер (улкен толқын узынлықтары) тәрепинде жатады; *R*-шақаның сызықлары ν_0 дин үлкен жийиликлер (киши толқын узынлықтары) тәрепинде жатады. Усындау типтеги спектр тербелмeli-айланыў спектр атамасына ииे. ν_0 аддитивлик турақтысының бар болыўының салдарынан тербелмeli-айланыў спектри айланыў спектрге салыстырғанда киши толқын узынлықтары тәрепке жылышқан, ол жеңил молекулалар ушын бир неше микронға тең λ лерде ҳәм аұыр молекулаларда бир неше онлаған микронларға тең λ лерде жатыр.



358-сүүрет.
Тербелмeli-айланыў спектрдин
P – ҳәм *R* – шақаларының графиги.

Таза айланбалы спектрдин сызықларының арасындағы жийиликлердин айырмасы сыяқлы тербелмeli-айланыў спектринин сызықларының арасындағы жийиликлердин айырмасы бойынша молекуланың инерция моменти J ди табыўға болады. Тербелмeli-айланыў спектриндеги сызықлардың интенсивлігі өзине тән өзгешеликке иие. Бундай өзгешелик 359-сүүретте *HCl* молекуласы ушын көрсетилген. Ажырата алыў күши жеткилики болмаған әсбаптың жәрдеминде усындау сызықлардың группасын бақлағанда ҳәр бир шақаның айырым сызықлары бир бириңе қосылады ҳәм еки кең жолақ пайда болады.

Ең ақырында энергияның барлық үш типи (электронлық, тербелмели, айланыў) бир үақытта өзгеретүғын жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда берилген жуп қәддилердин арасындағы өтиўде (360-сүйрет) шығарылған жақтылықтың жийилиги ν мынаған тең (cm^{-1} лерде):

$$\nu = \frac{\Delta W_{el.}}{hc} + \frac{\Delta W_{terb.}}{hc} + \frac{\Delta W_{ayl.}}{hc}.$$

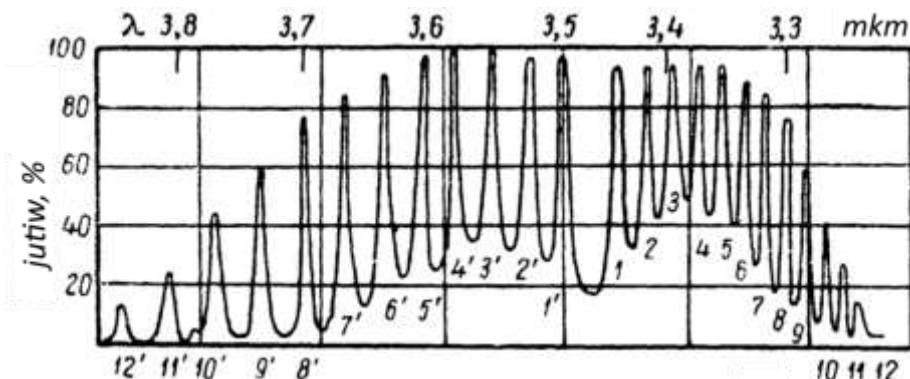
Буннан кейин

$$\frac{\Delta W_{el.}}{hc} + \frac{\Delta W_{terb.}}{hc} = \nu_{et}$$

белгилеүин қабыл етемиз. Бундай жағдайда

$$\nu = \nu_{et} + \frac{\Delta W_{ayl.}}{hc}$$

аңлатпасына ийе боламыз.



359-сүйрет. HCl молекуласының тербелмели-айланыў спектри.

Берилген ν_{et} ниң мәнисинде биз электронлық-тербелмели спектрдин (355-параграф) белгили болған жолағы менен ис алғып барамыз. $\Delta W_{ayl.}$ шамасының мүмкін болған мәнислерине жолақтың айырым сыйықлары сәйкес келеди. Солай етип электронлық-тербелмели спектрдин ҳәр бир жолағы құрамалы айланбалы структураға ийе болып шығады.

Жолақтағы айырым сыйықлардың орынларын анықтаймыз. Оның ушын $W_{ayl.}$ ушын жазылған (1)-аңлатпадан пайдаланамыз. Бирақ, биз енди ҳәр қыйлы электронлық конфигурациялардағы ядролардың арасындағы өз-ара тәсирлесій күшлеринин ҳәр қыйлы болатуғынлығын нәзерде тутыўымыз керек. Демек, тең салмақлық r_0 қашықлығы да, интенция моменти J да ҳәр қыйлы болады. Сонықтан айланыў қәддилеринин еки группалар ушын B турақтылары ҳәр қыйлы болады.

Нәтийжеде биз

$$\nu = \nu_{et} + B'm'(m' + 1) - Bm(m + 1) \quad (6)$$

аңлатпасын аламыз.

(2)-сайлап алыў қағыйдасы бойынша $m - m' = \pm 1$. Бул айланыў ҳалларының екеўи де бир электронлық конфигурацияға тийисли болған жағдайда орынланады. Егер электронлық конфигурациялар ҳәр қыйлы болса, онда, улыўма айтқанда, $m - m' = 0$ болған өтиўлердин орын алыўы мүмкін болады ($m = m' = \pm 1$ болған жағдайдан басқа). Сонықтан, P - шақа ($m - m' = +1$) ҳәм R - шақа ($m - m' = -1$) менен бир қатарда $m - m' = 0$ өтиўине сәйкес келетуғын үшинши Q -шақа (яmasa ноллик) деп аталатуғын шақа пайда болады.

Бул шақаларды өз алдына қараймыз.

1) P - шақа: $m - m' = +1$.

(6)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

$$\nu = \nu_{et} + B'm'(m' + 1)^2 - B(m' + 1)(m' + 2).$$

Әпиүайы алгебралық түрлендериўлерден кейин бул формула мынадай түрге енеди:

$$\nu = \nu_{et} + (B' - B)(m' + 1)^2 - (B' + B)(m' + 1). \quad (6a)$$

Бул формулада

$$m' = 0, 1, 2, 3, \dots$$

2) Q -شاқа: $m - m' = 0$.

ν жийилиги ушын (6)-аңлатпа бойынша

$$\nu = \nu_{et} + (B' - B)m'^2 + (B' - B)m'. \quad (6b)$$

Бул формулада

$$m' = 1, 2, 3, \dots$$

3) R -شاқа: $m - m' = -1$.

Бул жағдайда (6)-формула мынаны береди:

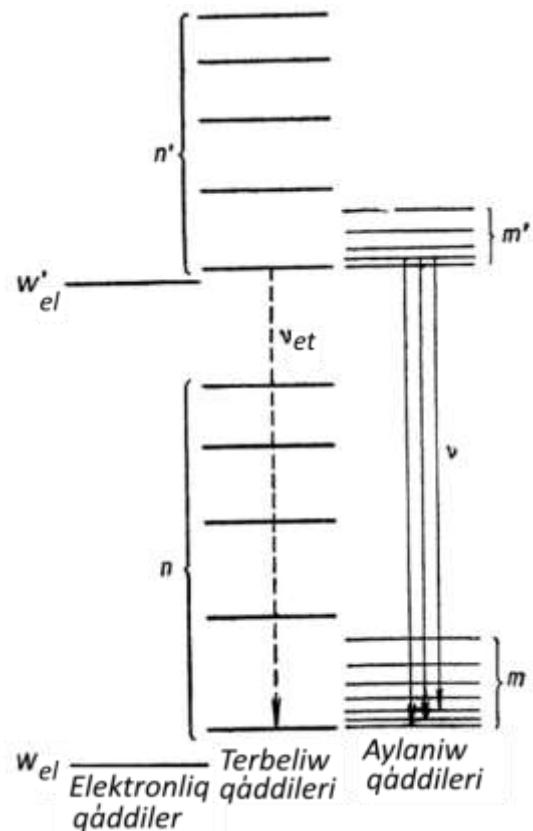
$$\nu = \nu_{et} + (B' - B)m'^2 + (B' + B)m'. \quad (6c)$$

Бул формулада

$$m' = 1, 2, 3, \dots$$

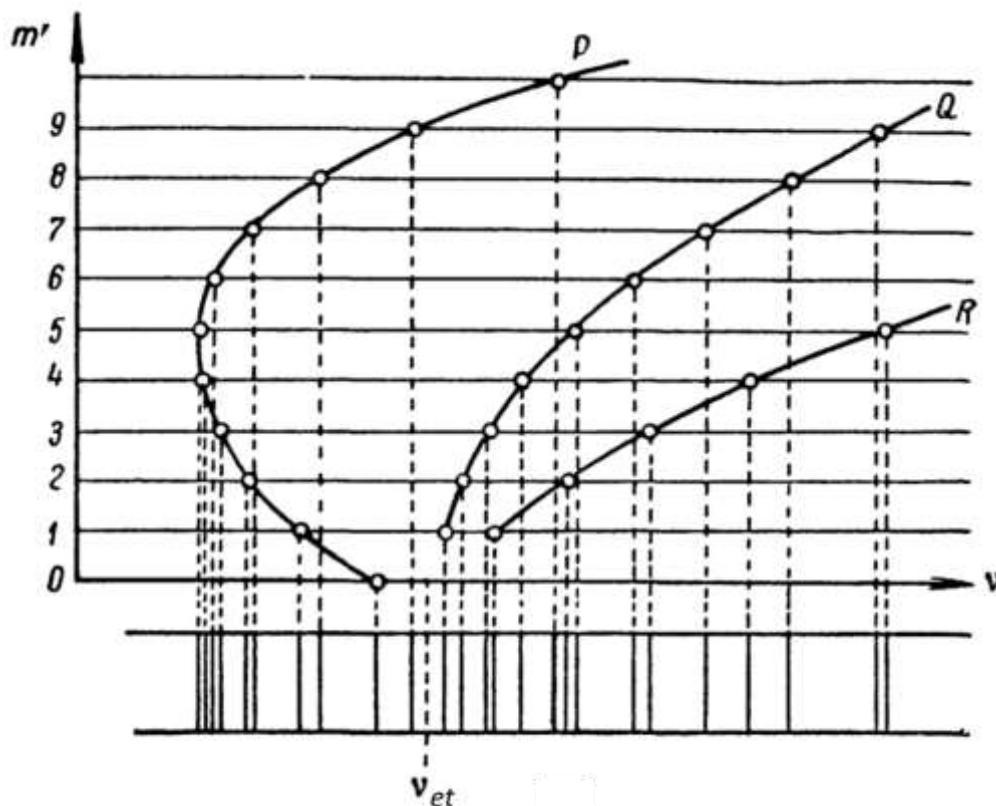
360-сүйрет.

Еки атомлы молекулалардың
электронлық, тербелий ҳәм айланыў
қәддилери.



Барлық үш шақанды 358-сүйреттеги графикке сәйкес келетуғын графиктиң жәрдемінде көрсетиүге болады (361-сүйрет). Бул графикте абсцисса көшерине ν жийиликлер, ал ордината көшерине пүтин санлар болған m' лер қойылған. Ҳәр бир шақа ушын (6a), (6b) ҳәм (6c) теңлемелерге сәйкес параболалар болып табылатуғын иймекликлерди аламыз. Шақалардағы сызықтардың орынлары иймекликтин m' тың пүтин мәнислерине сәйкес келетуғын P, Q, R ноқатларының абсолюттасалары бойынша анықланады. Айырым шақалардың сызықтары бир бириниң үстине түседи. $\nu = \nu_{et}$ ноқатында сызық болмайды, себеби $m' = 0 \rightarrow m = 0$ өтийи "қадаған етилген". Көринип түрғанындей, сызықтар $\nu = \nu_{et}$

ноқатының қасында жийи жайласады (айрықша P -шақасы ийилген орында⁴⁴). Егер $B' > B$ теңсизлиги орынланатуғын болса, онда P -шақасы өсиүши жийиликтер бағытында ийеледи (бул жағдай 361-жылы көрсетилген). Бундай жағдайда жолақтағы сзызықтар үлкен жийиликтер тәрепке қарай таралады; усындај жолақ ҳақында гәп еткенде оны спектрдин фиолет тәрепине саясын түсиреди деп айтады. $B' < B$ теңсизлиги орынланатуғын жағдайда жолақ спектрдин қызыл тәрепине саясын түсиреди. Жолақлардың еки типи де ушырасады. $B' > B$ теңсизлиги орынланатуғын жағдай молекуланың қозған ҳалда киши инерция моментине ийе, усыған сәйкес ядролардың арасындағы тең салмақтық қашықлық r_0 дин нормаль ҳалдағыға салыстырғанда киши болатуғынлығын көрсетеди.



361-сүйрет. Электронлық-тербелий-айланыұ спектринин P –, Q – ҳәм R – шақаларының графиги.

B шамасы молекуланың инерция моментине кери пропорционал болғанлықтан, жеңил молекулалар кеңирек айланыұ жолақларына, ал аүыр молекулалар тарлаү айланыұ жолақларына ийе болады. Мысалы, LiH молекулалары ушын жолақтағы айырым сзызықтар бир биринен жеткиликти дәрежеде алыста жайласқан, ал аүыр J_2 молекуласы ушын олар жұдә тар жайласқан.

§ 357. Еки атомлы молекуланың электронлық ҳаллары. 354-сүйретте биз молекуладағы ишки электронлардың еркін атомларда бар болатуғын жабық орбиталардай болған жабық орбиталарды пайда ететуғынлығын көрсеттік. Молекулалардағы сыртқы электронлар болса атомлардағыға салыстырғанда пүткіллей басқа шарайтларда жайласады: олар еки ядроның электр майданында қозғалады. Бул электр майданы көшерлик симметрияға ийе, ал еки ядроны тутастыратуғын туұры симметрия көшери болып табылады. Солай етип, еки атомлы молекулада сыртқы

⁴⁴ Рус тилиндеги "точка перегиба" сөзи қарақалпақ тилине "ийилий ноқаты" деп аўдарылған (Аўдарыўшылар).

электронлар бағытланатуғын артықмаш бағыт болады. Соныңтан, егер еки атомлы молекулада пайдаланыў ушын электронның орбиталық моменти \mathbf{p}_l ҳақында емес, ал оның молекуланың көшерине түсирилген p_{lz} проекциясы ҳақында гәп еткен мәниске ийе болады. Бул p_{lz} проекцияның мәнислері $p_{lz} = \lambda\hbar$ мәнислерине ийе болады, бул теңликтегі λ арқалы 0, 1, 2, ... шамаларына тең квант саны белгиленген. λ квант саны атомлардағы \mathbf{p}_l моментининң сыртқы майданның бағытына түсирилген проекциясын анықтайтуғын m_l квант санына үсайды. λ нин берилген ҳәр бир мәнисинде ($\lambda = 0$ мәнисинен басқа) проекцияның молекуланың көшерине салыстырғандағы еки бағытының болыўы мүмкін. λ нин ҳәр қыйлы мәнислерине сәйкес келетуғын электронлық ҳаллар атомлардағыдай етип белгиленеди, бирақ латын ҳәриплеринин орнына грек ҳәриплери пайдаланылады. Бундай жағдайда

λ нин 0, 1, 2, ... шамаларына тең мәнислерине

$\sigma, \pi, \gamma, \dots$ ҳәриплери сәйкес келеди.

Егер электронлық қабықтың қурамына бир неше электрон киретуғын болса, онда бул қабықтың ҳалын моментлердин проекцияларының молекуланың көшерине түсирилген проекцияларының қосынды мәнисинин, яғни $\sum p_{lz}$ суммасының жәрдеминде тәрийиплеўге болады. Бул сумманың мәниси λ_i квант санларының алгебралық қосындысына тең болған Λ квант санының жәрдеминде анықланады:

$$\Lambda = \sum \lambda_i. \quad (1)$$

Электронлық қабықлардың ҳалы да ҳәриплердин жәрдеминде белгиленеди ҳәм

Λ нин 0, 1, 2, ... мәнислерине

$\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$ ҳәриплери сәйкес келеди.

Әлбетте, еки σ -электронға бир Σ ҳалы сәйкес келеди., себеби λ_1 ҳәм λ_2 квант санларының екеўи де нолге тең. Егер $\lambda_1 = 1$ ҳәм $\lambda_2 = 1$ квант санларына ийе еки π -электрон болса, онда Λ квант саны еки мәниске ийе болады: $1 - 1 = 0$ ҳәм $1 + 1 = 2$. Биринши жағдайда қабықтың ҳалы Σ символы менен, ал екинши жағдайда Δ символы менен белгиленеди.

Атомдағы сыйқлы, молекуладағы ҳәр бир электронның спинлик моменти оның сырттан түсирилген бағытқа (биз қарап атырған жағдайда молекуланың көшерине) түсирилген проекциясы мынадай еки мәниске ийе болады:

$$p_{sz} = \pm \frac{1}{2}\hbar.$$

Егер электронлық қабықтың қурамына бир неше электрон киретуғын болса, онда электронлардың спин моментлеринин молекуланың көшерине түсирилген проекцияларының суммасын қараў керек болады. Бул сумма Σ арқалы белгиленетуғын квант саны менен анықланады (молекуланың $\Lambda = 0$ теңлигине ийе болған электронлық қабығының белгиленийи менен алжастырмаў керек). Ақырында, барлық моментлердин проекцияларының толық қосындысын (орбиталық ҳәм спинлик) $\Omega = \Lambda + \Sigma$ квант санының жәрдеминде анықлайды. Λ нин ҳәр бир берилген мәнисинде Ω квант саны $2S + 1$ мәниске ийе болады. Бул электронның қосынды спинлик моменттиң молекуланың көшерине салыстырғандағы мүмкін болған $2S + 1$ ориентациясына сәйкес келеди. [S - электронлардың қосынды спинлик моментлеринин квант саны (349-параграфқа қараңыз)]. Солай етип, атомда орын алған жағдайдағыдан, биз қәддилердин мультиплетлик ажыралыўына ийе боламыз. Мультиплетлик дәрежеси термниң символының шеп тәрепинде жоқарыға жазылады; Ω квант санының мәниси индекс түринде қойылады. Мысалы, молекуланың электронлық қабығы тек бир π -электроннан туратуғын болса, онда $\Lambda = 1$ ҳәм молекуланың ҳалы Π -қал болып табылады. Бундай жағдайда электронның спинлик моментинин проекциясы $\pm \frac{1}{2}\hbar$ шамасына тең болады, буннан Ω квант саны ушын мүмкін болған еки мәнис алынады:

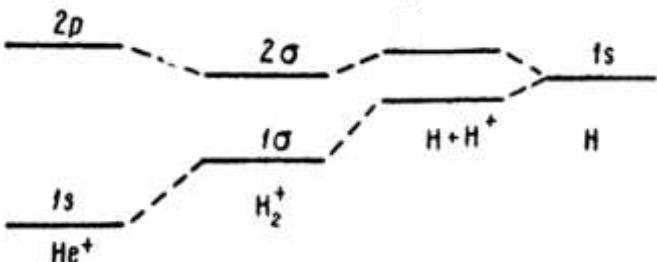
$$\Omega = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}; \quad \Omega = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}.$$

Нәтийжеде биз дублетлик Π -қалды аламыз: $^2P_{1/2}$ ҳәм $^2P_{3/2}$.

Атомдағы сыйқылы, молекуладағы электронлар да Паули принципин қанаатландырады. Усы жағдайға сәйкес, молекулада екиден аслам σ -электронлардың, төрттен артық π -электронлардың, төрттен артық δ -электронның болыўы мүмкін емес.

362-сүйрет.

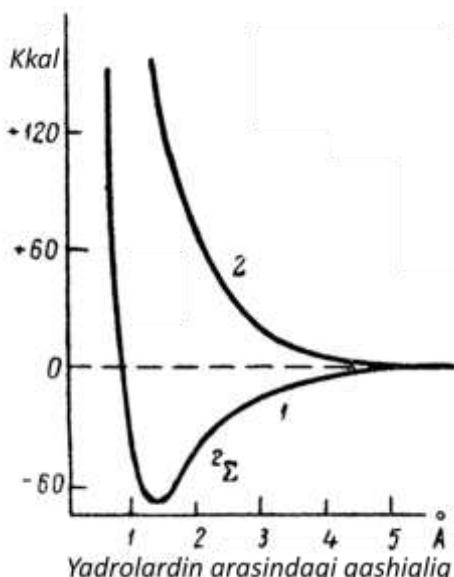
Молекулалық H_2^+ ионның қәддилерин атом түриндеги водород H пенен He^+ гелий ионының қәддилери менен салыстырыу.



Қәддилердин арасындағы өтиўлер

$$\Delta \Lambda = 0, \pm 1$$

сайлап алыш қағыйдасын қанаатландырады.



363-сүйрет.
 H_2^+ молекулалық ионының потенциаллық иймекликлери.

Молекуланың энергия қәддилерин усы молекуланы пайда еткен атомлардың энергия қәддилери менен салыстырыуға болады. Бундай салыстырыуды ойымызда дәслеп жүдә үлкен қашықлықта жайласқан еки атомды бир бирине жақынластырыу ҳәм олардың бир бирине тәсир етиўин есапқа алыш жолы менен ислеүге болады. Бул усылды молекулалық H_2^+ ионының пайда болыўының ең әпиўайы мысалында қараймыз. Бул ионды нейтраллық водород атомы H пенен протон H^+ тан пайда болған деп есаплаўға болады. Усы еки бөлекше бир биринен күшли қашықлатылған жағдайда водород атомы өзинин әдеттегидей қәддилеринин жыйнағына ийе болады; оның жалғыз электронының ең терең ҳалы $1s$ ҳалы болып табылады (362-сүйрет, он, бөлім). Протон H атомына жақынласқанда атом түриндеги водород протонның электр майданына киребі ҳәм Штарк құбылысы жүзеге келеди; нәтийжеде $1s$ қәдди еки қәддиге ажыралады. H атомы менен H^+ протонның оннан да жақынластырылғанда ажыралған еки қәдди айысыұға ушырайды. Егер, ең ақырында, биз ойымызда H^+ протонды H атомының орайына молекула пайда болатуғында дәрежеде жақынластырысақ, онда заряды $E = 2e$ болған ядродан ҳәм бир электроннан туратуғын бирден-бир система пайда болады. Бул система гелийдин ионласқан ионы He^+ болып табылады (атомлық салмағы 2 ге тең болған оның изотопы). Бул ионның қәддилеринин $1s$ пенен $2p$ болатуғының көрсетиўге болады (362-сүйреттің шеп бөліми). Солай етип, водородтың ажыралған $1s$ терми He^+ ниң еки қәддине айланады. H пенен H^+ бөлекшелеринин қандай да бир аралықтың жағдайы 1σ ҳәм 2σ молекулалық қәддилерге ийе болған молекулалық ион H_2^+ болып

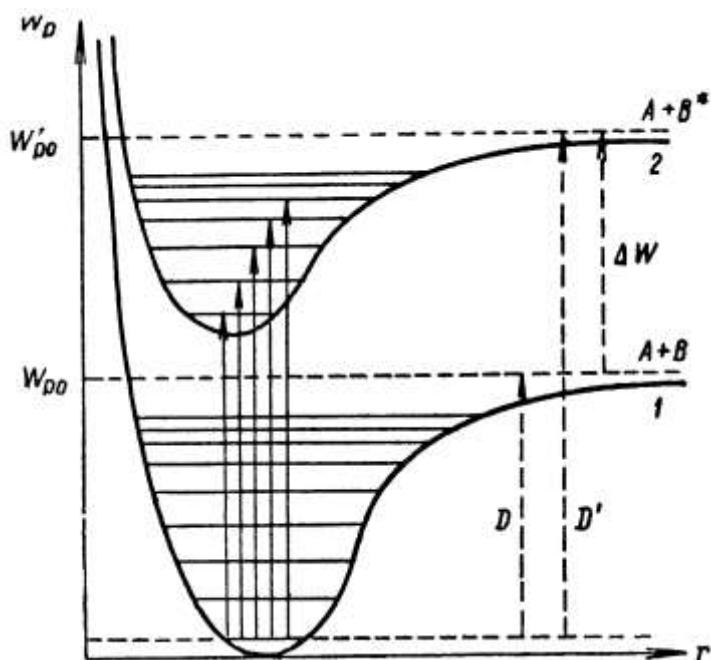
табылады. 1σ ҳәм 2σ қәддилери водород атомының 1s қәддине ҳәм He^+ ионының 1s ҳәм 2p қәддилерине сәйкес келеди. 1σ қәддине минимумға ийе потенциаллық энергияның (363-сүүреттеги 1-иймеклик) ҳәм, усыған сәйкес, молекуланың $^2\Sigma$ ҳалының орнықлы ҳалының сәйкес келетуғынлығын көрсетиүгө болады. 2σ ҳалына ұзлиksиз өсетуғын иймеклик сәйкес келеди (363-сүүреттеги 2-иймеклик). Бул жағдай усы ҳалда H пенен H^+ бөлекшелеринң арасында барлық үақытта ийтерилис күшлеринң орын алатуғынлығы ҳәм орнықлы молекуланың пайда болмайтуғынлығын аңғартады.

§ 358. Молекулалардың диссоциациясы. 355-параграфта тербелмелі қәддилердин жылышып барыў орнының ядролардың бир бириңен шексиз қашықласыўына, яғни молекуланың диссоциациясына сәйкес келетуғынлығын атап өттик. Диссоциация энергиясы D (диссоциация "жыллышы") молекуланың нормаль ҳалдан диссоциацияланған ҳалға өтиў жумысы менен анықланады. Бул жумыстың шамасы W_{p0} шамасының мәнисине жақын (364-сүүрет). Егер молекула нормаль ҳалда тербелмеген жағдайда оның мәниси W_{p0} шамасының мәнисине дәл тең болған болар еди. Ҳақыйқатында, $\frac{1}{2}a$ шамасына тең тербелислердин "ноллик" энергиясының бар екенлигин көрдик (355-параграф). Сонықтан диссоциация энергиясы $D = W_{p0} - \frac{1}{2}a$ шамасына тең болады. Бирақ, $\frac{1}{2}a \ll W_{p0}$ теңсизлиги орынланатуғын болғанлықтан, биз жууық түрде

$$D = W_{p0} \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады деп есаплаймыз.

Диссоциация энергиясы D ның мәнисин анықлаў усылларын қараймыз. Бул энергияны тербелмелі қәддилердин жыйналыў орны бойынша анықлаў мүмкин. Электронлық-тербелиў спектринен бир бағанаға тийисли болған (берилген жоқарғы ҳәм қыйлы төменги қәддилер) $v_{i0}, v_{i1}, v_{i2}, \dots$ жийиликлерин таўып (XXVI кестеге қараңыз), олардың қатарын бүннан кейинги жийиликлердин арасындағы айырма Δv_{ik} нолге үмтыйлатуғын v_{shek} мәнисинине интерполяциялаў керек. v_{shek} тиң бул мәниси (cm^{-1} де аңлатылған) диссоциация энергиясы D менен $D = v_{shek} \cdot hc$ түрінде байланысқан.



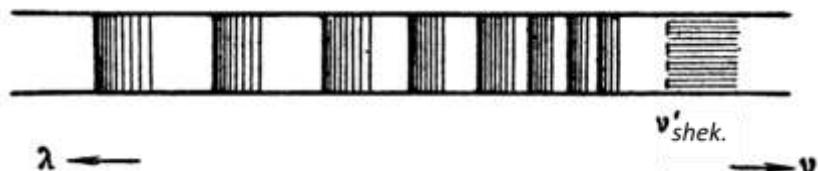
364-сүүрет.
Диссоциация энергиясы:
 D - қозбаған молекулаға
тийисли; D' - қозған молекулаға
тийисли.

Нормаль электронлық ҳалға сәйкес келетуғын молекуланың диссоциация энергиясы D менен бир қатарда қозған электронлық ҳалға сәйкес келетуғын молекуланың D'

диссоциация энергиясын да анықлауға болады. Молекуланың қозған ҳалына сәйкес келетуғын потенциаллық иймеклик 364-сүйреттеги 2-иймекликтің жәрдемінде сүйретленеди. Бұл иймекликтің барлық ноқатлары өзинің ноқатлары менен нормаль молекулаға тиисли болған 1-иймекликтің ноқатларынан жоқарыда жайласады. Диссоциация энергиясы D' потенциаллық W'_{p_0} энергиясына ("ноллик" энергия $\frac{1}{2}a$ ны есапқа алмағанда) тең:

$$D' = W'_{p_0}. \quad (2)$$

D' тың мәнисин молекулалардың жұтылың спектрин бақлау бойынша табыуға болады. Жұтылың электронлы-тербелиң спектр төменги қәддиден қозған молекуланың буннан кейинги бир қатар тербелиң қәддилерине өтиўлерде пайда болатуғын жолақлардан турады (364-сүйретте стрелкалар менен белгиленген). Оларға бир бирине қарай жылышатуғын жұтылың жолақлары сәйкес келеди (365-сүйрет). Жылышыұдың шеклеринен тыста тутас жұтылың областы жатады, бул областта жұтылған жақтылықтың энергиясының бир бөлими диссоцияланған молекуланың бөлімлерине кинетикалық энергия беріу ушын жумсалады. Интерполяциялай жолы менен жолақлардың жылышың шеги болған v'_{shek} шамасын таўып, биз молекуланың диссоциациясы энергиясы $D' = v'_{shek} \cdot hc$ ны да таба аламыз. Бұл усыл жұтылыұда да бақланатуғын бас серияның шеги бойынша атомның ионизация потенциалын табыу усылына жұдә үсайды ушын (342-сүйрет). Еки процесс те бир бирине үсайды: атомда жұтылатуғын фотонның энергиясы жоқарылағанда электрон атомның шеклеринен пүткіллей шығарыламан дегенше кем-кемнен энергияның жоқары болған қәддине өткерилемеди; молекулада болса жұтылатуғын фотонның энергиясы өскенде ол ыдыраймын дегенде кем-кемнен жоқарыдағы тербелиң қәддилерине қөтерилемеди. Еки процесске де (фотоионизация менен диссоциация) атомның бас сериясының шеклеринин сыртындағы ямаса молекуланың жұтылың спектринин жолағының шеклеринен тыста жайласқан тутас жұтылың спектри сәйкес келеди.



365-сүйрет. Жұтылың жолақларының системасы.

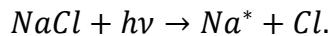
Диссоциацияның еки энергиялары D менен D' тың арасында белгили байланыс бар. Нормаль молекуланың диссоциациясында нормаль ҳаллардағы еки атом пайда болады. 364-сүйретте олар $A + B$ арқалы белгиленген. Қозған молкуланың диссоциациясында пайда болған еки атомның бири қозған ҳалда болады, юул жағдай 364-сүйретте жүлдізша менен белгиленген. W'_{p_0} ҳәм W_{p_0} энергияларының айырмасы атомды қоздырыу энергиясы ΔW ге тең. Сонықтан, (1)- ҳәм (2)-теңликтерден мынаған ийе боламыз:

$$D' = D + \Delta W. \quad (3)$$

Егер атомды қоздырыу энергиясының мәниси белгили болса, онда (3)-теңлик бойынша диссоциация энергиялары D менен D' ниң биреүинин мәнисин билип, екиншисинин мәнисин анықлауға болады.

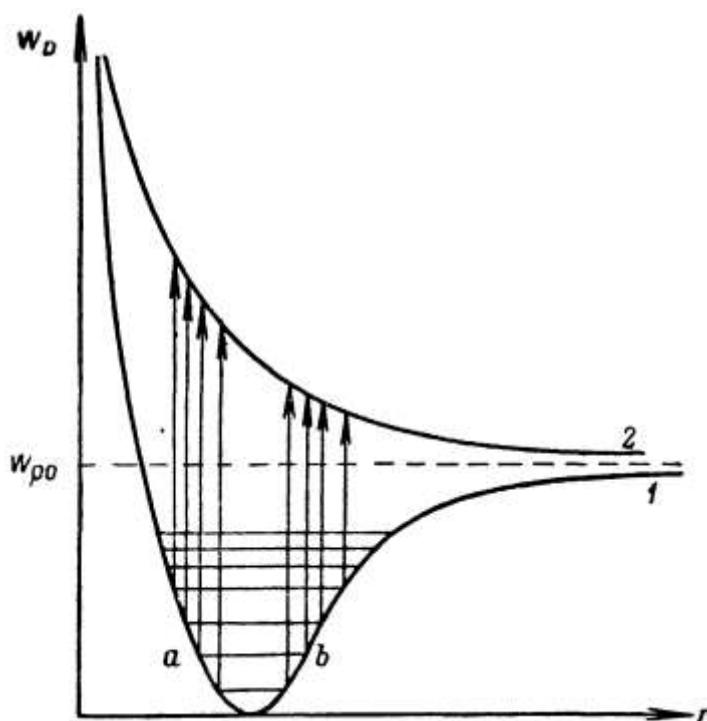
(3)-теңликтегі А.Н.Теренинин молекулалардың диссоциациясының энергиясын анықлаудың усылы тиикарланған. Теренина усылы флуоресценцияның спектрин анықлауға алғып келинеди. Еки атомлы молекулалардан туратуғын пүүды жийилиги жұтылған жолақларының биреүинин жийилигине сәйкес келетуғын жақтылық пенен жақтыландырылғанда флуоресценцияның спектринде молекулалық жолақлар пайда болады.

Егер қоздыратуғын жақтылықтың жийилигі $v > v'_{shek}$. теңсизлигин қанаатландыратуғын болса, онда молекула диссоциацияланыды ҳәм қозған атомлар пайда болады. Бул атомлар нормаль ҳалға қайтқанда атомлық сзықты шығарады. Солай етип, флуоресценцияның спектринде атомлық сзықтардың пайда болыўы бойынша диссоциация процессиниң басланыўы сезиле баслайды. Атомлық сзықтың пайда болатуғын ең киши жийилик v'_{shek} . тиң мәнисин береди ҳәм бул мәнис бойынша D' анықланады. Бул үсыл ҳәр қыйлы силтили галогенлик бирикпелердин пүўлары ушын пайдаланылды. Мысал ретинде $NaCl$ молекулаларынан туратуғын пүўды қараймыз. Егер қоздыратуғын жақтылықтың жийилигі $v > v'_{shek}$. теңсизлигин қанаатландыратуғын болса, онда мынадай схема бойынша фотодиссоциация процесси жүреди:



Бул аңлатпада Na^* натрийдин қозған атомын аңғартады. Бул атом $2P$ ҳалында турады. Нормаль $1S$ ҳалына қайтқанда ол $v = 1S - 2P$ сары сзықты шығарады. $NaCl$ пүўларын толқын узынлығы 2000 Å нен киши болған ультрафиолет жақтылық пенен жақтыландырғанда натрийдин атап айтқанда сары D -сзықтарының пайда болатуғынлығы Теренин тәрепинен бақланды.

Еки атомлы молекулалардың диссоциация энергиясының шамасы бир неше электронволт, яғни бир молге бир неше онлаған мың калорияға тең. Мысалы, $NaCl$ ушын диссоциация энергиясы $D = 97,7$ ккал/моль.



366-сүйрет.

Орнықлы потенциаллық иймекликтен орнықлы болмаған потенциаллық иймекликтегі өткендегі тутас жұтылыў спектринин пайда болыўы.

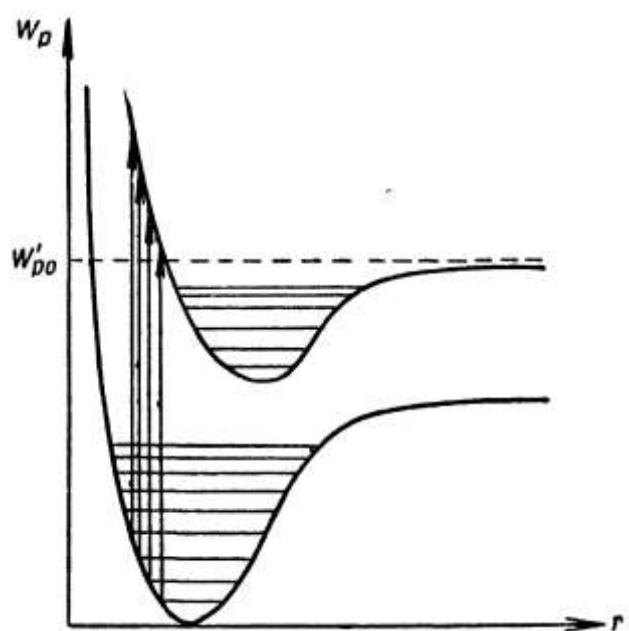
357-параграфта көргенимиздей, молекулалар орнықлы ҳаллар менен бир қатарда орнықлы емес ҳалларға да иие болады. Бундай ҳалларға минимумға иие болмайтуғын потенциаллық энергия сәйкес келеди. Молекулалардың диссоциациясы оның орнықлы ҳалынан орнықлы емес ҳалға өтийінде де жүзеге келийи мүмкін. Молекулалар орнықлы болмаған иймекликтегі өткериў процессине жұтылыў спектринин тутас областы сәйкес келеди. Орнықлы емес ҳал квантланбаған болғанлықтан, ол энергия қәддилериниң үзлиksiz қатары менен тәрийипленеди, бирақ базы бир белгили болған интервалдағы энергиялардың қалеген мәнисине алып келеди. Тәжирийбелер, диссоциацияға алып келетуғын усындағы тутас спектрдин өзиниң ишине толқын узынлықтарының белгили болған участкасын ғана алатуғынлығын көрсетеди. Ол кең, жайылған жұтыў жолағы түріне иие. Бул жолақтар бизлердин жоқарыда көрген молекулалық жолақтардан өзлеринин

жақыйқатында да "тутаслығы" менен ажыралып турады, яғни қашақ болса да спектраллық әсбаптың жәрдемінде оларды айырым сыйықтарға ажыратыўға болмайды. Бундай жолақтардың пайда болыўы Франк-Кондон принципи деп аталатуғын принциптің жәрдемінде түсіндіриўге болады. Бул принцип молекулалардың салыстырмалы үлкен массаға ҳәм салыстырмалы әстелік пенен тербелетуғынлығына тийкарланған. Жеңіл электронлардың жұтылатуғын жақтылықтың тәсиринде ҳалларының өзгериси жүдә үлкен тезлик пенен жүзеге келеди. Соныңтан жұтылған жақтылықтың тәсириндеги бир потенциаллық иймекликтен екиншисине өтиў ядролардың арасындағы қашықлық өзгөрмей қалған жағдайда әмелге асады.

Франк-Кандон принципиниң орынланауы көз-қарасынан орнықлы потенциаллық иймекликтен (1-иймеклик, 366-сүйрет) орнықлы емес (2-иймеклик) иймекликтегі өтиўди қараймыз. Тербеліуші молекуланың толық энергиясының ҳәр бир мәнисине 366-сүйретте горизонт бағытындағы сыйық сәйкес келеди. Горизонт бағытындағы сыйықтардың потенциаллық иймеклик пенен кесилисіүй ноқатларында (a ҳәм b ноқатлары) барлық энергия, яғни ядролардың потенциаллық ҳәм кинетикалық энергиялары нолға тең; басқа ноқатлarda энергияның бир бөлімі потенциаллық, ал қалған бөлімі кинетикалық. Кинетикалық энергия нолға тең болған моментлерде ядролар өзлериниң тең салмақтың орынларынан максимал аүысқан ҳәм олардың тезлиги нол мәниси арқалы өтеди. Тең салмақтың орынлары арқалы өткенде ядролар ең үлкен тезлик пенен қозғалады. Соныңтан олар көпшиликтен жағдайларда максималлық аүысыў орынларында жайласады (тербелип турған маятниктиң максималлық аүысыўға сәйкес келетуғын орында көп үақыт туратуғынлығы сыйқы). Нәтийжеде жақтылықтың жұтылышы акты да ядролардың тең салмақтың орынан ең көп аүысқан жағдайында орын алды ҳәм 1-иймекликтен 2-иймекликтегі өтиў тербеліуші молекуланың толық энергиясын сәүлелендіретуғын горизонт бағытында өткерилген стрелкалардың еки групласы менен көрсетиледи. Франк-Кондон принципи бойынша ҳәр бир стрелка бирдей болған r ге ийе болған 1- ҳәм 2-иймекликлердин еки ноқатын тутастырады. Бул стрелкалардың группаларының бири $r - r_{min}$ мәнислерине жақын, ал екиншиси $r - r_{max}$ мәнислерине жақын областта жатады. Бул областлардың бириңисине тутас жұтылышының қысқа толқынлы жолағы, ал екиншисине узын толқынлы жолағы сәйкес келеди.

367-сүйрет.

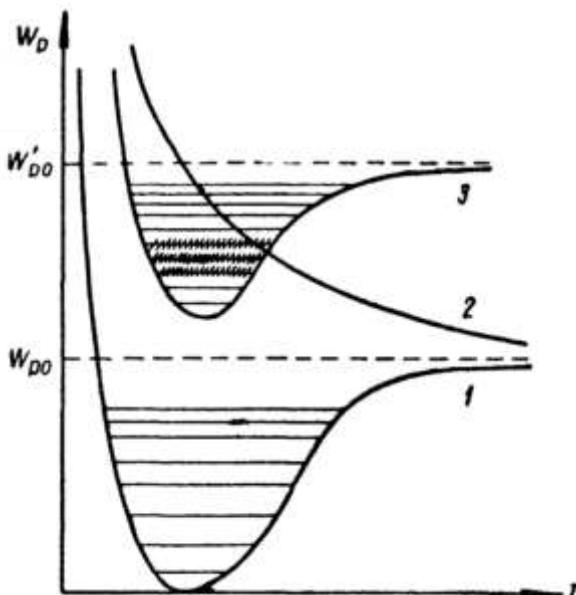
Еки орнықлы иймекликлердин арасындағы өтиўдеги тутас жұтылыш спектриниң пайда болыўы.



Потенциаллық иймекликлердин екеўи де орнықлы, бирақ қозған молекулаға тийисли болған иймекликтің минимумы нормаль молекуланың потенциаллық энергиясының иймеклигине салыстырғанда r дин үлкен мәнислерине қарай жылысқан жағдайда да тутас жұтылышының орын алышы мүмкін (367-сүйрет). Франк-Кондон принципи бойынша еки иймекликтің арасындағы өтиў бол жағдайда да бирдей r ге ийе ноқатлардың арасында жүзеге келийі керек. Соныңтан, тәменгі иймекликтің $r = r_{min}$ мәнисине жақын областларынан өтиў қозған молекуланың $W_p > W'_{p0}$

энергиясына иие болыўына алып келеди (367-сүйрет). Ядролар сондай аўысқан болады, олар бир бири менен ийтерисип, олар тең салмақлық орны арқалы өтеди ҳәм тарқасады; молекула диссоциацияланған ҳалға және қайтып келеди.

Жоқарыда көрсетилген жақтылықтың тутас жұтылыў процесси менен бир қатарда молекулалар тәрепинен тутас спектрдин шығарылыўынан туратуғын кери процесстің жүрийі де мүмкін. Еки атом орнықлы болмаған потенциаллық иймеклик бойлап жақынласып спонтан түрде ("өз бетинше") орнықлы иймекликтеге өткен жағдайда шығарылады. Бирақ бундай шығарыў жүдә сийрек жүзеге келеди. Жоқарғы орнықлы потенциаллық иймекликтен төмениректеги орнықлы емес иймекликтеге өткендеги тутас спектрдин шығарылыўының итималлығы жоқары. Бұған мысал сыраптында водородтағы электр разрядындағы интенсивли тутас спектрдин шығарылыўын көрсетійге болады.



368-сүйрет.
Молекуланың предиссоциациясының пайда болыўы.

Ақырында, предиссоциация деп аталатуғын процессти қараймыз⁴⁵. Он наблюдается в тех случаях, когда две потенциальные кривые пересекаются. 2-орнықлы болмаған потенциаллық иймеклик қозған молекуланың орнықлы 3-орнықлы сзығының кесип өтеди деп болжаймыз (368-сүйрет). Кванттық механикадан еки энергиялық иймеклик бир бири менен кесилисетуғын болса, онда бир иймекликтен екинши иймекликтеге спонтан түрде өтиўдің белгіли болған итималлығының бар болатуғынлығы келип шығады. Сонлықтан 368-сүйретте көрсетилген жағдайда қозған молекуланың тербелмелі қәддилеринен (штриховка менен белгиленген) молекуланың диссоциациясына алып келетуғын орнықлы иймекликтеге өтиўлердин болыўы мүмкін.

Солай етип, қозған молекула W'_{p0} энергиясына еле иие болмаған үақытта да диссоциацияның басланыўы мүмкін. Жоқарырақ тербелмелі қәддилер қайтадан орнықлы болады. Спектрде жолақтардың бир бөліми ҳәлсиз ҳәм жайылған болған жағдайда предиссоциация көринеди; бул орнықлы болмаған иймекликтеге өтиў жүзеге келетуғын қәддилердин киши жасаў үақытына иие болатуғынлығына сәйкес келеди.

§ 359. Изотопияның молекулалық спектрлерге тәсири. Дерлик барлық элементлер ушын изотоплар деп аталатуғын ҳәм бир биринен тек атомлық салмағы бойынша айрылатуғын атомлардың сортларының бар екенлиги белгіли (II том, 219-параграф).

⁴⁵ Предиссоциация - (латын тилинде *rgae* - алдын ала, алдында ҳәм диссоциация сөзлеринен) энергиясы сәйкес қозған электронлық ҳалдың диссоциациялық шегинен киши болған қозған молекуланың ыдыраўы. Молекуланың байланысқан ҳалдан энергиясы тап сондай болған байланыспағын (еркін) ҳалға өтийиниң белгіли итималлығының бар болыўының себебинен жүзеге келеди. Предиссоциация сөзин қарақалпақ тилине аўдармаймыз (Аўдарыўшылар).

Тербелий ҳәм айланыў спектрлериниң жийиликлери бир элементтиң ҳәр қыйлы изотопларында ҳәр қыйлы. Бул тербелий спектрлериниң жийиликлери ν_{terb} . лердин молекуланың келтирилген массасынан, ал айланыў спектриниң ν_{ayl} . жийилигиниң инерция моментине, ал усы инерция моментиниң өзиниң өз гезегинде келтирилген массадан фәрэзлиги менен байланыслы. Изотопияның тербелий ҳәм айланыў спектрлерине тәсирин өз алдына қараймыз.

355-параграфта айтылғанларға байланыслы тербелий спектриниң жийилиги ν_{terb} . мынадай формуланың жәрдемінде есапланады:

$$\nu_{terb} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}}. \quad (1)$$

Бул формулада M молекуланың келтирилген массасы ҳәм Δn тербелий квант санының өзгериси. Бир биринен тек изотоплық құрамы менен айрылатуғын молекулалардағы бирдей ҳалларда туратуғын электронлардың санлары бирдей. Сонықтан олар ушын k константасының мәниси бирдей ҳәм тек келтирилген массалар M лердин мәнислері ҳәр қыйлы. Еки атомлы AB молекуласын қараймыз. Мейли, бириңши атом массасы m_A болған бир A атомына, ал екіншиси массалары m_B ҳәм $m_{B'}$, болған еки изотопқа ийе болсын. Бундай жағдайда молекулалардың AB ҳәм AB' болған еки типине ийе боламыз. Олардың келтирилген массалары $M = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}$ ҳәм $M' = \frac{m_A m_{B'}}{m_A + m_{B'}}$ шамаларына тең. Берилген элементтиң изотопларының атомлық салмақтары әдетте атомлық салмақтың бир ямаса еки бирикке айрылады. Сонықтан жұдә киши болмаған атомлық салмақтарға ийе атомлардан туратуғын молекула ушын келтирилген массалардың айырмасы $\Delta M = M' - M$ келтирилген M' ҳәм M массаларға салыстырғанда киши.

(1)-формула бойынша AB' ҳәм AB молекулаларының екеүиниң тербелий спектрлериниң жийиликлериниң айырмасы болған $\Delta\nu_{terb} = \nu'_{terb} - \nu_{terb}$. шамасы мынаған тең:

$$\Delta\nu_{terb} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \left(\sqrt{\frac{k}{M'}} - \sqrt{\frac{k}{M}} \right)$$

ямаса

$$\Delta\nu_{terb} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}} \left(\sqrt{\frac{M}{M'}} - 1 \right).$$

(1)-аңлатпаға сәйкес теңликтин оң тәрепиндеги қаұсырманың алдында түрған көбейтиұши ν_{terb} . жийилигине тең. Буннан мынаған ийе боламыз:

$$\Delta\nu_{terb} = \nu_{terb} \left(\sqrt{\frac{M}{M'}} - 1 \right). \quad ()$$

$M = M' - \Delta M$ теңлигі орынлы болғанлықтан

$$\frac{M}{M'} = 1 - \frac{\Delta M}{M'}$$

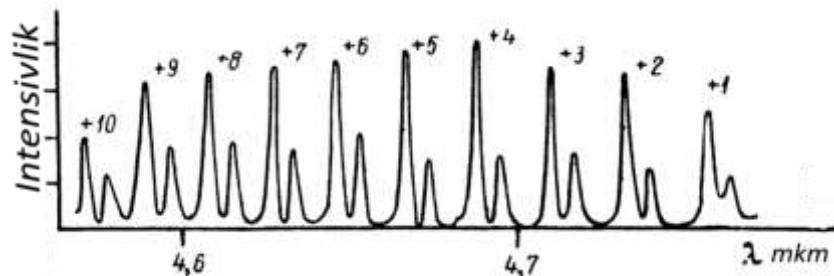
теңлигине, ал буннан жууық түрдеги

$$\sqrt{\frac{M}{M'}} = \sqrt{1 - \frac{\Delta M}{M'}} \cong 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M'}$$

теңлике ийе боламыз. Буннан кейин (2)-формула мынадай түрге енеди:

$$\Delta\nu_{terb} = -\nu_{terb} \cdot \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M'}. \quad (2a)$$

Егер B атомының массасы A атомының массасынан көп киши болса, онда $\frac{\Delta M}{M'}$ қатнасының шамасы жууык түрде $\frac{\Delta m_B}{m_B}$ қатнасына тең болатуғынлығын аңсат көрсетиүгө болады. Бул қатнаста Δm_B арқалы B ҳәм B' изотопларының атомлық салмақларының айырмасы белгиленген. Орташа атомлық салмақларға ийе атомлар ушын $\frac{\Delta M}{M'}$ қатнасының мәниси $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{50}$ шамасында. Соңықтан, (2-а) формуладан көринип түрғанында, тербелиү жийиликлеринң изотоплық жылдысы ўы жеткиликли дәрежеде үлкен ҳәм оны орта ажыратта алыш күшине ийе болған әсбаплардың жәрдеминде анықлауға болады. ν_{terb} шамасы электронлық-тербелиү спектринин аңлатпасына аддитивлик шама түріндеги киретуғын болғанлықтан электронлық-тербелмели спектрдин барлық жолақлары изотоплық жылдысы ўы ушырайды. Молекулалық жолақлардың жылжыуы бойынша бириңи рет C^{13} , N^{15} , O^{17} , O^{18} ҳәм және де бир қатар изотоплар анықланды. Жердеги әдеттегидей шарайтларда углеродтың аүыр C^{13} изотопы тийкарғы C^{12} изотопқа 1% муғдарда араласқан. Бирақ, спектроскопиялық усыллардың үлкен сезигрлигине байланыслы $C^{13}C^{12}$ молекулалардың бар екенлигін аңсат аңғарыуға болады. $C^{13}C^{13}$ молекулалары жұдә сиyrек ушырасады. 4-сүйретте (қосымшаға қараңыз) C_2 нин λ толқын узынлығы шама менен 4737 Å болған жолақ келтирилген. Тийкарғы жолақтың басының алдында ($C^{12}C^{12}$) үлкен толқын узынлықтары тәрепине қарай жылдықтан $C^{12}C^{13}$ молекуласының жолағының әззи басы жайласқан.



369-сүйрет. HCl дың инфрақызыл жолағының структурасындағы изотоплық жылжыу.

Енди изотопияның еки атомлы молекуланың айланыұы спектрине тәсирин қараймыз. 356-параграфтағы (3)-формула бойынша таза айланыұы спектринин жийиликлери мынаған тең:

$$\nu_{ayl.} = \frac{\hbar}{2\pi J c} m'. \quad (3)$$

Бул формулада J арқалы молекуланың инерция моменти ҳәм m' арқалы 1, 2, 3, ... мәнислерине ийе болатуғын айланыұы квант санлары. AB' ҳәм AB молекулаларының айланыұы спектри ушын жийиликлердин айырмасы $\Delta\nu_{ayl.} = \nu'_{ayl.} - \nu_{ayl.}$ ушын

$$\Delta\nu_{ayl.} = \frac{\hbar}{2\pi c} m' \left(\frac{1}{J'} - \frac{1}{J} \right) = \frac{\hbar}{2\pi J c} \left(\frac{J}{J'} - 1 \right) \quad (4)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

(3)-теңдиктиң жәрдеминде бул аңлатпаны

$$\Delta\nu_{ayl.} = \nu_{ayl.} \left(\frac{J}{J'} - 1 \right)$$

түріндеге көрсетемиз. $\frac{J}{J'} = \frac{M}{M'}$ теңлиги орынлы болғанлықтан $\frac{J}{J'} - 1 = -\frac{\Delta M}{M'}$ теңлигине ийе боламыз, бундай жағдайда (4)-формула мынадай түрге енеди:

$$\Delta\nu_{ayl.} = -\nu_{ayl.} \frac{\Delta M}{M'}. \quad (4a)$$

(2-а) ҳәм (4-а) формулаларды салыстырыудан айланыў спектрлери ушын изотоплық жылжыудың салыстырмалы мәниси болған $\Delta\nu/\nu$ шамасының тербелиү спектрине салыстырғанда еки есе үлкен екенлигин көремиз. ν_{ayl} жийилигинин шамасы ν_{terb} . жийилигинин шамасынан әдеүир киши болғанлықтан, айланыў спектриндеги жылжыў абсолют мәниси бойынша киши болады. Усының менен бир қатарда, таза айланыў спектрлери спектрдин алыштағы инфрақызыл областында жайласқан. Бул областта бақлауладарды өткериү қыйын. Әдетте, изотоплық жылжыў тербелиү ямаса электронлық-тербелиү жолақларының айланыў структурасында бақланады. Бул жағдайда оның шамасы салыстырмалы киши. Бирақ, сонда да сәйкес спектраллық аппаратураны пайдаланғанда оны аңғарыға болады. 369-сүйретте HCl молекуласының айланыў-тербелиү жолағының структурасына изотопияның тәсіри көрсетилген. Спектраллық әсбаптың жеткиликли дәрежедеги ажырата алыў күшинде барлық сзығлардың қос екенлиги көринеди: қураушылардың бири HCl^{35} молекуласына, ал екиншиси HCl^{37} молекуласына тийисли.

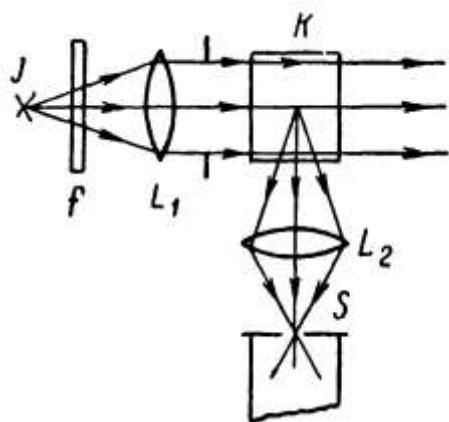
§ 360. Жақтылықтың комбинациялық шашырауы. Молекулалардың қәсийетлерин үйрениүдің әхмийетли усылларының бири жақтылықтың комбинациялық шашырауы, яғни жақтылықтың жийилигинин өзгериүи менен болатуғын шашырауы болып табылады. 284-параграфта жақтылықтың гүнгірт заттар арқалы өтийин қарағанымызда, биз шашыраған нурлардың жийилиги ν дин қелип түсетеуғын нурлардың жийилиги ν_0 ге тең болатуғынлығын көрдик. Бундай жағдай орталыққа киргизилген қандай да бир өзге бөлекшелердеги шашырауда да, жыллалық қозғалысларының бар болыұының нәтийжесинде пайда болатуғын тығызлықтың флюктуацияларындағы шашырауында пайда болады. Бирақ, шашыратышы бөлекшелер шашыраған нурлардың амплитудасының дәүирли түрдеги өзгерисине алып келетуғын қандай бир тербелислерге қатнаспаса жағдай усындай болады. Соңғы жағдайда шашыраған жақтылық модуляцияланған болып табылады. I томдағы 104-параграфта биз модуляцияның жийиликтин өзгериүине алып келетуғынлығын көрдик. Ҳақыйкатында да, $x = a \cos 2\pi\nu_0 t$ тербелисинде амплитуда a ның өзи $a = a_0 \cos 2\pi\nu' t$ нызамы бойынша өзгереди. Бундай жағдайда

$$\begin{aligned} x &= a_0 \cos 2\pi\nu' t \cdot \cos 2\pi\nu_0 t = \\ &= \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu_0 + \nu')t + \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu_0 - \nu')t \end{aligned}$$

теңлигине ийе боламыз. Бул тезлик модуляцияланған тербелистиң жийиликлери $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ шамаларына тең еки гармоникалық тербелиске ажыралатуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан, шашыраған нурлардың амплитудасын дәүирли түрде өзгеретуғын орайларда шашыраған дәслеп ν_0 жийилигине ийе болған жақтылық та өзинин жийилигин өзгертиүи керек болады: дәслепки жийилиги ν_0 шамасына тең болған жақтылықтың орнына жийиликлери $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ шамаларына тең еки нур пайда болады.

Л.И.Мандельштам жақтылықтың модуляциясының усындай түринин кристаллардағы жыллалық қозғалысларында пайда болатуғын қойылласыўлардағы шашыраўларда да пайда болатуғынлығын көрсетти. I томның 93-параграфында биз кристаллық пәнжереде жыллалық қозғалысының турғын толқынлардың пайда болыұына алып келетуғынлығын атап өттік. Усының салдарынан кристалдағы белгili орынларда жақтылықтың модуляцияланған шашырауына алып келетуғын қойылласыўлар менен сириексиүлер дәүирли түрде пайда болады. Есаплаўлар кварц кристаллары ушын модуляция жийилигинин шамасының 10^{10} сек^{-1} шамасына тең бола алатуғынлығын көрсетеди. Усының салдарынан жүзеге келетуғын модуляцияның нәтийжесинде дәслепки жийиликтин мәниси проценттиң мыңнан бир үлесине өзгериүи орын алады. Бул эффекттиң жүдә киши болыұына қарамастан, оны тәжирийбеде табыға болады. Жақтылықтың кристаллардағы жыллалық турғын толқынларындағы шашырауындағы жийиликтин өзгериүи бириňши рет ленинградлы физик Е.Ф.Гросс тәрепинен бақланды.

Жақтылықтың модуляциясына алып келетүүн екинши себеп молекуланың құрамына киретүүн атомлардың тербелислери менен байланыслы. Бул жағдайда да, жийилиги ν_0 шамасына тең келип түсіүши нурлар менен биргеликте шашыраған нурлардың ишинде жийиликлери $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ шамаларына тең еки нур пайда болады. Бул тәнликтөрде ν' арқалы молекуладағы атомлардың меншикли тербелислериниң жийилиги белгиленген. $\nu' \cong 10^{12}$ сек⁻¹ тәнлиги орын алатуғын болғанлықтан, атомлардың тербелислериниң салдарынан пайда болған модуляция жылдылық толқынлары тәрепинен пайда етилген модуляцияға салыстырғанда әдеүир терең. Егер молекула меншикли тербелислердин бир неше ν' , ν'' , ν''' , ... жийиликлерине ийе болса, онда шашыраған жақтылықта барлық "комбинациялық" $\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'$, $\nu_2 = \nu_0 \pm \nu''$, $\nu_3 = \nu_0 \pm \nu'''$, ... жийиликлериниң пайда болыўы керек. Бүннан жийиликтиң өзгериўи менен жүретүүн жақтылықтың шашыраўының атамасы - комбинациялық шашыраў атамасы пайда болған. Усындағы типтеги шашыраудың болыўы Москва университинде кварц кристаллында шашыраған нурлардың спектраллық құрамын эксперименталлық изертлеген Л.И.Мандельштам ҳәм Г.С.Ландсберг тәрепинен табылды. Олар менен бир ўақытта тап усындағы құбылыс жақтылықтың сүйкіліктердағы шашыраўын бақлаған индиялы физиклер Раман менен Кришнан тәрепинен бақланды. Совет ҳәм индиялы алымлардың жумысларының бир бириңен ғәрэзсиз өткергенлигин ҳәм бир ўақытта орынланғанына қарамастан, шет елдердеги әдебиятта жақтылықтың комбинациялық шашыраўын тек Раманның аты менен байланыстырады ҳәм оны Раман құбылысы деп атайды.



370-сүйрет.
Комбинациялық шашырауды бақлау.

Кристаллардағы жақтылықтың комбинациялық шашыраўын бақлау бойынша өткөрілген тәжирийбениң схемасы 370-сүйретте көрсетилген. Жақтылықтың дереги сыраптында J сынап лампасы хызмет етеди; сынап пүўлары тәрепинен шығарылатуғын спектрден f фильтриниң жәрдеминде жийилиги ν_0 болған бир сзызық айырып алынады. Фильтр арқалы өткен жақтылық L_1 линзаның жәрдеминде K кристаллына қарай жибериледи. Келип түсетеуғын нурлардың бағытына перпендикуляр бағытта шашыраған нурлар L_2 линзаның жәрдеминде спектрографтың саңлағы S ке түсириледи. Комбинациялық шашыраудың интенсивлигі жұдә киши, сонлықтан кристалдағы бир текли болмаған орынлардағы шашыраудың шамасы жұдә күшли болмауы керек. Бирақ, усындағы жағдайға қарамастан, әдеттегидей ("релейлик") шашыраў барлық ўақытта да орынб алады ҳәм шашыраған нурлардың спектрлік өзгермейтуғын ν_0 жийилигиндеғи сзызық қатнасады. Мандельштам менен Ландсбергтиң бақлаулары өзгермейтуғын ν_0 жийилигиниң еки тәрепинде симметриялы түрде (жийиликлер шкаласында) $\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'$, $\nu_2 = \nu_0 \pm \nu''$, $\nu_3 = \nu_0 \pm \nu'''$ ҳ.т.б. жийиликлерине ийе жолдасларының болатуғынлығын көрсетти. ν' , ν'' , ν''' жийиликлери изертленип атырған кристалл ушын тән болып, келип түсетеуғын нурдың жийилиги ν_0 ден ғәрэзли емес. Егер, келип түсетеуғын дәсте жийиликлери

ν_i ге тен болған бир неше спектраллық сыйықтардан туратуғын болса, онда олардың ҳәр қайсысының әтирапында жолдаслары пайда болады.

Тийкарғы сыйықтан фиолет тәрепте жайласқан жолдаслардың ($\nu_1 = \nu_0 + \nu'$ ҳ.т.б.) интенсивликтери спектрдин қызыл тәрепинде жайласқан жолдаслардың интенсивликтеринен әдеүір ҳәлсиз. Кристалдың температурасының жоқарылауы менен "фиолет" жолдаслардың интенсивликтери тез өседи. "Қызыл" жолдаслардың интенсивликтери температурадан дерлик ғәрезли емес. Тап усындай нызамлықтар жақтылықтың сыйықлықтардағы шашырауында да бақланады.

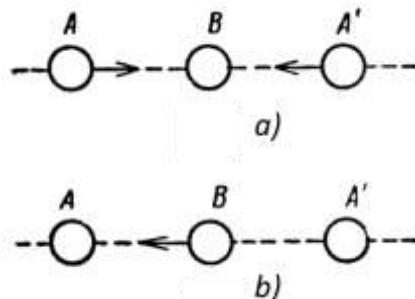
Теориялық жуўмақтарды тәжирийбелерде алынған мағлыұматлар менен салыстырыудан жолдаслардың тийкарғы сыйықтан қашықлығына тен ν', ν'', ν''' , ... жийиликтеринин кристалдағы ионлардың меншикли тербелислеринин жийиликтери менен сәйкес келийиниң керек екенligин көрсетеди. Тап усы тербелислер инфрақызыл нурларды жутылдың нәтийжесинде де пайда бола алады. Ҳақыйқатында да, комбинациялық шашырауда жолдаслардың жайласыўлары бойынша алынған ν', ν'', ν''' , ... жийиликтери жутылдың инфрақызыл жолақтарының жийиликтерине сәйкес келеди. Мысалы, жақтылықтың кристаллық кварцта шашырауында тийкарғы сыйықтан 127; 268; 465; 1075; 1250 cm^{-1} қашықлақтарда жайласқан жолдаслар бақланады. Тап сол кристаллық кварц инфрақызыл областта жийиликтери $\nu = 128; 263; 480; 1110$ ҳәм 1200 cm^{-1} шамаларына тен жутыл жолақтарын береди. Еки қатар да бақлаудың қәтеликтеринин шеклеринде бир бирине сәйкес келеди. Бирақ комбинациялық шашырауда ҳәм инфрақызыл жутылда көринетуғын усындай сәйкес келеиүшилик барлық үақытта орын ала бермейди. Кристаллық кварцтағы комбинациялық шашыраудың спектринде жоқарыда келтиригендегі жолдаслардың арасында тийкарғы сыйықтан 208, 405 ҳәм 694 cm^{-1} сыйықтары да бар. Инфрақызыл жутыл спектринде бул сыйықтар көринбейди. Соның менен бирге қарама-қарсы жағдай да бар: бұндай жағдайда жутыл жийиликтерине комбинациялық шашыраудың спектриндегі жолдаслар сәйкес келмейди. Усындай сәйкес келмеүшилик былайынша түсндириледи: биз қарап атырған нурлардың модуляциясы ушын молекуладағы оның бөлімдеринин өзгериси жеткилики, бирақ молекуланың электр моменти өзгериссиз қала алады. Жақтылық электромагнит толқынларының молекулада жутыла алыуы ушын усы молекулада электр моментинин өзгериүи менен байланыслы болған тербелислердин жүзеге келийін керек. Усы айттылғанларды дара мысалда айқынластырамыз: мейли, молекула бир сыйықтың бойында жайласқан бир оң B атомнан ҳәм еки терис A ҳәм A' атомларынан (ұш атомнан) туратуғын болсын (371-сүрет). Егер молекуладағы тербелислер терис болған A ҳәм A' ионларының симметриялық тербелислерине алып келинетуғын болса, онда бул еки ион да барлық үақытта оң B ионынан бирдей қашықлықта жайласады (371-а сүрет) ҳәм молекуланың диполлик моменти өзгермейди. Тек ғана электронларға ядролар тәрепинен тәсир ететуғын күшлер ғана өзгериске ушырайды. Нәтийжеде молекуланың поляризацияланышылығы ҳәм соған сәйкес оның жақтылықты шашыратышылық қәбилетлиги өзгереди. Егер молекуладағы тербелисте оң ион B биресе A ионы менен, биресе A' ионы менен жақынласатуғын болса (371-б сүрет), онда молекуланың электр моменти өзгереди ҳәм бундай жағдайда молекула түскен нұрды жута алады. Молекуланың поляризацияланышының өзгериүи менен байланыслы болған тербелислер тек комбинациялық шашырауда көринеди; тек молекуланың электр моментинин өзгериүи менен байланыслы болған тербелислер инфрақызыл жутылдың спектрлеринде ғана көринеди. Құбылыслардың екеүинде де молекуланың поляризацияланышылығы ҳәм электр моменти өзгеретуғын тербелислер менен байланыслы болған жийиликтер көринеди. Демек, комбинациялық шашыраудың ҳәм жутылдың спектрлерин салыстырыу молекулалардың ишинде жүзеге

келетуғын тербелислердин әхмийетли характеристикаларын анықлауға мүмкіншилик береди.

371-сүрет.

Молекуланың

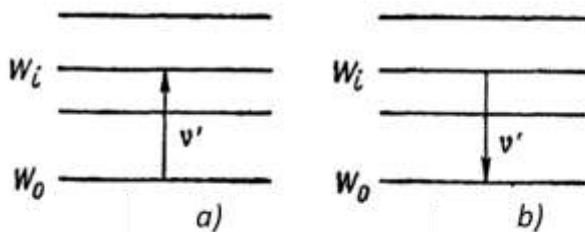
поляризацияланышылығына (а) ҳәм
электр моментиниң өзгериүине (б) алып
келетуғын тербелислер.



Жоқарыда келтирилген комбинациялық шашыраудың классикалық түсіндірилийтотық емес. Ол бир қатар фактлерди, мысалы "фиолет" ҳәм "қызыл" жолдаслардың ҳәр қайылы интенсивликтерге ийе болатуғының түсіндіре алмайды. Ҳақыйқатында, жақтылықтың заттар менен тәсир етисіүінде жүзеге келетуғын басқа қабылыслар сыйқыл комбинациялық шашырау да кванттық характерге ийе. 355-параграфта биз қарап өткен көз-қараста тербелмелі жийиликлердин шығарылығы менен жұтылышы молекуланың энергияның бир қәддинен екинши қәддине өтийи менен байланыслы. Мейли, молекула энергия ҳалларының W_0, W_1, \dots, W_i қатарына ийе болсын. Ол нормаль ҳалда энергиясы W_0 ге тең болған ҳалда туратуғын болсын деп болжаймыз. Энергиясы $\varepsilon_0 = h\nu_0$ шамасына тең фотон менен тәсирлескенде молекуланың жоқарырақ болған W_i энергия ҳалына өтийи мүмкін (372-а сүрет); усындағанда өтийи ушын $\Delta W = W_i - W_0$ энергиясының жумсалығы талап етиледи. Соңықтан, фотонның энергиясы ΔW шамасына кемейеди ҳәм энергиясы

$$\varepsilon = h\nu = h\nu_0 - \Delta W$$

шамасына тең жаңа (шашыраған) фотон пайда болады.



372-сүрет.

а) "қызыл" қураушының ҳәм б) "фиолет" қураушының пайда болығы.

Соңғы теңдикten шашыраған фотонлардың жийилигинин

$$\nu = \nu_0 - \frac{\Delta W}{h}$$

шамасына тең екенлиги келип шығады. Бирақ, $\Delta W/h$ шамасы молекуланың W_0 қәддинен W_i қәддине өтийине сәйкес келетуғын ν' жийилигі болып табылады.

$\Delta W/h$ шамасының усы мәнисин пайдаланып

$$\nu = \nu_0 - \nu'$$

теңдигине ийе боламыз. Бул комбинациялық шашыраудың спектрindеги "қызыл" жолдастының пайда болығына алып келеди. Молекулалардың бир бөлими дәслеп W_i қозған ҳалда жайласты деп болжаса "фиолет" жолдастың пайда болығын түсіндіриүге болады (372-б сүрет). Бундай жағдайда түсіүши фотонның тәсиринде молекула энергиясы киши болған W_0 ҳалына өтеди. Дәслепки фотонның энергиясы $\varepsilon_0 = h\nu_0$ ге ΔW энергиясы қосылады ҳәм энергиясы

$$\varepsilon = h\nu = h\nu_0 + \Delta W$$

шамасына тең шашыраған фотон пайда болады. Бүннан "фиолет" жолдастың жийилиги ушын мынадай теңлікти аламыз:

$$\nu = \nu_0 + \nu'.$$

Әлбетте, қозған W_i ҳалдағы молекулалардың саны W_0 нормал ҳалдағы молекулалардың санынан барлық үақытта да киши болады. Соныңтан "фиолет" жолдаслардың интенсивлигі "қызыл" жолдаслардың интенсивлигинен киши болады. T температураның жоқарылауы менен қозған молекулалардың саны N_i Больцман нызамы бойынша үлкейеди:

$$N_i = N_0 \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{W_i - W_0}{kT}}.$$

Бул аңлатпада N_0 арқалы W_i ҳалындағы молекулалардың саны белгиленген. Усы аңлатпаға сәйкес "фиолет" жолдаслардың саны температураның жоқарылауы менен тех өсійі керек. "Қызыл" жолдаслардың санының температураға байланыслы сезилерлікей өзгериүи керек емес. Себеби жетиү мүмкін болған температураларда W_0 ҳалындағы молекулалардың саны жұдә аз кемейеди. Солай етип, кванттық көз-қараслар "фиолет" ҳәм "қызыл" жолдаслардың ҳәр қыйлы интенсивликтерге иие болатуғынлығын ҳәм оларға температураның ҳәр қыйлы тәсир ететуғынлығын тәбийий түрде түснедиреди.

Фотонлар менен молекулалардың айланыў энергия ҳалларының арасындағы энергия алмасыудың нәтийжесинде де комбинациялық шашыраудың пайда болыўы мүмкін. Молекуланың айланыўына сәйкес келетуғын энергия оның тербелийине сәйкес келетуғын энергиядан әдеүір киши болғанлықтан, жолдаслар тийкарғы сызыққа жақын жайласады. Олар үлкен басымлардағы (шашыраған нұрлардың интенсивлигин күшетиү ушын) еки атомлы газлердеги жақтылықтың шашырауында бақланады (N_2 , O_2 , H_2).

Комбинациялық шашыраў қурамалы көп атомлы молекулалардағы, солардың ишинде органикалық бирикпелердин молекулаларындағы, тербелислердин меншикли жийиликлерин үйренийдің әхмийетли усылы болып табылады. Ҳәзирги үакытлары комбинациялық шашырауды бақлауға тийкарланған молекулалық спектраллық анализ усылы кеңнен пайдаланылады. Белгилі болған жийиликлердин бар болыўы бойынша берилген қурамалы араласпаның қурамына қандай молекулалардың киретуғынлығын додалауға болады. Мысалы, индивидуаллық углеводородлардың белгилі болған меншикли жийиликлери бойынша бензинниң ҳәм басқа да моторлық жанылғылардың қурамы ҳақында пикир айтыву мүмкін

§ 361. Сүйиқ ҳәм қатты денелердің люминесценциясы. Усы үақытларға шекем бир тек атом түріндеги ямаса молекулалық газлердин (пуўлардың) флуоресценциясын қарадық (342-, 355-параграфлар). Процесс жутыудың салдарынан атомның ямаса молекуланың нормаль ҳалдан қозған ҳалға өтийі ҳәм оннан кейин қозған ҳалдан нормаль ҳалға өткенде жақтылықтың шығарылыўына алып келинеди. Базы бир жағдайларда үлкен жарықтылыққа иие болған сүйиқ ҳәм қатты денелердин де флуоресценциясы болады.

Бурын биз тәрийиплеген газдин флуоресценциясы жақтылықтың сыртқы дереги тәрепинен жақтыландырыў тоқтағаннан кейин жұдә киши үақыттан соң жоғалатуғын флуоресценция болып табылады. Тап усындағы жағдай бир қатар сүйиқ ҳәм қатты денелерде де бақланады. Бирақ, базы бир қатты денелер сырттан түсетуғын жақтылықтың тәсіри жоғалғаннан кейин узақ үақыт даўам ететуғын (көп saatлар даўамында) жақтылық шығаратуғын қәсийетке иие. Жақтылық шығарыудың усындағы типин әдетте фосфоресценция деп атау қабыл етилген. Бирақ, ҳақында, бул белгиси бойынша фосфоресценцияны флуоресценциядан айырыуға болмайды. Себеби, ҳәр қыйлы дара жағдайларда кейинги жарық шығарыудың жұдә ҳәр қыйлы шеклерде, секундтың жұдә киши үлесинен (10^{-10} секунд) бир неше saatларға шекем сақланыў мүмкін.

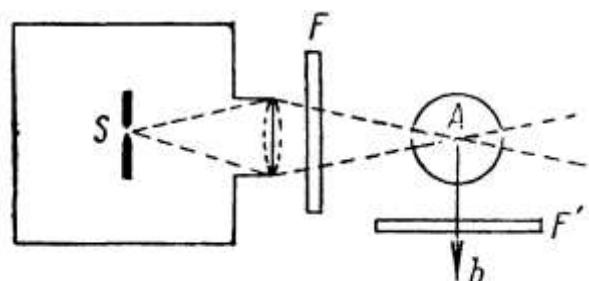
Сыртқы деректен шыққан нурланыудың тәсиринде жақтылық шығарыуды оның узақлығынан ғәрзесиз биз люминесценция деп атайды. Усы анықламаға сәйкес, флуоресценция менен фосфоресценция құбылыслары люминесценцияның дара жағдайлары болып табылады.

Улыұма айтқанда, түсиүши нурланыудың тәсиринде денелердин жақтылық шығарыуы ҳәр қыйлы характерге ийе болыуы мүмкін: буның денениң бетинен жақтылықтың шағылышы болыуы да, жақтылықтың шашырауы (релейлик ямаса комбинациялық), люминесценция ҳәм, ақырында жутылатуғын радиацияның тәсиринде денениң қызығының салдарынан пайда болатуғын температуралық жақтылық шығарыу болыя да мүмкін. Люминесценцияны жақтылық шығарыудың баска типлеринен айрыу үшін оның өзине тән өзгешеликтерин көрсетиў керек. Бул өзине тән болған өзгешеликтер ең толық түрде С.И.Вавилов тәрепинен көрсетилди.

Улыұма айтқанда, люминесценцияның жақтылығының толқын узынлығы қоздыратуғын жақтылықтың толқын узынлығынан басқаша болады. Усы өзгешелиги бойынша люминесценцияның жақтылығы шағылышқан жақтылықтан ҳәм релейлик шашырауда пайда болған жақтылықтан айрылады. Екиншиден, люминесценция сөниүдин үшін дәрхәл жоғалмайды (жақтылық тербелислериниң дәүири $t \sim 10^{-15}$ сек үлкен ўақыттарда). Ең ақырында, люминесценцияның жақтылығының жарықлығы b , усы люминесценция бақланып атырған температурадағы абсолют қара денениң жарықлығынан үлкен. Бундай үлкен жарықлық люминесцентлик жақтылық шығарыудың тең салмақлық емес жақтылық шығарыу екенлеги менен байланыслы. Қатаң түрде айтқанда, бундай жағдайда денениң температурасы ҳақындағы түсиник пүткіллей жоғалады (302-параграфқа қараңыз). Себеби электронлардың энергия қәддилери бойынша тарқалыуы тең салмақлы емес Бирақ, ис жүзинде люминесценцияланатуғын денениң температурасы ҳақында гәп етигүе болады ҳәм бундай мәнисте люминесценция "салқын" жақтылық шығарыу болып табылады.

Жақтылық шығарыудың айрықша түри болған фосфоресценция XVII әсирдин басында тәрийипленди, бирақ ол биринши рет толық түрде XIX әсирдин басында В.В.Петров тәрепинен үйренилди.

373-сүрет.
Люминесценцияны бақлау үсылы.



Сүйік ҳәм қатты денелердеги люминесценцияны бақлау үсылы газлердеги люминесценцияны бақлау үсылы менен бирдей: S дерегинен шыққан жақтылық (373-сүрет) изертленетуғын A денесине қарай жибериледи; пайда болған жақтылық шығарыуды Ab бағытында бақлады. F ҳәм F' фильтрлері қоздырышы жақтылық пенен люминесценцияның жақтылығының айрыым спектраллық участкаларын бөлип алыу үшін қолланылады.

Газлер люминесценцияда айрыым спектраллық сызықлардан туратуғын жақтылықты, ал, қатты ҳәм сүйік денелер болса, люминесценцияда айрыым спектраллық сызықлардан туратуғын жақтылықты емес ал көбірек ямаса кемирек кеңликтек ийе болған тутас

жолақтан туратуғын жақтылықты шығарады. Бундай жағдайда шығарылатуғын жақтылықтың спектраллық құрамының келип түскен жақтылықтың спектраллық құрамынан өзгеше болыўы усы құбылыс ушын тән болып табылады. Көпшилик жағдайда Стокс қағыйдасы орынланады. Бул қағыйда бойынша люминесценцияның жақтылығының толқын узынлығы усы люминесценцияға алып келген жақтылықтың толқын узынлығынан үлкен болады. Шығарыў жолағы L (374-а сүйрет) жұтылыў жолағы A ға салыстырғанда үлкен толқын узынлықтары тәрепке қарай жылышқан. Жұтылыў жолағы менен шығарыў жолағы 374-а сүйретте көрсетилгендей, бир бириң азмаз басыўы мүмкін.

Стокс қағыйдасы жақтылық ҳаққындағы фотонлық көз-қараслардан тикелей келип шығады: егер дene энергиясы $\varepsilon_0 = h\nu_0$ ге тең, жийилиги ν_0 болған фотонды жутатуғын болса, онда бул энергияның бир бөлими энергиясы $\varepsilon = h\nu$ болған фотонға, ал қалған бөлими денениң ишинде энергияның басқа түрлерине айланады. Энергияның бул соңғы бөлімін A арқалы белгилеп, мынадай теңдікке ийе боламыз:

$$h\nu_0 = h\nu + A. \quad (1)$$

$A \geq 0$ орынлы болғанлықтан $\nu \leq \nu_0$, яғни люминесценцияның жақтылығының жийилиги қоздарытағын жақтылықтың жийилигине тең ямаса оннан киши. Демек, люминесценция жақтылығының толқын узынлығы қоздырыўшы жақтылықтың толқын узынлығына тең ямаса оннан үлкен.

Жұтыў жолағы менен шығарыў жолағының айырым бөлімлери бир бириңін үстине түсетуғын 374-сүйретке қайтып келемиз. Мейли, люминесценцияны қоздырыў 374-б сүйретте қойыў штрихланған тар жолақ тәрепинен жүзеге келтирилетуғын болсын. Стокс нызамы орынланғанда люминесценцияның спектринде барлық шығарыў жолағы ғана қатнасып қоймайды, ал толқын узынлығы қоздыратуғын жолақтың толқын узынлығынан үлкен болған бөлими ғана қатнасады (374-б сүйретте штрихланған). Бирақ, гейпара жағдайларда Стокс қағыйдасы орынланбайды: тар жолақ пенен қоздарғанда люминесценцияның спектринде қоздырыўшы жақтылықтың толқын узынлығына салыстырғанда толқын узынлығы киши болған толқынлар да қатнасады (374-с сүйрет). (1)-теңдік бойынша люминесценцияның антистокслық областы тек ғана $A < 0$ теңсизлиги орынланғанда ғана, яғни люминесценцияда қоздырыўшы фотонлардың энергиясына люминесцентленетуғын денениң ишки дереклериниң есабынан энергия қосылатуғын жағдайда орын алады (355-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз).

С.И.Вавилов бойынша люминесцентлик жақтылық шығарыў мынадай үш типтеги жақтылық шығарыўлардың бирине түрі келеди:

- 1) өз бетинше жақтылық шығарыў,
- 2) мәжбүрий нурланыў ҳәм
- 3) рекомбинацияғы нурланыў.

Бириңи жағдайда қозған атомның (ямаса молекуланың) электроны оннан толық айрылмайды ҳәм қандай да бир ўақыттан кейин өзиниң дәслепки ҳалына қайтып келеди ҳәм усының менен бирге жақтылық шығарады. Бундай люминесценцияға мысал сыпатында бир атомлы пуўлардың резонанслық жақтылық шығарыўын көрсетиўге болады. Бундай жағдайда сөниў ўақытының шамасы атомның (молекуланың) қозған ҳалдағы жасаў ўақыты менен барабар, яғни 10^{-8} секундтың шамасында. Нурланыўдың екинши типи метастабиллик ҳал болған жағдайда орын алады; бул жағдайда да электрон қозған ҳалдан ажыралмайды, бирақ өзиниң дәслепки ҳалына қоршаған бөлекшелердин тәсиринде ғана қайтып келе алады. Ең ақырында, рекомбинацияғы нурланыў электрон қоздырылатуғын бөлекшеден толық ажыралатуғын жағдайда жүзеге келеди. Соңғы еки жағдайда сөниў ўақытының мәниси үлкен болыўы мүмкін (секундтың киши бөлімлеринен бир неше саатқа шекем).

Люминесценцияны жоқарыдағыдай етип үш типке бөлиү схемалық характерге ийе. Көп жағдайларда люминесценцияланатуғын денелердеги ҳақыйқый процесслер көрип өтилген элементар процесслердин қурамалы комбинациясы болып табылады.

Соңиүдин өң әпиүайы нызамлары мыналар болып табылады:

1) сөниүдин экспоненциаллық нызамы:

$$I = I_0 e^{-at}. \quad (2)$$

Бул теңликтегі I_0 - басланғыш интенсивлик, a - тұрақты шама, t - үақыт.

$\tau = \frac{1}{a}$ шамасын қозған ҳалдың жасау үақыты деп аталады.

2) сөниүдин гиперболалық нызамы:

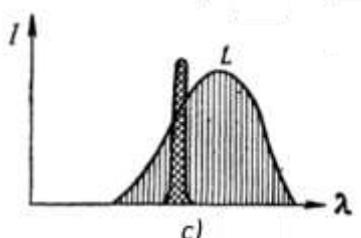
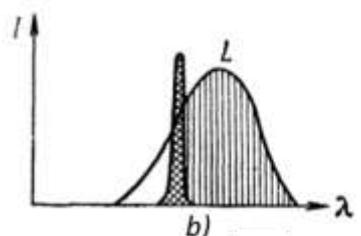
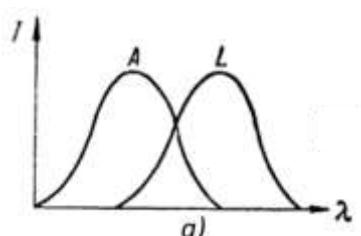
$$I = \frac{I_0}{(b + t)^2}. \quad (3)$$

Бул теңликтегі b - тұрақты шама.

(2)-аңлатпаны логарифмлеп

$$\ln I = \ln I_0 - at \quad (2a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.



374-сүйрет.

Жұтылдық ҳәм люминесценция жолақтарының салыстырмалы жайласыўлары.

Егер ордината көшерине $\ln I$ ди, ал абсцисса көшерине үақыт t ны қойсақ, онда (2)-теңлеме туýрысынан пenen аңғартылады. 375-сүйретте С.И.Вавилов ҳәм В.Л.Левшин тәрепинен уранил дұзының жақтылық шығарыўының сөниүин өлшеүдин нәтийжелери көлтирилген. 1- ҳәм 2-иймекликтегі қоздырыўшы жақтылықтың интенсивлигинің ҳәр қыйлы мәнислерине тиисли (ҳәр қыйлы I_0 лер). Көринип турғанында, (2)-формулаға сәйкес бир бирине параллель болған туýрылар алынады.

Сөниүдин экспоненциаллық нызамы өз бетинше нурланыў үшін тән. Рекомбинациялық нурланыў гиперболалық нызам бойынша сөнеди. Өз бетинше нурланыў болған жағдайда сөниү үақыты температурадан ғәрэзли емес. Мәжбүрий ҳәм рекомбинациялық нурланыўда сөниү үақыты температурадан күшли ғәрэзли ҳәм қызыў менен кемейеди.

Фосфоресценцияның қабилетли затларды *фосфорлар* деп атайды (кристаллар болған жағдайда - *кристаллофосфорлар*). Әдетте, фосфорлар тийкарғы затларды (мысалы, ZnS , CaS , SrS ҳ. б.) активаторлар (Cu , Mn , Bi , сийрек жер элементлери ҳ.т.б.) менен қыздырып ұм ($NaCl$, CaF_2 ҳ.т.б.) менен балқытып жолы менен алғынады. Соңғы үақытлары Ф.Д.Клемент тәрепинен фосфорларды порошокларды әпиүайы түрде араластырып (қыздырыусыз), вакуумдеги пүүландырып арқалы жуқа пленкаларды пайда етип жолы алғыдын мүмкін екенлеги көрсетилди. ("субламат-фосфорлар").

Фосфор тәрепинен қоздырыудың тоқтатылған моменти менен жақтылық шығарыудың тоқтағанша шығарылған жақтылықтың энергиясының толық муғдарын жақтылық суммасы деп атайды. Фосфорды қыздырғанда жақтылық суммасының шамасы өзгериссиз қалады. Егер қыздырыудың нәтийжесинде сөниү үақыты киширейетуғын болса, онда жақтылық суммасының өзгермейтуғынлығына байланыслы температуралың жоқарылауы менен жақтылық шығарыудың жарықтығы күшеге дейді.

Фосфоресценциядағы "квантлық шығыу" даң мәниси 1 ге жете алады: ҳәр бир жутылған фотонға шығарылған фотон сәйкес келеди. Стокс нызамы орынланған жағдайда шығарылған ҳәр бир фотонның энергиясы жутылған фотонның энергиясынан киши болғанлықтан, энергиялық п.т.к. 1 дең азмаз киши болады.

Фосфоресценция құбылышы көп үақытлардың даўамында түсндирилмей келди. Активаторлардың атқаратуғын хызмети айрықша түсніксіз болды. Фосфоресценцияның орын алғыу ушын зәрүрли болған активатордың муғдары жүдә киши болыуы мүмкін: шама менен 10^{-2} - 10^{-4} %. Бирак, усының менен бирге активатор пүткіллей жоқ болған жағдайда фосфоресценция бақланбайды.

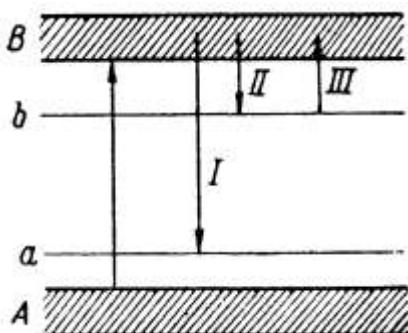


Д.И.Блохинцев 1934-жылы бириңи болып фосфоресценция құбылышын түсндириү ушын кристаллардағы электронлар ушын руқсат етилген энергия зоналары түснігін киргизди. II томдағы 163-параграфта көрсетилип өтилгениндей, ең әпиүайы жағдайда кристалда руқсат етилген энергиялық ҳаллардың еки зонасы болады. Олардың бири тәменги, электронлар менен толған (376-сүйреттеги *A* зонасы), екиншиси жоқарғы, толтырылмаған зона (*B* өткізгішлик зонасы). Қоздырып жолы менен тәменги зонадағы электронды жоқарғы толтырылмаған зонаға өткериүге болады. Квантлық механика бойынша жоқарғы зонадан тәменги зонағы өз бетинше нур шығарып менен өтий мүмкін емес. Еки зонаның усындағы схемасы люминесценцияланың қабилетли емес таза кристалға сәйкес келеди.

Активатор электронлардың мүмкін болған энергиялық ҳалларының қосымша қәддилеринің пайда болыуына алып келеди. Толған *A* зонасының қасында активатор *a*

ның қәддилери пайда болады; усының менен бирге B өткизгишлик зонасының қасында кристаллық пәнжереде активатордың киргизилий менен байланыслы болған жергилекли дефектлер ҳәм бул дефектлердин бар болыўының себебинен жергилекли (локаллық) b қәддилери пайда болады. Бул соңғы қәддилер метастабилли қәддилер болып табылады.

Жақтылық жүтүлғанда төменги A зонасының электронлары жоқарғы B зонаға өткерилиеди. Олардың бир бөлеги метастабилли қәддиге өтеди (II стралка). Егер b менен B қәддилеринин арасындағы энергиялардың айырмасы жыллыштық қозғалысларының орташа энергиясынан үлкен болса, онда электронлар нурландырмай, көп үақыт b қәддинде қала алады. Тек избе-из, флюктуациялардың бар болыўының нәтийжесинде олар B зонасына (III стралка) ҳәм оннан a қәддине (I стрелка) нурланыў менен өткерилиеди. Қыздырылғанда метастабилли b қәддинен B зонасына өтиўдің итималлығын жоқарылайды ҳәм усының менен бирге өтиў санлары I да, яғни жақтылық шығарыўдың жарықтығы өседи. Демек, келтирилген схема жоқарыда келтирилген температуралың фосфоресценцияға тәсирин тиккелей түснедиреди.



376-сүйрет.

Фосфоресценцияның зоналық теориясына.

Әдетте, фосфорлар электронлардың келип урылышының тәсиринде де жақтылықты шығара алады (катодолюминесценция).

II томның 171-параграфында ярым өткизгишлердин электр өткизгишигинин жыллыштық қозғалысларының есабынан бир қанша электронлардың электронлар менен толтырылған тийкарғы зонадан көп жоқарыда жайласқан еркін зонаға өтиўи менен байланыслы екенлеги айтылған еди. Электронларды еркін зонаға өткериў жақтылықтың жутылышы менен де жүзеге келе алады. Нәтийжеде ярым өткизгиштин электр өткизгишигинин өсійі керек. Ҳақыйқатында да, жақтыланырғанда селен ҳәм және бир қатар ярым өткизгишлер өзиниң электр өткизгишигин әдеўір жоқарылатады. 307-параграфта көрсетилип өтилгениндегі, бул құбылыс жақтылық ағысларын өлшеў ушын пайдаланылады.

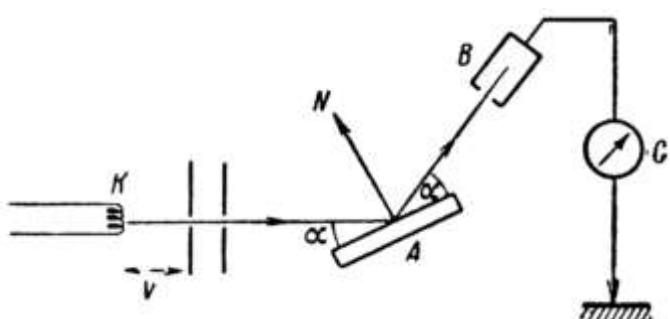
Люминесценция құбылыслары да көп санлы әмелій пайдаланылысын таппақта. Усы құбылысларға люминесцентлик анализ деп аталатуғын усыл тийкарланған. Люминесцентлик жақтылық шығарыўдың характеристи бойынша қандай да бир араласпаның қурамын анықлауға болады. 312-параграфта биз люминесценцияланышы затлардың ҳәзірги заман жақтылық дереклеринде қолланылысын көрсеттік. Люминесценцияланышы заттар ультрафиолет нурларды (ультрафиолет радиацияның тәсиринде пайда болатуғын көзге көринетуғын жақтылық шығарыўдың есабынан), фосфордың инфрақызыл нурлар менен нурландырылыуының себебинен пайда болатуғын "тутаныўдың" жәрдемінде инфрақызыл нурларды табыў ушын да қолланылады (катодлы осциллографлар, телевизорлар ҳ.т.б.).

XXXI БАП

КВАНТЛЫҚ МЕХАНИКА

§ 362. Элементар бөлекшелердин толқынлық қәсийеттери. Бор теориясының жеткиликсизлиги квантлық теорияның ҳәм элементар бөлекшелердин тәбияты ҳақындағы бизиң көз-қарасларымыздың тийкарларын критикалық қайтадан ислеуди талап етеди. Бундай жағдайда элементар бөлекшелер дегенде (гейпара жағдайларда микробөлекшелер дегенде) электронларды, протонларды ҳәм басқа да әпиүайы бөлекшелер нәзерде тутылады. Физиканың рауажланыў процессинде электронды белгили координаталар ҳәм белгили тезликтер менен тәрийипленетуғын киши механикалық бөлекше сыпатында қараудың қандай дәрежеде дұрыс екенлиги мәселеси пайда болды. Электронлар ҳақындағы ең бириňши көз-қараслар электронлық дәстелер менен өткерилген тәжирийбелердин тийкарында қалипести. Атап айтқанда, тап усы тәжирийбелер электрон ҳақындағы қозғалысы зарядланған бөлекшелердин электромагнит күшлериниң тәсиринде есапланатуғын киши бөлекше сыпатындағы көз-қараслардың пайда болыўына алып келди.

Бирақ, электронлардың тәбиятын буннан кейинги үйрениў бундай көз-қараслардың жеткиликсиз екенлигин көрсетти. Бир қатар тәжирийбелерде электронлық дәстелер толқынлық процесс ушын тән болған қәсийетлерди көрсетти. Мысалы, кристаллық пластинка арқалы өтетуғын электронлар дәстесиниң дифракцияға ушырайтуғынлығы табылды. Бул тәжирийбени толығырақ таллаймыз. Қызған *K* сабағынан ушып шығатуғын электронлар дәстеси (377-сүйрет), потенциаллар айырмасы *V* шамасына тең болған майдан менен тезлетиледи. Буннан кейин дәсте бир қатар диафрагмалар арқалы өтип, жиңишке (тар) дәсте түринде *A* монокристаллына келип түседи. *G* гальванометrine тутастырылған *B* ионизациялы камера пайда болған *I* тоғының күши бойынша *a* мүйешинде кристалда шашырағын электронлардың санын шағылдырыу нызами бойынша өлшейди. Тәжирийбе гальванометр арқалы өтетуғын *I* тоғын электронлық дәстени тезлететуғын потенциаллар айырмасы *V* ның функциясы сыпатында өлшеуден ибарат. Потенциаллар айырмасы *V* ның монотонлы түрде өзгерисинде *I* тоғының монотонлы түрде өзгермейтуғынлығы, ал бир қатар максимумларды беретуғынлығы белгили болды.



377-сүйрет.
Электронлардың дифракциясы
бойынша тәжирийбениң схемасы.

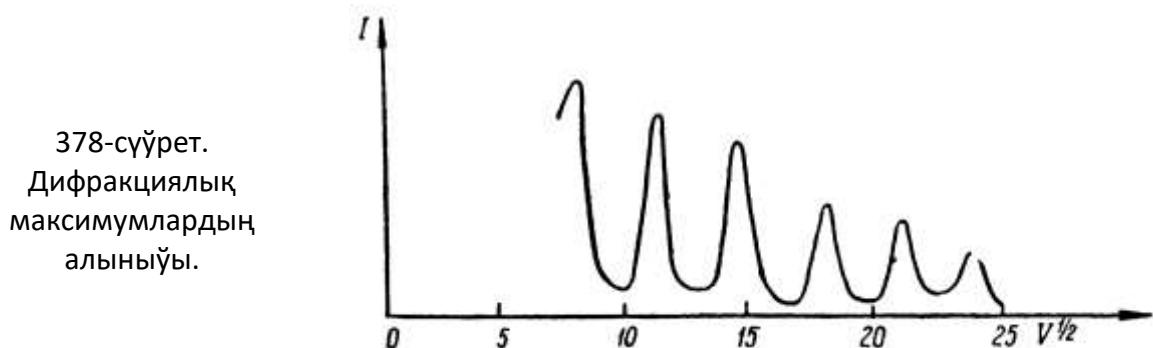
Егер 378-сүйретте көрстілгендей графикти сызытуғын болсақ, онда тәжирийбениң нәтийжелерин түсіндіриүге болады. Абсцисса көшерине потенциал айырмасының квадрат түбири болған \sqrt{V} шамаларының мәнислери, ал ордината көшерине тоқ күши *I* дин мәнислери қойылған. Бундай жағдайда алынатуғын ғәрзелик бир бириңен дерлик теңдей қашықтықтарда турған максимумлардың бар болыўы менен тәрийипленеди. Буннан

электронлардың дұрыс шағылысының тек потенциаллар айырмасының белгили болған мәнислеринде, яғни электронлардың белгили болған тезликтеринде ғана жүзеге келетуғынлығы көринеди.

Тап усындағы құбылыш рентген нурларының кристаллардағы шашырауында бақланады (273-параграф). α мүйеші менен тәрийипленетуғын белгили болған бағыттағы шағылысы ү Вульф-Брэгглер қатнасы орынланған жағдайда ғана орын алады:

$$2d \sin \alpha = k\lambda. \quad (1)$$

Бул формулада λ - рентген нурларының толқын узынлығы, d - кристаллық пәнжерениң тұрақтысы, k - пүтиң саны. Бул фактты жоқарыда көлтирилген нәтийжелер менен салыстырып, биз электронлық дәстениң толқынлық қәсийетке ийе болады, ал электронлық дәстениң толқын узынлығы электронлардың тезлигинен ғәреке-деңгеле жүйе-деңгеле келемиз.



Хақыйқатында да, тәжирийбениң шарайтларында d менен α тұрақты болатуғын болғанлықтан, толқынлық көз-қарастаң (1)-шәрт λ ниң сәйкес мәнисинде ғана орынланады. Биз қараған тәжирийбеде α мүйешиндеги шағылысы ү тек дәстедеги электронлардың белгили болған тезлигинде ғана жүзеге келеди. Егер электронлық дәстениң толқын узынлығы λ электронлардың тезлиги v менен

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (2)$$

түріндегі байланысқан болған жағдайда (1)-шәрт пенен санлық сәйкес келеди. Бул теңдикте h - Планк тұрақтысы, ал m - электронның массасы.

Тезлетиўши V потенциаллар айырмасын өткен электронның тезлиги v мынаған тең (II томдағы 185-параграфқа қараңыз):

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} \cdot V}.$$

v үшін бул мәнисти (2)-формулаға қойып,

$$\lambda = h \sqrt{\frac{1}{2em} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}} \quad (2a)$$

формуласына ийе боламыз. Буннан кейин (1)-формуланы былайынша көширип жазыўға болады:

$$2d \sin \alpha = kh \sqrt{\frac{1}{2em} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}}. \quad (3)$$

Бул соңғы теңдик гальванометр арқалы өтетуғын I тоғы максимумға жететуғын потенциаллар айырмасы V ның мәнисин анықтайты. Тәжирийбени өткериүдиң шарайтларында α мүйеші өзгермейтуғын болғанлықтан, онда ҳәр қыйлы k лерге сәйкес келетуғын ҳәр қыйлы максимумлар үшін (3)-теңдик бойынша мынаған ийе боламыз:

$$\sqrt{V} = kC. \quad (3a)$$

Бул теңліктеги C шамасы

$$C = \frac{h}{2d \sin \alpha} \sqrt{\frac{1}{2em}}$$

теңлігінің жәрдемінде анықланады ҳәм тәжирийбениң шарайтларында турақлы болып қалады.

Солай етип, (За) аңлатпасы бойынша I тоғының максимумына сәйкес келетуғын \sqrt{V} ның мәнислери бир бириңен турақлы C шамасына айрылады екен. Усыған сәйкес, 378-параграфтағы бир бириңен теңдей қашықлықтарда жайласқан максимумларды аламыз.

Хақыйқатында, V ның киши мәнислеріндегі алынатуғын максимумлардың арасындағы қашықлықтар дәл бирдей болмайды; бул Вульф-Брэггер шәртін электронлар толқынлары ушын толық пайдаланыўға болмайтуғынлығы менен байланыслы. Себеби электронлар дәстесі кристалда сынады (рентген нурларының сынбайбуғынлығын атап өтемиз) ҳәм сынныұдың шамасы киши тезлик пенен қозғалатуғын электронлар ушын көбірек сезиледи.

(2a) формулаға h тың орнына оның сан мәнисин қойып ҳәм λ толқын узынлығын ангстремлерде, ал тезлетиўши потенциаллар айырмасы V ны вольттерде аңғартып, мынаны аламыз:

$$\lambda (\text{\AA}) = 12,25 V^{-1/2} (\text{volt}) \quad (2b)$$

Солай етип, 1 В потенциаллар айырмасын өткен электрон $12,25 \text{ \AA}$ шамасындағы толқын узынлығы менен тәрийипленеди. Бул шама узын толқынлы рентген нурларына сәйкес келеди. Электронның тезлиги қаншама үлкен болса, оны тәрийиплейтуғын толқынның узынлығы соншама қысқа болады. Максимумлар алынатуғын V ның мәнислери (2b) теңлиги менен толық санлық сәйкеслиkti береди.

Егер $t\nu$ шамасының бөлекшениң қозғалыс мұғдары p екенligin итибарға алсақ, онда (2)-теңлікке басқа түрди бериүге болады. Бундай жағдайда бөлекшениң толқын узынлығы λ менен қозғалыс мұғдары p ның арасындағы мынадай байланысқа ийе боламыз:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (4)$$

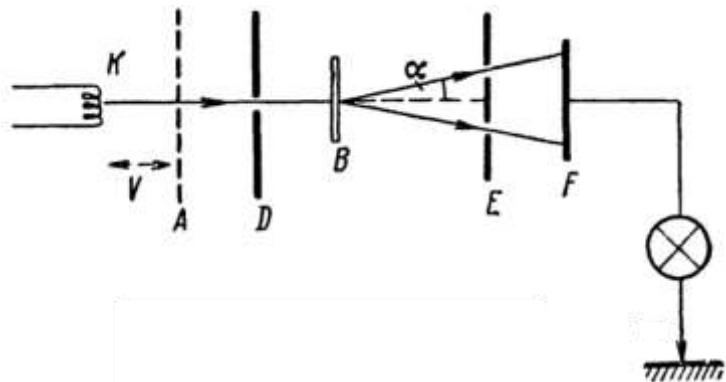
Электронлық дәстелердин толқынлық тәбияты дәстелердин дифракциясы менен интерференциясы бойынша тәжирийбелердин оғада көп санынан келип шығады.

Дэвисон менен Гермер кристаллардағы рентген нурларының шашыраўындағы интерференциялық максимумларды бақлайтуғын тәжирийбеле үксан болған тәжирийбеде электронлар дәстесинің никель кристалландағы шашыраўында интерференциялық максимумлардың пайда болатуғынлығын бақлады⁴⁶. Жуқа фольгадағы тез қозғалатуғын электронлардың дифракциясын бақлаўлар да өткерилди. Фольга майда тәртипсiz бағытланған кишкене кристаллардың жыйинағы болып табылады, нәтийжеде шашыраў экранда дифракциялық дөңгелеклерди бериүи керек (274-параграф). Бул дөңгелеклердин диаметрлері бойынша, фольганың киши кристалларының пәнжересинің турақтысы d ны билип, шашырайтуғын бөлекшелердин толқын узынлығы λ ни анықлаўға болады. Бул тәжирийбелер (2)-қатнасты толық тастыйықлады. 5-сүйретте 5 (қосымшаға қараңыз) мыс фольгадан алынған дифракциялық максимумлардың фото сүйрети келтирілген. Бул тәжирийбениң бир қанша басқаша болған варианты киши тезликлер менен қозғалатуғын

⁴⁶ Клинтон Джозеф Дэвиссон (инглизше Clinton Joseph Davisson, 1881-жылы 22-октябрь күни туýылған ҳәм 1958-жылы 1-февраль күни қайтыс болған) - американалы физик, белгилі болған Дэвиссон-Гермер тәжирийбесінде электронлардың дифракциясын ашқаны ушын 1937-жылы физика бойынша Нобель сыйлығын алғыуға миясар болды. Лестер Хэлберт Джермер (инглизше Lester Halbert Germer; 1896-жылы 10-октябрь күни туýылған ҳәм 1971-жылы 30-октябрь күни қайтыс болған) - американалы физик (Аўдарыўшылар).

электронлардың алюминий фольга арқалы өтийин бақлаған П.С.Тартаковский тәрепинен өткерилди. 379-сүретте өткерилген тәжирийбениң схемасы көрсетилген. Бул сүретте K - электронлардың дереги болып табылатуғын қыздырылған катод, A - электронлар ушын тезлетиўши майдан пайда ететуғын тор, D - диафрагма, B - шашыратыўшы фольга. Фольганың майда кристалларында шашыраған электронлар дөңгелек тесик тесилген E пластинкасына келип түседи. Тесик арқалы тек α мүйешине шашыраған электронлар өтеди. Тесиктиң артында электр тоғын өткеретуғын электрометр менен тутастырылған F пластинкасы жайластырылған. Тәжирийбениң мәниси электрометр арқалы өтетуғын тоқтың шамасын тезлетиўши потенциаллар айырмасы V ның функциясы сыпатында өлшеўден ибарат (1700 В ке шекем). Тоқтың максимумлары электронлардың белгили болған мәнислеринде алынған. Бул жағдайда да егер электронға оның тезлиги менен (2)-қатнас пenen байланысқан толқын ұзынлығын беретуғын болсақ, онда дифракциялық сүретті есаплау тәжирийбеде алынған мағлыұматтарға толық сәйкес келеди.

379-параграф.
П.С.Тартаковскийдин
тәжирибесиниң схемасы.



Электрлик жақтан нейтраль болған бөлекшелер де толқынлық қәсийетлерге иие болады деген ойдың пайда болыуы тәбийий. Молекулалық ҳәм атомлық дәстелер менен экспериментлерди өткериү әдеүир құрамалы. Себеби бундай дәстелерди электр майданының жәрдеминде басқарыў да, зарядланбаған бөлекшелерди регистрациялаў да әдеүир қыйын. Усының менен биргे, атомлар менен молекулалар көп санлы майдарақ болған бөлекшелерден туралы (электронлар менен ядролардан) ҳәм сонлықтан электронға салыстырғанда әдеүир құрамалы болған объект болып табылады. Бирақ шашыраған бир қатар газлердин молекулалық дәстелериниң үстинен өткерилген тәжирийбелер бул дәстелердин толқынлық қәсийетлерге иие болатуғынлығын көрсетти ҳәм дәстениң толқын ұзынлығы менен бөлекшелердин қозғалыс мұғдарының арасындағы қатнасты аңғартатуғын (4)-қатнастың дұрыс екенлигин толық тастыйықлады. Дифракциялық құбылыслар нейтронларда да бақланды.

Жоқарыда баянланған эксперименталлық жұмысларды таллаудан кейин биз белгили тезликтке иие ҳәм белгили бағытта марқалатуғын элементар бөлекшелердин дәстеси тегис толқыннан алынатуғын интерференциялық ҳәм дифракциялық сүреттерге усаған интерференциялық ҳәм дифракциялық сүреттерди береди деп жуўмақ шығарамыз; бундай жағдайда толқын ұзынлығы λ бөлекшениң қозғалыс мұғдары арқалы (4)-қатнас пenen аңлатылады.

§ 363. Шредингер теңлемеси. Классикалық механиканың көз-қараслары бойынша ҳәр бир бөлекше белгили болған траектория бойынша қозғалады ҳәм бөлекшелердин дәстеси толқынлық процесске тән болған интерференция ямаса дифракция құбылысына ушырамайды. Тәжирийбелер элементар бөлекшелердин дәстелеринде интерференция менен дифракция орын алатуғын болғанлықтан бөлекшелердин қәсийетлерин классикалық механиканың теңлемелерениң жәрдеминде көрсетиўдің мүмкіншилигинин

жоқ екенлиги келип шығады. Элементар бөлекшелердин барлық қәсийетлерин өзиниң ишине алатуғын теорияның олардың толқынлық қәсийетин де өзиниң ишине алғыу керек. Буннан алдыңғы параграфтарда тәрийипленген тәжирийбелерден элементар бөлекшелердин параллель дәстеси бөлекшениң тезлиги v ның бағытында тарқалатуғын тегис толқынның қәсийетине ийе болатуғындық келип шығады.

Ол нормалының бағытында тарқалатуғын тегис толқынды ұлыўма түрде қараймыз (380-сүйрет). Толқын фронтының AB тегислигинде тербелислерин комплексли түрде

$$\psi = \psi_0 e^{-2\pi i v t}$$

аңлатпасының жәрдемінде жазамыз. Бул теңлікте ψ_0 - амплитуда, v - жийилик. Базы бир үақыттан кейин толқын фронты жылысады ҳәм $A'B'$ аүхалына келеди.

Бул жаңа фронт тегислигинде тербелислер

$$\psi = \psi_0 e^{-2\pi i v(t-\tau)} \quad (1)$$

формуласы менен аңғартылады.

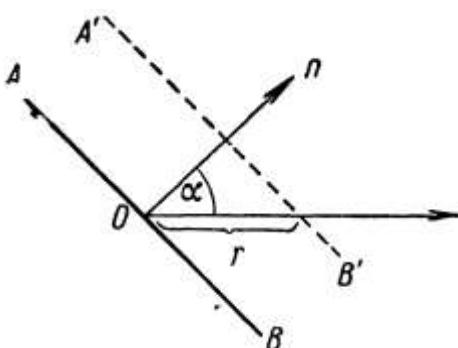
О ноқатынан базы бир ықтыярлы бағытта *Ол* нормалы менен α мүйешин жасайтуғын бағытта r қашықтығын белгилеп аламыз. Бундай жағдайда

$$\tau = \frac{r \cdot \cos \alpha}{v} = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{v}$$

теңлиги орынлы болады. Бул аңлатпада \mathbf{n} - *Ол* нормалының бағытында түсирилген бирлик вектор, $\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}$ - арқалы \mathbf{r} ҳәм \mathbf{n} векторларының скаляр көбеймеси белгиленген. т дың усы мәнисин (1)-аңлатпаға қойып, ҳәм $\frac{v}{v} = \frac{1}{\lambda}$ теңлигинин орынлы екенлигине итибар берип,

$$\psi = \psi_0 e^{-2\pi i \left(\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{\lambda} - vt \right)} \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз.



380-сүйрет.
Тегис толқын фронтының тарқалыўы.

Бул аңлатпаны дәстелердин интерференциясы менен дифракциясы бойынша тәжирийбелерден алынған толқын узынлығы λ ге тең болған бөлекшелердин дәстесин тәрийиплеу ушын пайдаланамыз [362-параграфтағы (2)-формула]:

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

\mathbf{n} нормалының бағыты бөлекшениң тезлиги v ның бағытына сәйкес келеди. Сонлықтан, $\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{\lambda}$ шамасының мәниси мынаған тең болады:

$$\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{\lambda} = \frac{\mathbf{r} \cdot mv}{\lambda} = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{\lambda}.$$

Бул теңликлерде $\mathbf{p} = mv$ - қозғалыс мұғдарының векторы.

Толқын узынлығы менен бирге (2)-аңлатпа v жийилигине де ийе. Бул шаманы элементар бөлекшелердин механикалық қәсийеттери менен салыстырыуды оптикалық аналогиялардың тиімділігінде жүргиземиз. Жақтылықтың фотонлық теориясында фотонның жийилигі v оның энергиясы ϵ менен мынадай қатнас бойынша байланысқан:

$$\epsilon = h\nu.$$

Жийилик пенен энергияның арасындағы бул байланысты жийилик v ды бөлекшениң энергиясы W менен

$$\nu = \frac{W}{h}$$

түріндегі байланысқан деп есапладап, оны элементар бөлекшелердин қозғалысы үшін пайдаланамыз. Бул улыұмаластырыудың дұрыс екенлегин биз теорияның нәтийжелерин тәжирийбеде алынған нәтийжелер менен салыстырғанда аламыз.

Турақты тезлікке ийе болған бөлекшелердин дәстесин тәрийиплейтуғын толқын үшін (2)-теңдік бойынша ең ақырында мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Psi = \psi_0 e^{-2\pi i \left(\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{\hbar} - \frac{Wt}{\hbar} \right)} = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar} (Wt - \mathbf{r} \cdot \mathbf{p})}. \quad (3)$$

Ψ функциясы толқын функциясы, ал ψ_0 шамасы оның амплитудасы болып табылады.

Толқын функциясы Ψ дінгі физикалық мәнисин оптикадағы дифракциялық құбылысларды элементар бөлекшелердин дифракциясы менен салыстырыў арқалы анықлауға болады.

Оптикалық құбылыслар элементар бөлекшелер менен байланыслы болған басқа құбылыслар сыйқыл қос тәбиятты - толқынлық ҳәм корпускулалық тәбиятты көрсетеди. Интерференция менен дифракцияда жақтылықтың толқынлық қәсийеттери көринеди; фотоэффектті, жақтылықтың шығарылыўы менен жұтылыўын жақтылықтың тек корпускулалық қәсийеттери бойынша түсіндіриў мүмкін. Толқынлық ҳәм корпускулалық теориялардың екеүинин де көз-қарасында турып усы құбылыслардың еки группасының арасындағы байланысты табыуға болады. Мысалы, Толқынлық теорияның көз-қараслары бойынша интерференция құбылысында жақтылықтың максимумлары бақланатуғын кеңисликтиң бөлімлерінде жақтылық тербеліслеринің амплитудасы максималлық мәниске ийе: кеңисликтегі қәлелеген орындағы жақтылықтың интенсивлигі тербеліслердин амплитудасының квадраты a_0^2 қа пропорционал. Фотонлық теорияның көз-қараслары бойынша жақтылықтың интенсивлигі кеңисликтиң биз қарап атырған бөлімине келип түсетуғын фотонлардың санына пропорционал. Егер кеңисликтиң базы бир көлемине келип түсетуғын фотонлардың саны кеңисликтиң усы областы үшін анықланған жақтылық тербеліслеринің амплитудасының квадратына пропорционал деп болжаса, онда еки теорияның бир бирине сәйкес келийі орын алады.

Таллаудың усы усылын элементар бөлекшелерге алғып келип, биз кеңисликтиң $d\nu$ көлемине келип түсетуғын бөлекшелердин саны $\psi_0^2 d\nu$ шамасына пропорционал, яғни $d\nu$ көлемі үшін есапланған Ψ толқын функциясының амплитудасының квадраты менен көлемнің усы элементинің көбеймесине пропорционал деп есаптайтуғын боламыз. (2)-аңлатпадағы Ψ функциясы комплексли болғанлықтан, улыұма айтқанда ψ_0 комплексли амплитудасының да, $\psi_0^2 d\nu$ аңлатпасының да мынадай аңлатпа менен алмастырылыўы керек:

$$\psi_0 \psi_0^* d\nu = \Psi \cdot \Psi^* d\nu.$$

Бул теңдіктегі Ψ^* шамасы Ψ шамасының комплексли түйинлесі болып табылады.

Толығырақ қараў бөлекшелер санының $\Psi \cdot \Psi^* d\nu$ санына пропорционаллығы ҳақындағы болжаудың дәллигин жоқарылатыуды талап етеди. Биз қарап атырған құбылысты квантлық механиканың көз-қарасларында турып қараў статистикалық характерге ийе. Сонықтан жоқарыда көлтирилген жағдайды мынадай жағдай менен алмастырыў керек: элементар бөлекшени көлемнің $d\nu$ элементтінде табыў көлемнің усы элементтерінен түсетуғын бөлекшелердин саны олардың усы областына базы бир үақыт аралығында келип түсетуғын бөлекшелердин саны олардың усы областқа келип түсійиниң итималлығына пропорционал. Бұның дұрыслығына

тәжирийбелерди бир бирине уқсас болған шарайтларда көп рет қайталаудың нәтийжесинде исенийге болады.

Квантлық теорияда жоқарыда келтирилген таллаулар тезликтери турақлы болмаған еркин емес бөлекшелер ушын улыўмаластырылады. Ықтыярлы күш майданларында қозғалатуғын бөлекшелер базы бир толқын функциясы менен тәрийипленеди деп болжаймыз. Бирақ, бул жағдайда бундай функцияның аналитикалық түри турақлы тезлик пенен қозғалатуғын еркин бөлекшелер ушын жазылған толқын функциясынан өзгеше болады. Бундай жағдайда да $\Psi \cdot \Psi^* dv$ шамасы бөлекшени dv көлеминде табыудың итималлышы болып табылады.

Берилген күштиң тәсиринде қозғалатуғын бөлекше ушын толқын функциясын қалайынша анықлауға болады деген сораў пайда болады. Турақлы тезликтке ийе болған бөлекше ушын Ψ толқын функциясы [(3)-формула] тек оптикалық аналогияның тийкарында алынды. Бирақ, оның басқа мәселелер ушын түриниң қандай болатуғынлығы өз-өзинен көринип турған жоқ⁴⁷. Шредингер (1925-жылы) квантлық теорияны испеп шығыў процессинде қәлеген мәселедеги толқын функция қанаатландыратуғын дифференциаллық тенлемени тапты. Тенлеме Шредингер тәрепинен аналитикалық механика менен оптикада орын алатуғын аналогияларды таллаудың тийкарында табылды. Шредингер тенлемесинен алынатуғын нәтийжелер көп санлы эксперименталлық фактлерге сәйкес келеди. Биз бул жерде тенлемени еркин бөлекшелер ушын аламыз ҳәм оннан кейин оны еркин болмаған бөлекшелер ушын улыўмаластырыуды көрсетемиз.

(3)-аңлатпа менен көрсетилетуғын еркин бөлекшелердин толқын функциясын былайынша жазыўға болады:

$$\Psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Wt - \mathbf{r} \cdot \mathbf{p})} = e^{-\frac{i}{\hbar}Wt} \cdot \psi.$$

Бул теңликте $\psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}Wt}$ - толқын функциясының тек координаталардан ғәрэзли болған бөлеги. $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}$ көбеймесин ашып, $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p} = xp_x + yp_y + zp_z$ түринде көрсетип, амплитудалық функцияны былайынша жазамыз:

$$\psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(xp_x + yp_y + zp_z)}.$$

ψ функциясына Лаплас операторын пайдаланамыз:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Бундай жағдайда мынадай теңлиkti аламыз:

$$\Delta \psi = -\frac{1}{\hbar^2} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \psi = -\frac{1}{\hbar^2} (mv)^2 \psi. \quad (4)$$

Еркин бөлекше ушын $(mv)^2$ шамасының бөлекшениң массасы менен кинетикалық энергия W_k ның екілетилген көбеймесине тең екенлигин аңғарып, мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$(mv)^2 = 2mW_k$$

хәм (4)-теңлиkti

$$\Delta \psi = -\frac{2mW_k}{\hbar^2} \psi$$

ямаса

⁴⁷ Қәлеген микробөлекшениң ҳалларын тәрийиплеўде фундаменталлық әхмийетке ийе болған толқын функциясы, улыўма айтқанда, сөздин әдettегидей мәнисинdegи толқынға сәйкес келмейди. Например, бир бири менен тәсирлесетуғын бөлекшелер ҳаққындағы мәселелерде толқын функциясы барлық бөлекшелердин координаталарынан ғәрэзли болады ҳәм, сонлықтан, оны үш өлшемли кеңисликтеги әдettегидей толқын түринде түсндириўге болмайды.

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} W_k \psi = 0 \quad (5)$$

түринде жазамыз. Бул теңлеме еркин бөлекше ушын Шредингер теңлемеси болып табылады. Бул теңлемени еркин болмаған бөлекше ушын улыўмаластырыў W_k кинетикалық энергияны толық W энергия менен потенциаллық U энергияларының айырмасы түринде жазыў жолы менен әмелге асырылады:

$$W_k = W - U.$$

(5)-теңлемеге W_k ның орнына оның усы мәнисин қойып,

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi \quad (6)$$

теңлемесине ийе боламыз. (6)-теңлеме U потенциаллық энергия менен тәрийипленетуғын майданда қозғалатуғын бөлекше ушын Шредингер теңлемеси деп аталады. Мәселелер потенциаллық энергия U дың тuri бойынша айрылады. Еркин емес бөлекшелерди тәрийиплейтуғын толқын функциясы (6)-теңлемениң шешими түринде табылады. Бул теңлемеге қарап атырылған мәселеге сәйкес келетуғын потенциаллық энергия U ды қойыў керек.

Бирақ, математикалық таллаўда (6)-теңлемениң өз-өзинен Ψ функциясын толық анықламайтуғынлығы көрсетиледи. Ψ функциясының анықланған болыўы ушын оған оның физикалық мәнисине сәйкес қосымша талаплар қойылады. Бул талаплар мыналардан ибарат: қарап атырылған барлық кеңисликте Ψ функциясының шекли, бир мәнисли ҳәм үзлиksiz болыўы керек. Бул талаплар $\Psi\Psi^*d\nu$ шамасының $d\nu$ көлеминин әлементинде бөлекшени табыўдың итималлығы екенлигинен келип шығады. Егер Ψ функциясы бул талапларды қанаатландырмайтуғын болса, онда ол бөлекшелердин дұрыс статистикалық характеристикасын бермеген болар еди. Себеби итималлықтың бир мәнисли емес, шексиз ҳәм бир ноқаттан екинши ноқатқа өткенде секирмeli түрде өзгеретуғын шама болыўы айқын.

Шредингер теңлемесиниң әхмийети оның шешиминиң тәжирийбениң нәтийжелерине сәйкес келетуғын бөлекшелердин статистикалық тарқалыўын беретуғынлығынан ғана ибарат емес. Оның және бир әхмийети (6)-теңлемени толқын функциясына қойылатуғын шәртлер менен бирге шешкенде энергияның квантланатуғынлығының тиккелей келип шығыўынан ибарат. (6)-теңлеме және мынадай да математикалық қәсиеттерге ийе: улыўма айтқанда теңлеме толық энергияның қәлеген мәнислеринде шекли, бир мәнисли ҳәм үзлиksiz емес шешимлерге, яғни физикалық мәниске ийе болған шешимлерге ийе болмайды. Мысалы, егер бизлер водород атомы ушын мәселе шешетуғын болсақ, яғни (6)-теңлемеге U дың орнына бир бири менен тәсирлесетуғын ҳәр қылыш белгилерге ийе болған еки ноқаттың бөлекше ушын потенциал энергияның мәнисин қоятуғын болсақ, онда теңлеме Бор теориясындағы водород атомының стационар ҳалларына сәйкес келетуғын энергиялардың мәнислери ушын шекли, бир мәнисли ҳәм үзлиksiz шешимлерге ийе боламыз.

Солай етип, кванттық механикада энергияның "квантланыўы" оның теориялық өзгешеликтериниң тәбийий раýажланыўы сыпатында алынады. Ал, Бор теориясында болса квантланыў жасалма түрде ойлап табылған "квантланыў қағыйдаларынан" келип шыққан еди.

Барлық мәселелердин энергияның квантланыўына алып келетуғынлығын аңғарамыз. Мысалы, еркин бөлекшелер ушын (6)-теңлемениң шешими, әлбетте, W толық энергияның қәлеген мәнисинде бир мәнисли ҳәм үзлиksiz. Бул еркин бөлекшелердин энергиясының қәлеген мәниске ийе болатуғынлығын аңғартады.

§ 364. Классикалық теорияның пайдаланылыў шегарасы. Жоқарыда көргенимиздей, элементтар бөлекшелер ("микробөлекшелер") менен өткерилген тәжирийбелердин

жыйнағы, мысалы, электронлар менен өткерилиген тәжирийбелердин жыйнағы бир қатар жағдайларда бол "бөлекшелердин" толқынлық қәсийетке иие болатуғынлығын, ал басқа жағдайларда әдеттегидей микробөлекшелерге тән болған корпускуалық қәсийетлерге иие болатуғынлығын көрсетеди.

Электронлардың корпускуалық қәсийеттери олардың тәсири киши областта көринетуғын жағдайларда табылады. Мысалы, электрон флуоресценцияланатуғын экранда сцинтиляцияларды пайда еткенде ямаса Вильсон камерасында изди бергенде бақланады (371-параграф). Керисинше, егер электронларды белгили орбиталар бойынша қозғалатуғын классикалық механиканың әдеттеги бөлекшелери деп көз алдымызға елеслетсек, онда дифракция құбылысын түсіндіриўдин мүмкіншилиги болмайды. Бул құбылыслардың электронларда толқынлық қәсийетлердин бар екенлигин аңғартады ҳәм оны өзимиз ушын айқынластырыў ушын дифракция құбылысын және бир рет қараймыз.

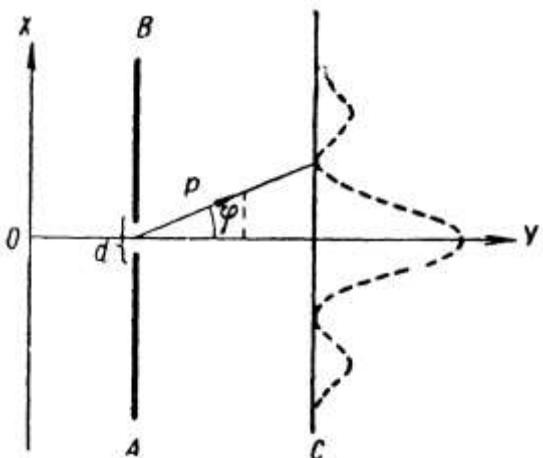
Белгили тезликке иие микробөлекшелердин параллель дәстеси бир бирине параллель болған еки саңлаққа келип туседи ҳәм экранда дифракция құбылысын береди деп болжайық. Егер ҳәр бир мокробөлекше белгили болған траектория бойынша қозғалатуғын болса (яғни ғылыми механикалық мәнистеги бөлекше болып табылатуғын болса), онда базы бир мокробөлекшелер бир саңлақ, екиншилери екинши саңлақ арқалы өтеди. Бундай болжауда экрандағы бөлекшелердин тарқалыўы биринши ҳәм екинши саңлақтар арқалы өткен бөлекшелердин тарқалыўының қосындысынан турады. Басқа сөз бенен айтқанда экрандағы саңлақтардың екеўи де ашық түрған жағдайда алынған сүрет тек биринши саңлақ ашық болған ҳәм тек екинши саңлақ ашық болған жағдайдағы сүретлердин қосындысынан турады. Бирақ, ҳақыйқатында, еки саңлақтан алынған дифракция сүрети саңлақтардың ҳәр биринен алынған дифракциялық сүретлердин қосындысы болып табылмайды. Демек, микробөлекшени белгили траектория бойынша қозғалатуғын ҳәм, соңықтан, еки саңлақтың тек биреүинен өтетуғын классикалық бөлекше деп қарауға тырысыў дұрыс емес нәтийжеге алып келеди. Микробөлекшеге саңлақтардың екеўи де тәсир етеди. Бул микробөлекшениң классикалық механикада қабыл етилген бөлекше емес екенлигин аңғартады.

Хәзирги үақытлары экспериментлерде толқынлық қәсийеттиң электронлардың дәстесине ғана емес, ал ҳәр бир айырым электронға да тиисли екенлиги анықланды. Биберманнның, Сушкиннинң ҳәм Фабриканттың жумысында электронлық дәстениң интенсивлиги жүдә киши болған жағдайда майда кристаллық порошоктан алынған дифракциялық сақыйналардың фотосүрети түсірилди. Сақыйналардың орынлары дәстениң интенсивлиги жүдә киши болған жағдайда да, ҳәтте әсбап арқалы электронлар биреүден өтетуғын жағдайда да өзгермеген. Тәжирийбелерде дәстениң жүдә киши интенсивликтеринде де, ҳәтте электронлардың биринен соң бири келип түсійиниң арасындағы үақыт электронның әсбап арқалы ушып өтиў үақытынан 10^4 есе үлкен болатуғын жағдайда да дифракциялық сүрет алынған. Солай етип, дифракциялық сүрет пластинкаға биринен соң бири келип түсетуғын айырым электронлар тәрепинен пайда етилген деп жуұмақ шығарамыз.

Жоқарыда айтылғанлардан микробөлекшени әдеттегидей микробөлекшени тәрийиплейтуғын шамалар (мысалы, оның координаталары, тезлиги) менен тәрийиплеўге болмайтуғынлығы келип шығады. Микробөлекшелердин қәсийетлерин тәрийиплеў классикалық механикадағы бөлекшени тәрийиплеўден өзгеше болыуы керек. Усындау тәрийиплеў кванттық механикада толқын функциясының жәрдеминде бериледи.

Қәлелеген денениң объективлик қәсийеттери оған салыстырғанда сыртта жайласқан денелер менен өз-ара тәсирлесиўи бойынша анықланады. Сыртқы шарайтлардың характеристине байланыслы үйренилетуғын денениң анаў ямаса мынаў қәсийети көринеди. Кванттық-механикалық теория қаралып атырған бөлекше жайласқан шарайтларды есапқа

алады. Мысалы, егер микробөлекше тезлигинин шамасы бойынша да, бағыты бойынша да толық анық болған ҳалға ийе болса, онда оған сәйкес келетуғын толқын функциясы 363-параграфтағы (3)-функцияның түріндегі түрге ийе болады. Егер шәртлер микробөлекше өзин кеңисликтиң киши бөлімінде ғана көрсететуғын болса, онда толқын функциясы басқа, биз төменде көрсететуғын түрге ийе болады. Солай етип, квантлық механикада микробөлекшелердин ҳақыйқый қәсийетлерин тәрийиплеў усы бөлекше жайласқан ҳалдағы шарайтларға сәйкес бериледи.



381-сүйрет.
"Анықсызлық қатнасларын" тийкарлауға.

Бирақ, бир қанша мәселелерде биз микробөлекшени жууық түрдө, анығынақ айтқанда, оған тән болмаған түсніклерде, мысалы микробөлекшени бир үақытта координаталар менен тезликлердин белгили болған интерваллары менен тәрийиплеўге болады. Бұл түсніклерди пайдаланыўдың жарамалығының дәрежеси Гейзенберг тәрепинен табылған ҳәм "анықсызлық қатнаслары" деп аталатуғын математикалық қатнастың жәрдемінде анықланады. Бул қатнасты, мысалы, дифракция құбылысын табыў жолы менен тийкарлауға болады.

Әпіўайылық ушын, бир саңлақтағы дифракцияны қараймыз. ОҮ көшеринин бағытында белгили болған v тезлиги менен ушатуғын электронлардың дәстесин қараймыз (381-сүйрет). Кеңлигі d ға тең болған саңлағы бар AB экраны дәстеге перпендикуляр бағытта жайласқан. Екинши CD экранында дифракциялық сүйрет бақланады. Толқынлық теорияның көз-қарасларында құбылыс мынадан ибарат: саңлаққа келип түскен тегис толқын дифракцияға ушырайды; CD экранында интенсивликтиң жақтылықтың бир саңлақтағы дифракциясындағы интенсивликтиң тарқылышындағы болған тарқалышы алынады (269-сүйрет). Бул тарқалыш 381-сүйретте пункттир сызық пенен көрсетилген. Нолинши тәртипли максимум $\varphi = 0$ мүйешинде жатады; биринши максимум

$$\sin \varphi = l/d \quad (1)$$

шәртин қанаатландыратуғын мүйеште алынады. Бул теңдикте λ - электронлар дәстесине сәйкес келетуғын толқын узынлығы. Интенсивликтиң бас бөлими орайлық максимумға тийисли, соңықтан биз екинши максимумлардың тутқан орнын есапқа алмаймыз.

Егер электронды механикалық бөлекшелер түринде көз алдымызға елеслететуғын болсақ, онда биз мыналарды айтыўымыз керек: v тезлигине ийе бөлекшелер саңлақтың бағытында ушады; саңлақтан өтиў моментинде олардың OX көшеринин бағытындағы электронның орнын анықлаудағы кириўдин кеңлигин Δx арқалы белгилеп, мынаған ийе боламыз:

$$\Delta x = d.$$

Усы моментте дифракцияның салдарынан бөлекшелердин тезлигинин бағыты өзгереди. Тек орайлық максимумға келип түсетуғын электронларды есапқа алып, қозғалыс

муғдарының OX көшериниң бағытына түсирілген p_x проекциясы (оның мәниси саңлақтан өтпестен бұрын нолге тең еди)

$$0 \leq p_x \leq p \sin \varphi$$

шеклериниң ишинде сан мәнисине ийе болады. Бул теңдикте (1)-теңлик бойынша $\sin \varphi = \lambda/d$.

Демек, саңлақ арқалы өтетуғын электронлар дәстесине бериү мүмкін болған Δp_x кириў көнлигиниң шамасы үшін OX көшериниң бағытындағы қозғалыс муғдарының мәниси

$$\Delta p_x \cong p \frac{\lambda}{d}$$

шамасына тең болады.

Толқын узынлығы λ ниң шамасы 362-параграфтағы (4)-қатнас бойынша анықланады:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Буннан мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Delta p_x \cong \frac{h}{d}$$

Бирақ, d шамасы Δx координатасын анықлаудағы шекке тең болғанлықтан, соңғы теңдиктен мынаны аламыз:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \cong h. \quad (2)$$

(2)-қатнасты барлық координаталар үшін улыўмаластырыўға болады ҳәм ол мынаны береди:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \cong h, \quad \Delta y \cdot \Delta p_y \cong h, \quad \Delta z \cdot \Delta p_z \cong h. \quad (2a)$$

(2-а) қатнасты элементар бөлекшелер менен өткерилен қәлеген тәжирийбени таллаудың тийкарында ҳәм 363-параграфтағы (6)-Шредингер теңлемесинен математикалық жоллар менен алынады; олар Гейзенбергтин "анықсызлық қатнасларының" математикалық формулировкасы болып табылады.

Жоқарыда айтылғанларға байланыслы, (2-а) қатнаслардың мәниси мынадан ибарат: егер биз микробөлекшени макробөлекшеге тән болған физикалық шамалардың жәрдемінде тәрийиплейтуғын болсақ, онда оны тек белгили болған жауықлауда ғана орынлауға болады. Бундай жағдайда биз бөлекшениң координатасы x тыңшама дәл анықласақ (Δx тың шамасы киши), онда тәжирийбениң шәртлери бойынша, биз оның қозғалыс муғдарын, соған сәйкес тезлигин киши дәлдикте анықтай аламыз. $\Delta p_x = m \cdot \Delta v_x$ теңлиги орынлы болғанлықтан, (2)-теңлик бойынша

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. Биз I ҳәм II томларда айқын жағдайларда "анықсызлық қатнасларының" бизге нени беретуғынлығын көрсетип өткен едик. Бир қатар дара жағдайларды және бир рет қараймыз. 10^7 см/сек тезлик пенен қозғалатуғын электронлар дәстесин аламыз ҳәм, мейли, бул тезликтің мәниси проценттиң оннан бир шамасындағы дәлдикте анықланған болсын. Бундай жағдайда

$$\Delta v_x \cong 10^4 \text{ sm/sec}$$

шамасын аламыз.

Бундай жағдайда тезликтің бағытындағы электронның орнын қандай дәлдикте анықтай аламыз деген сораў пайда болады. (3)-қатнас бойынша мынаған ийе боламыз:

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^4} \text{ sm} \cong 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ sm}.$$

Бундай жағдайда электронның орнын миллиметрдин жүзден бир бөлимине тең, яғни җүдә жоқары дәлдикте анықлауға болады.

Басқа мысалды қараймыз. Классикалық көз-қарасларға сәйкес, атомның ишиндеги электрон шама менен 10^8 см/сек шамасына тең тезликке ие. Электронның атомға тийисли екенлиги факты оның координатасының 10^{-8} см шамасына тең атомның өлшемлерге тең дәлликте анықланыуын талап етеди. Демек,

$$\Delta x \cong 10^{-8} \text{ sm}$$

хәм (2)-анықсызлық қатнасы бойынша тезликти анықлаудағы жиберилетуғын қәтеликтиң шамасы ушын

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-8}} \text{ sm} \cong 6,6 \cdot 10^8 \text{ sm}$$

мәнисин аламыз, яғни қәтеликтиң шамасы тезликтиң шамасының өзине тең. Демек, бул жағдайда белгили тезлик пенен жүрип өтилетуғын электронның орбитасы ҳақындағы көзқарасты, яғни бул жағдайда классикалық көз-қарасты пайдаланыуға болмайды.

Солай етип, ҳәзирги физика электронды белгили траектория бойынша қозғалатуғын бөлекше көз-қарасынан бас тартады. Макроскопиялық құбылысларды бақлауларда қәлиплескен бизлердин көз-қарасларымызды атомлардың ишиндеги құбылыслар ушын пайдаланыуға болмайды. Өзинин тәбияты бойынша атомның ишиндеги процесслер механикалық моделлердин көргизбелилигине ие емес. Бирақ, усы жағдайға қарамастан, атомның ишиндеги электронлық орбиталар көз-қарасын белгили бир дәрежеде сақлауға туұры келеди. Себеби ол көп жағдайларда жуұық түрдеги дұрыс нәтийжелерди береди хәм бул нәтийжелерди тәжирийбелерде алынған мағлыұматтар менен сәйкес келтириү ушын базы бир дүзетиүлерди киргизиү зәрүрлиги тууылады.

Егер биз микробөлекшени емес, ал ал киши бөлекшени алатуғын болсақ, онда бул жағдайда (3)-қатнас классикалық көз-қараслардың пайдаланыуға болатуғынлығын көрсетеди. Ҳақыйқатында да, мейли, мысал ушын бөлекшениң массасы 10^{-12} г шамасына тең ҳәм оның орны микронның жүзден бириңдей үлеси дәллигинде ($\Delta x = 10^{-6} \text{ sm}$) анықланатуғын болсын. Бундай жағдайда (3)-қатнас бойынша тезликти өлшеудің дәллиги ушын мынадай шаманы аламыз:

$$\Delta v_x \cong \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-12} \cdot 10^{-6}} \text{ sm} \cong 10^{-8} \text{ sm/sec}$$

шамасына ие боламыз, яғни ис жүзинде тезликти қәлегенше үлкен дәлликте өлшеүге болады.

Толығырақ қарап шығыў анықсызлық қатнасларының квантлық теорияның ұлыўмалық жағдайларынан келип шығатуғынлығын көрсетеди. Биз OX көшеринин бағытында белгили болған v тезлиги менен қозғалатуғын микробөлекшелердин параллель дәстесин қарап атырмай деп болжайық. Бундай дәстеге толқын узынлығының $\lambda = h/p$ шамасына тең толық анық мәниси сәйкес келеди; демек ол 363-параграфтағы (3)-тегис "монохромат" толқын менен тәрий ипленеди:

$$\Psi = \psi_0 \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(Wt - \mathbf{r} \cdot \mathbf{p})}.$$

Биз қарап атырған жағдайда $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p} = xmv$ ҳәм толқынның теңлемеси мынадай болады:

$$\Psi = \psi_0 \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(Wt - xmv)}.$$

Бундай дәстедеги бөлекшелердин координаталары ҳақында нени айтыуға болады? Бул сораўға жуўап беріў ушын OX көшериндеги dx интервалында микробөлекшени табыўдың илималлығының

$$\Psi \cdot \Psi^* dx = \psi_0^2 dx \quad (4)$$

шамасына тең екенлигинен пайдаланамыз. Бул аңлатпада узынлық элементи болған dx шамасы 363-параграфтағы итималлық ушын жазылған аңлатпадағы көлемнің элементин алмастырады. ψ_0 дин шамасы x тан ғәрэзсиз болғанлықтан бөлекшени dx интервалында табыўдың итималлығы тұрақты ҳәм оның мәниси интервалдың OX көшериндеги қайсы орында алынғанлығынан ғәрэзсиз. Демек, OX көшеринин бойында жатқан қәлеген ноқатта бөлекшени табыўдың итималлығы бирдей болады. Солай етип, егер бөлекше белгили тезликке ие болатуғын болса, онда ол белгили

координатаға ийе болмайды екен. Бул "анықсызлық қатнасларына" сәйкес келеди. Бул қатнасларға сәйкес микробөлекшениң тезлигин дәл бериў усы бөлекшениң координатасындағы толық анықсызлықты пайдаланады.

Бирақ квантлық-механикалық теорияда кеңисликтиң киши бөлімінде локализацияланған микробөлекшени тәрийиплеүге болады. Оның ушын усы киши областта нолге тең болмаған, ал кеңисликтиң басқа бөлімлерінде нолге тең ψ функциясы менен тәрийипленетуғын толқынлық процессти ("толқын фронтын") қараў керек. Бундай жағдайда $\psi\psi^*d\nu$ шамасы бөлекшени $d\nu$ көлемінде анықлаудың итималлығын анықлады. Бөлекшениң табуудың итималлығы тек усы киши областта нолден өзгеше, яғни бөлекшке кеңисликтиң киши бөлімінде "локализацияланған". Бундай "толқын пакетин" ҳәр қыйлы толқын узынлықтары λ лерге ийе толқынларды қосыў жолы менен анықланады. Бирақ ҳәр бир λ толқын узынлығына бөлекшениң өзиниң тезлиги сәйкес келеди ҳәм соңынан анықсызлық қатнаслары бойынша енди бөлекшелердин тезліктері дәл анықланбаған болыуы керек. Сәйкес математикалық есаплау (2-а) қатнасларға дәл алыш келеди.

§ 365. Потенциал құтыдағы бөлекше. Потенциал барьер арқалы өтиў. Энергияның квантланыуына мысал сыпатында микробөлекшке потенциал құтының ишинде жайласатуғын жағдайды қараймыз. Әпиүайылық ушын құтыны шексиз бийик ҳәм тик потенциал барьерлер менен шекленген ҳәм оның ишинде бөлекшке тек Ox көшеринин бағытында қозғала алады деп есаптаймыз. Мейли, шукырдың кеңлиги a шамасына тең болсын. Бундай жағдайда координата x тың

$$0 < x < a$$

болған мәнислеринде бөлекшке еркін ҳәм оның потенциаллық энергиясы нолге тең. Бундай жағдайда координаталардың $0 > x$ ҳәм $x > a$ теңсизликтерин қанаатландыратуғын мәнислериниң областының сыртында потенциаллық энергияның шамасы шексиз үлкен (382-сүйрет). Усында потенциаллық шукырды "потенциал шукыр" деп атайды. Бөлекшениң толық энергиясын W арқалы белгилеп, оның ушын Шредингер теңлемесин жазамыз:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0.$$

Мәселе бир өлшемли болғанлықтан, Лаплас операторы ψ ден координата x бойынша алынған екинши тәртипли түүйіндегі алыш келинеди ҳәм Шредингер теңлемеси мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0.$$

Орнына қойыў жолы менен бундай теңлемениң шешиминиң мынадай функция болып табылатуғынлығын аңсат тексерип көриүгө болады:

$$\psi = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}. \quad (1)$$

Бул аңлатпада

$$k = \sqrt{\frac{2mW}{\hbar^2}}$$

ҳәм A менен B - ықтыярлы турақтылар.

Көрсеткишли функцияларды тригонометриялық функциялар менен алмастырып, (1)-функциясы мынадай түрде жаза аламыз:

$$\psi = (A + B) \cos kx + i(A - b) \sin kx. \quad (1a)$$

Құтының шегараларында потенциаллық энергияның шамасы шексиз үлкен болғанлықтан, бөлекшениң құтының дийўаллары арқалы өтийиниң итималлығын нолге тең; буннан, $\psi\psi^*$ шамасының дийўаллардың шеклеринен тыста да, дийўалдың өзинде де нолге тең болатуғынлығын келип шығады. Бул жағдай $x < a$ ҳәм $x > a$ теңсизлиги орынланғанда ψ функциясының өзиниң нолге тең болатуғынлығын аңғартады. $x = a$

ноқатында $\psi(x)$ функциясының нолге тең болыўы ушын (1-а) теңліктеги косинусы бар ағзаның жоқ болыўы керек. Сонлықтан A ҳәм B түрақтыларының

$$A + B = 0$$

шәртін қанаатландырыўы керек. Буннан $A = -B$ теңлиги келип шығады ҳәм нәтийжеде (1-а) аңлатпасы мынадай түрге енеди:

$$\psi(x) = i2A \sin kx.$$

$x = a$ ноқатында $\psi(x)$ функциясының нолге тең болыўы талабы k ның сан мәниси ушын шәрт қояды, атап айтқанда k ның мәниси

$$ka = n\pi \quad (3)$$

шәртін қанаатландырыўы керек. Бул теңлікте n қәлелеген пүтин сан; ең ақыр-аяғында $\psi(x)$ функциясы ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$\psi(x) = i2A \sin \frac{n\pi}{a} x.$$

k шамасы энергияның W мәниси менен байланыслы болғанлықтан, (3)-шәрт энергияның квантланыўын береди. (2) бойынша k ның мәнисин пайдаланып

$$W = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$$

аңлатпасын аламыз ҳәм бул аңлатпаға (3)-теңлік бойынша оның мәнисин қойып,

$$W = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз. Солай етип, $\psi(x)$ функциясына қойылатуғын шегаралық шәртлер толық энергия W ның қәлелеген мәнислеринде емес, ал (4)-катнасты қанаатландыратуғын мәнислеринде ғана қанаатландырылады екен. Биз құтыдағы бөлекшениң энергиясының квантланған екенligin көремиз. Егер (4)-формулаға $n = 1, 2, 3, \dots$ мәнислерин қоятуғын болсақ, онда энергияның қәддилерин аламыз. Қоңылас қәддилердин арасындағы қашықтық мынаған тең:

$$\Delta W = (n+1)^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} - n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} = (2n+1) \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}.$$

Көринип турғанында, қәддилердин арасындағы айырма n ның өсиүи менен өседи екен (383-сүйрет) ҳәм бөлекшениң массасы m нен ҳәм құтының кеңлиги a дан ғәрэзли. Бул шамалардың мәнислерине ғәрэзли квантланыўдың тутқан орнының ҳәр қыйлы болыўы мүмкин. Мысалы, атомның өлшемлериндей болған құтыдағы потенциал құтыдағы электронды аламыз. Бундай жағдайда:

$$m = 9,1 \cdot 10^{-28} g, \quad a = 10^{-8} sm.$$

Бундай шарайтлардағы энергия қәддилериниң шамасы мынаған тең болады:

$$W = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} = n^2 \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-16}} \cong n^2 \cdot 6 \cdot 10^{-11} erg.$$

Бул мәнисти $n = 1$ болған жағдай ушын әдеттеги температуралардағы ($T = 300 K$) классикалық электронлық теория бойынша есапланған орташа кинетикалық энергия менен салыстырамыз:

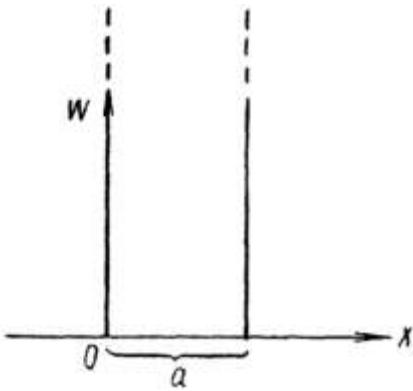
$$W_k = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \cdot 1,37 \cdot 10^{-16} \cdot 300 \cong 7 \cdot 10^{-14} erg.$$

Бул мәнислерди салыстырып, биз қәддилердин кескін түрде көринетуғынлығын ҳәм олардың арасындағы қашықтықтың әдеттеги температуралардағы электронлардың кинетикалық энергиясының шамасынан үлкен екенligin көремиз.

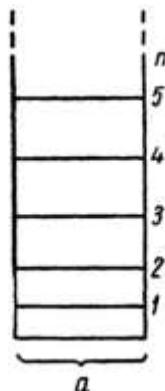
Егер үзынлығы 1 см болған құтының ишиндеги электронды алатуғын болсақ, онда энергия қәддилериниң арасындағы қашықтық ушын мынадай санлы мәнислерди аламыз:

$$W = n^2 \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 1} \cong n^2 \cdot 6 \cdot 10^{-27} erg.$$

Бундай жағдайда энергия қәддилери бир бири менен соншама жақын турады, сонлықтан энергияны үзлиksiz өзгереди деп есаплауға болады. Биз үлкен участкада электронның еркин қозғалатуғының, оның энергияларының қәддилеринин арасындағы қашықтық қаншама киши болса, энергияның квантланыўының соншама кем билинетуғының көремиз. a шамасының санлы өзгериси бир биринен сапалық жақтан айрылатуғын шешимлерди береди.



382-сүйрет. Кеңлиги a болған шексиз бийик дийўалларға ийе потенциал құты.



383-сүйрет. Потенциал құтының ишиндеғи энергияның қәддилери.

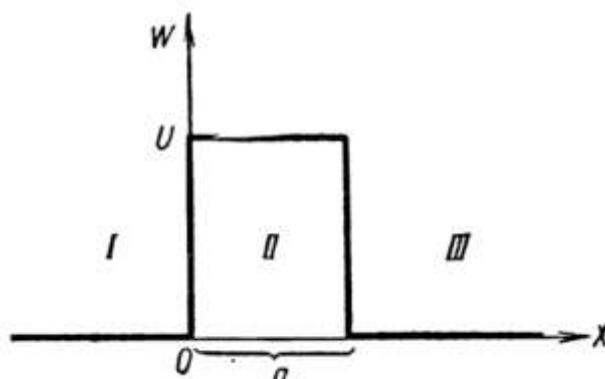
Биз жоқарыда қараған мәселеде энергияның квантланыўы толқын функциясына қойылатуғын шегаралық шәртлерди есапқа алған жағдайдағы Шредингер теңлемесинин шешиминин нәтийжеси сыптында алынды.

Макроскопиялық ҳәм микроскопиялық бөлекшелердин қәсийетлеринин сапалық жақтан айрмасы олардың потенциал барьер менен ушырасыўында кескин түрде көринеди. Бул жағдайды төмендеги мысалда түснидиремиз. Механикалық бөлекше Ox көшеринин бойында потенциал барьер менен бөлинген күш майданында қозғалады деп болжайық. 384-сүйретте көрсетилген жағдайда бул потенциал барьер мынадай жағдайда пайда болған: $x < 0$ ҳәм $x > a$ теңсизликтери орынланатуғын барлық жағдайларда потенциаллық энергия нолге тең ҳәм x тың

$$0 \leq x \leq a$$

мәнислеринде U шамасына тең.

384-сүйрет.
Потенциал барьер.



Егер бөлекшениң толық энергиясы $W < U$ теңсизлигин қанаатландыратуғын болса, онда классикалық көз-қарастан бөлекше $x < a$ болған I областта ямаса $x > a$ болған III областта қозғала алады. Барьер областы болған II областқа бөлекше өте алмайды, себеби бул областта оның кинетикалық энергиясы болған $W_{kin} = W - U$ шамасының терис болыўы керек болып шығады. Ал, бундай жағдайдың орын алыўы мүмкін емес. Толық

энергиясы W потенциал барьердин "бийиклиги" U дан киши болған бөлекшеше классикалық көз-қарастаң I областтан барьер арқалы III областқа өте алмайды. Ал қозғалыс ҳалы Шредингер теңлемесиниң жәрдеминде аңлатылатуғын бөлекшеде аүұл болады. Бул жағдайда Ψ толқын функциясының мәниси II областта да нолге тең емес, усының салдарынан бөлекшениң барьердин иши арқалы өтийиниң итималлығы нолге тең болмайды. Демек, энергиясы барьердин бийиклигинен киши болған микробөлекшениң барьер арқалы сыйзырып өтийге қабилетли. Бул құбылыстың мысалы сыйпатында радиоактив атомның ядронынан α -бөлекшелериниң ушып шығыўын көрсетиүге болады (372-параграф). Квантлық-механикалық есаплау бөлекшелердин барьер арқалы өтийиниң итималлығының санлы мәнисин табыуға мүмкіншилик береди.

Бөлекшениң I областтан II областқа кирийиниң итималлығы барьердин кеңлиги a ның үлкейиүи менен экспоненциаллық нызам бойынша кемейетуғынлығын көрсетеди. Усының менен бирге бул итималлықтың шамасы энергиялардың айырмасы $U - W$ дан құшлы ғәрзели. $U - W$ айырмасының шамасы қанша киши болса, яғни W энергия қәддиниң бийиклиги менен потенциаллық барьердин бийиклиги U дың арасындағы айырма қанша киши болса, барьер арқалы өтийдин де итималлығы соншама үлкен болады. Мысалы, егер энергиялардың айырмасы $U - W$ шамасының мәниси бир неше электронвольттерге тең, ал барьердин кеңлиги атомлардың өлшемлери менен барабар болса ($a \cong 10^{-8} sm$), онда барьер арқалы өтийдин итималлығы әдеүир үлкен болады.

Микробөлекшелердин потенциаллық барьер арқалы "сиңип өтийи" факты көп санлы тәжирибелерде тастырықланады. Солай етип, квантлық механика классикалық көз-қарастаң түсиниксиз болған және бир құбылысты түсіндире алады.

Микробөлекшелердин потенциаллық барьер арқалы "сиңип өтийи" олардың толқынлық қәсийетлери менен тығыз байланысқан. Бул құбылыс толқынлардың оптикалық жақтан тығызырақ болған орталықтарды бөліп турған жуқа қатlam арқалы өтийине үсайды. Бундай жағдайда нұрлық оптиканың көз-қараслары бойынша толық ишки шағылысы құбылысының орын алыўы керек (252-параграф).

Кең барьерлер ҳәм энергиялардың үлкен айырмалары ушын барьер арқалы өтийдин итималлығы нолге тең. Бундай жағдайда квантлық-механикалық теорияның нәтийжелери классикалық механиканың нәтийжелерине сәйкес келеди.

§ 366. Квантлық механиканың көз-қараслары бойынша водород атомы. Бор теориясы бойынша водород атомының ҳәм оған уқсас болған ионлардың энергия қәддилерин электронның координаталары ҳәм импульслери бағынатуғын квантланыў қағыйдаларының тийкарында табылатуғынлығын көрдик. Бул квантлық шәртлердин энергияның мүмкін болған мәнислері ушын

$$W = -\frac{R hc Z^2}{n^2} \quad (1)$$

аңлатпасының алыныўына алып келди. Бул аңлатпада R - Ридберг тұрақтысы ҳәм n - пүтин сан (бас квант саны). Квантлық механиканың көз-қараслары бойынша мәселени басқаша қойыў керек. Энергияның (1)-мәнислері Шредингер теңлемесин қараудан алғынады. Ядроның массасын электронның массасынан жұдә үлкен деп есаплап, атомның салмақ орайы ядроның орнына сәйкес келеди деп есаптаймыз. Электронның ядроның майданындағы потенциаллық энергиясы

$$U = -\frac{e^2 Z}{r}$$

түринде жазылады ҳәм Шредингер теңлемеси мынадай түрге ийе болады:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} \right) \Psi = 0. \quad (2)$$

(2)-теңлемени сфералық r, ϑ, φ координаталарында шешиў ҳәм толқын функциясын усы координаталардың функциясы $\Psi = \Psi(r, \vartheta, \varphi)$ түринде излеў керек. x, y, z координаталары r, ϑ, φ координаталары менен байланысқан:

$$x = r \sin \vartheta \cdot \cos \varphi, \quad y = r \sin \vartheta \cdot \sin \varphi, \quad z = r \cos \vartheta.$$

Сфералық координаталарда (2)-теңлеме мынадай түрге ийе болады:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \right) + \\ & + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} \right) \psi = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

(3)-теңлеме өзгериүшилерди айырыу жолы менен шешиледи. $\psi(r, \vartheta, \varphi)$ функциясын радиус-вектор r дин ғандағы функциясы менен ϑ, φ мүйешлеринин ғункциясының көбеймесинен ибарат деп болжаймыз:

$$\psi(r, \vartheta, \varphi) = R(r) \cdot Y(\vartheta, \varphi).$$

ψ дин ғандағы (3)-теңлемеге қойып, буннан кейин алғынған нәтийжени $R(r) \cdot Y(\vartheta, \varphi)$ көбеймесине бөлип ҳәм r^2 шамасына көбейтил, мынадай теңлемени табамыз:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{1}{Y \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial Y}{\partial \vartheta} \right) + \\ & + \frac{1}{Y \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} \right) = 0. \end{aligned}$$

Бул теңлемениң бир бөліми тек r дин, ал екінши бөліми тек ϑ менен φ дин тәрэзли. Егер теңлемениң еки бөліми қарама-қарсы белгиде алғынған тұрақты шамаға ийе болған жағдайда ғана олардың қосындысы нолге тең болады. Солай етеп, мынадай теңлемениң орынланыўы керек:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} \right) = \lambda, \quad (4)$$

$$\frac{1}{Y \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial Y}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{Y \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} = -\lambda. \quad (5)$$

Бул теңликте λ - тұрақты шама. Дифференциаллық теңлемелер теориясында бул теңлемелердин екеүинин де оларға киретуғын W ҳәм λ шамаларының белгили бир мәнислеринде бир мәнисли, шекли ҳәм үзлиksiz шешимлерге ийе болатуғының көрсетиледи.

(5)-теңлеме

$$\lambda = l(l+1), \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

шәрти орынланатуғын жағдайда l -тәртипли шар ғункциялары болған $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ ғункциясының жәрдеминде шешиледи.

Бир биринен сыйықтың тәрэзесиз болған $2l+1$ дана Z -тәртипли ҳәр қыйлы шар ғункциялары бар болады. Сонықтан $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ аңлатпасындағы m индекси тәмендегидей $2l+1$ дана мәниске ийе болады:

$$m = l, l-1, \dots, 0, \dots, -l. \quad (7)$$

$\lambda = l(l+1)$ теңлиги орынланған жағдайда (4)-теңлеме мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right) R = 0. \quad (4a)$$

$W < 0$ болған жағдайда $r \rightarrow \infty$ шегинде

$$W = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2(n'+l+1)^2} \quad (8)$$

теңлиги орынланғанда ғана бул теңлеме шекли шешимлерге ийе болады. Бул формулада n' - пүтин сан. Буннан $n'+l+1$ шамасының де пүтин n шамасына тең болатуғының келип шығады. $\frac{me^4}{2\hbar^2} = R hc$ екенлигин инабатқа алып (R арқалы Ридберг тұрақтысы белгиленген), мынадай аңлатпанды алаңыз:

$$W = -\frac{R hc Z^2}{n^2}.$$

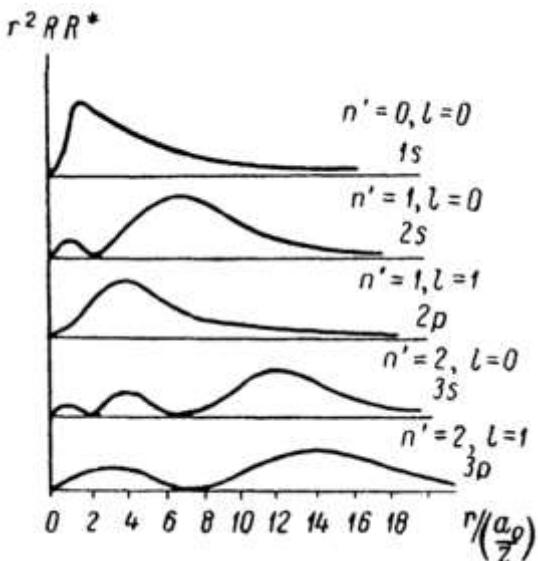
Бул аңлатпаға сәйкес келеди.

Солай етеп, қандай да бир қосымша талаптарды қоймай-ақ Шредингер теңлемесинен водород атомының ҳәм оған үқсас болған ионлардың энергиясының мәниси (1)-аңлатпанды жәрдеминде анықланатуғын бир қатар энергиялық ҳалларда тұра алатуғының келип шығады.

Хәр бир стационар ҳал үш n' , l ҳәм m пүтин квант санларының жәрдеминде тәрийипленеди. Ал энергияның мәниси тек $n'+l$ суммасынан ғана тәрэзли ҳәм m санынан тәрэзли емес. $n' \geq 1$

төңсизлиги орынлы болғанлықтан $n \geq l + 1$ ҳәм ұсыған сәйкес берилген n квант санында l квант саны $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ шамаларына тең болады.

Энергияның $W > 0$ болған мәнислеринде W ниң мүмкін болған мәнислериниң областы үзлиksiz область болып табылады. Бул жағдай ионизация потенциалының шеклеринен тыста жайласатуғын областлар ушын бақланады.



385-сүйрет.
 $r^2 RR^*$ функциясының r дән ғәрэзлигі.

Көлем элементи $d\nu$ ның ишинде электронды табыудың итималлығы $\psi\psi^*d\nu$ ға тең. $d\nu$ ны сферальық координаталарда $d\nu = r^2 \sin^2 \vartheta dr d\vartheta d\varphi$ түрінде жазады. Буннан кейин ψ ди $R(r)$ · $Y(\vartheta, \varphi)$ түрінде жазып, электронды табыудың итималлығы ушын мынадай аңлатпаны жазамыз:

$$\psi\psi^*d\nu = RR^*r^2 \cdot Y \cdot Y^* \sin^2 \vartheta \cdot dr d\vartheta d\varphi. \quad (9)$$

385-сүйретте $r^2 RR^*$ шамаларының графиги көрсетилген. Бул шамаларды (9)-аңлатпадағы тек радиус-вектор \mathbf{r} дин сан мәнисинен ғәрэзли болған көбейтиші береди. Абсцисса көшерине $r/\left(\frac{a_0}{Z}\right)$ шамасы қойылған, бул аңлатпада $a_0 = \hbar^2/me^2$ шамасы Бор теориясы бойынша водород атомындағы бириңи дөңгелек орбитаның радиусына сәйкес келеди (343-параграф). $\psi\psi^*d\nu$ итималлығының кеңисликтеги тарқалыўын анықлау ушын $Y \cdot Y^*$ көбеймесин де есапқа алыў керек. Шар функциясының аңлатпасына φ мүйешинен ғәрэзлик тек $e^{im\varphi}$ көбейтишиси менен бериледи. Буннан $Y \cdot Y^*$ шамасының φ дән ғәрэзсиз екенлеги келип шығады, себеби $e^{im\varphi}e^{-im\varphi} = 1$. Солай етеп, $Y \cdot Y^*$ шамасы тек ϑ мүйешинин функциясы болып табылады. Ҳәр қыйлы l менен m лер ушын $Y \cdot Y^*$ функциясының түри 386-сүйретте поляр диаграммалар түрінде көрсетилген. $Y \cdot Y^*$ шамасының кеңисликтеги тарқалыўы 386-сүйреттеги иймекликлерди OZ көшериниң дәгерегинде айландырғанда алынатуғын айланыў фигуralарының түрине ийе болады. $Z = 0$ ушын $Y \cdot Y^*$ функциясы шарлық симметрияға ийе болады.

$\psi\psi^*d\nu$ итималлығының тарқалыўын Бордың атомдағы орбиталар ҳақындағы модельлік көзқарас пенен салыстырыўға болады. 385-сүйреттен n квант саны қаншама үлкен болғанда электронды табыудың итималлығының ядродан үлкен қашықтықтарда сезилерлікей мәнислерди сақтайтуғынлығы көринип тур. Бул Бор теориясының үлкен n квант санларына ийе орбиталардың үлкен өлшемлерге ийе болатуғынлығы жөниндеги жүймағына сәйкес келеди. $n = 1, l = 0$ ҳалы ушын итималлықтың максимумы Бордың бириңи дөңгелек орбитасы өтетуғын $r = a_0/Z$ шамасына сәйкес келеди.

Квантлық механика тек атомлық системаның мүмкін болған энергиялары болған W лерди ғана емес, ал қозғалыс мұғдарының моменти p_z ның ҳәм оның сырттан түсирилген бағытқа түсирилген проекциялары p_z тиң мәнислерин де табыуға мүмкіншилик береди. Бул нәтийжелердин қалайынша алынатуғынлығына тоқтамай, тек нәтийжелерди көлтиремиз. Теория n', j, m квант санлары менен тәрийипленетуғын ҳалда турған атом ушын қозғалыс мұғдарының моментинин,

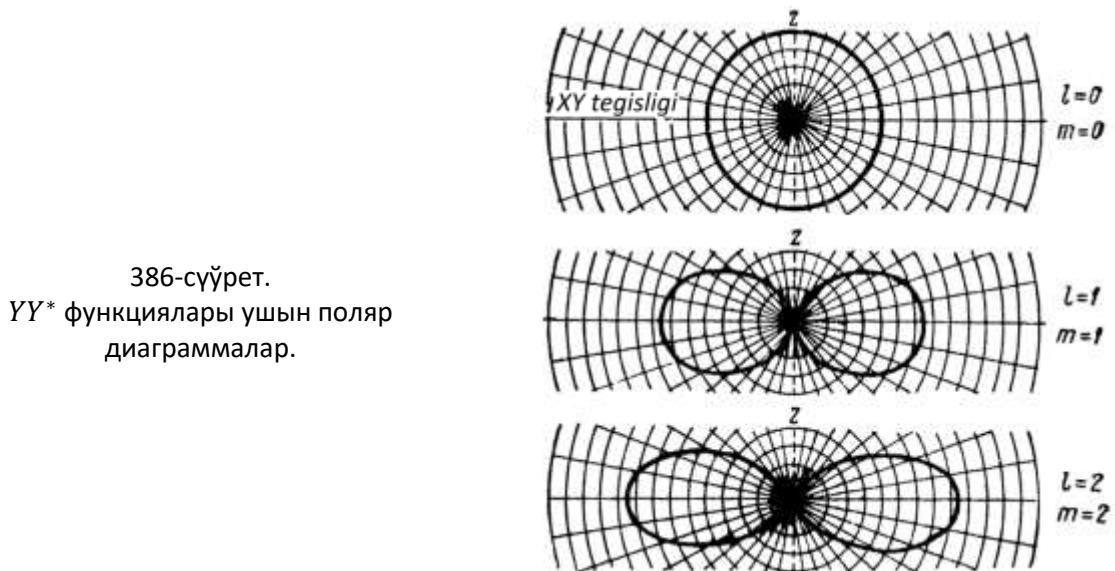
$$p_z = m\hbar$$

мәнислерин қабыл ететуғынлығын көрсетеди. Солай етип, m пүтин саны өзинин мәниси бойынша Бор теориясындағы атомның моменти \mathbf{p} ның кеңісликтеги ориентациясын анықтайтуғын "магнит" квант санына сәйкес келеди екен.

\mathbf{p} моментиниң мүмкін болған абсолют мәниси

$$p = \hbar\sqrt{l(l+1)}$$

шамасына тең болады. Бул жағдай дублетлик спектрдин структурасын түсіндиретуғын векторлық моделде қабыл етилген қозғалыс мұғдарының моменти \mathbf{p} ның мәнислері тастыйықланады (349-параграф). Бордың ең дәслепки теориясының \mathbf{p} ушын $p = n_\phi \hbar$ мәнисин бергенлигин еске саламыз. Бул жағдайда n_ϕ шамасы l ден бир шамасына айырмаға ийе еди ($n_\phi = l + 1$).



§ 367. Классикалық ҳәм квантлық статистикалар. I томда көрсетилип өтилгениндей, көп санлы бөлекшелер менен байланыслы болған мәселелерде есаплаудың статистикалық үсуylары пайдаланылады. Мысалы, үсындағы есаплаулардың нәтижесинде бөлекшелердин энергиялар бойынша тарқалыў нызамы (Больцман нызамы) ямаса бөлекшелердин тезликлер бойынша тарқалыўы нызамы (Максвелл нызамы) табылды.

Квантлық статистикалық физикаға шекемги статистикалық физиканың үлкен жетисkenниклерине қарамастан, бир қатар мәселелерди шешкенде классикалық статистиканың нәтижелери тәжирийбелерде алынған нәтижелер менен сәйкес келмей қалды. Тәжирийбе менен есаплаудың бир бирине кескин түрде сәйкес келмеўлердин бири жыллылық сыйымлығының теориясына тийисли. Бул теориядағы қатты денелердин жыллылық сыйымлығының температурадан ғәрэзли екенлеги түсіндірілмей қалды (I том, 93-параграф). Статистикалық теориядағы екінши сәтсизлик металлардың электр өткізгишилігіне тийисли. Классикалық статистиканың көз-қараслары бойынша (II том, 163-параграф) металлардың электр өткізгишилігін жүзеге келтиретуғын еркін электронлар жыллылық сыйымлығының шамасын тоқты өткізбейтуғын денелердин жыллылық сыйымлығынан үлкен етиўи керек. Ал бул жағдай тәжирийбеде тастыйықланбайды. Бул сәтсизликтердин жыйинағы статистикалық есаплауларды квантлық көз-қараслардың тийкарында қайтадан көрип шығыўды талап етти. Бундай қайта қарап шығыў квантлар теориясы менен толық сәйкес келетуғын квантлық статистика деп аталатуғын статистиканың дәретилийине алып келди. Бул статистикада классикалық статистиканың жетисkenникleri сақланды ҳәм ол жоқарыда келтирилген қарама-қарсылықтарға ийе болмады.

Классикалық ҳәм квантлық статистикалардың арасындағы айырманы түснинүү ушын физикадағы статистикалық ұсыллардың тийкарғы жағдайларын таллаймыз. Дәслеп Больцман статистикасына итибар беремиз. Оның тарқалыу нызамын биз бир неше рет пайдаландық. Биз V көлеміндегі жайласқан N бөлекшеден туратуғын системаны көз алдымызға елеслетейік. Бөлекшелердин механикалық ҳалы олардың координаталары менен тезликлерин бериү менен анықланады. Егер N бөлекшениң ҳар бирине белгили координаталар менен тезликлер берилетуғын болса, онда системаның ҳалы берилген болып есапланады. Статистикалық қарауда болса, бөлекшелердин санының жүдә көп болыуына байланыслы биз системаның ҳалын анықлау ушын басқа ұсылды пайдаланамыз: ҳәр бир бөлекшениң координаталары менен тезликлери базы бир шеклерде анықланады. Мысалы, биз бөлекшениң ҳалын бергенде оның координаталарының x ҳәм $x + \Delta x$, y ҳәм $y + \Delta y$, z ҳәм $z + \Delta z$ шамаларына тең интервалларда, ал тезликлериниң v_x ҳәм $v_x + \Delta v_x$, v_y ҳәм $v_y + \Delta v_y$, v_z ҳәм $v_z + \Delta v_z$ шамаларына тең интервалларда жататуғынлығын көрсетемиз.

Бөлекшелердин ҳалларын есаплауды геометриялық көз-қараслардың жәрдемінде иллюстрациялауға болады. x, y, z координаталарын ҳәм тезликтин v_x, v_y ҳәм v_z проекцияларын алты өлшемли "кеңисликтеги" улыўмаластырылған декарт координаталары сыпатында қараймыз. Бул "кеңислик" координаталар менен тезликлердин фазалық кеңислигі деп аталады. Бундай ойымыздағы кеңисликтеги ноқат координаталар менен тезликтин проекцияларының белгили мәнислери менен тәрийипленеди. Солай етип, дәл анықланған механикалық ҳалдағы қәлекшесін бөлекше бизиң кеңислигимизде ноқатты анықлады. Оның улыўмаластырылған координаталары биз алған бөлекшениң x, y, z координаталарына ҳәм тезликтин v_x, v_y ҳәм v_z проекцияларына тең. Бөлекшениң ҳалын статистикалық тәрийиплегендегі усы ҳалды сүүретлейтуғын ноқаттың фазалық кеңисликтин шегаралары x ҳәм $x + \Delta x$, v_x ҳәм $v_x + \Delta v_x$ ҳ.т.б. шамалар менен шекленген Δt көлеминиң ишинде жайласқанлығын ғана көрсетиүге болады. Бул элементар көлемниң шамасы мынаған тең:

$$\Delta t = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z.$$

Бөлекшелердин мүмкін болған барлық ҳалларына сәйкес келетуғын барлық фазалық кеңислиktи Δt_i элементар көлемлерге (құтыларға) бөлемиз. Усындаі барлық элементар құтылардың көлемлериниң қосындысы болған $\sum_i \Delta t_i$ шамасы фазалық кеңисликтин барлық көлемине тең.

Барлық системаның ҳалларын статистикалық тәрийиплеу фазалық кеңисликтин ҳәр бир Δt_i құтысының ишиндеги ноқаттар сәйкес келетуғын бөлекшелердин санын көрсетиүге алып келинеди.

Егер элементар құтының өлшемлери киши болса, онда ҳәр бир құтыны усы құтының ишиндеги координаталары менен тезликлериниң проекциялары усы құтының ишиндеги бөлекшениң орташа энергиясы менен тәрийиплеүге болады. Құтылардың энергияларын $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$ арқалы, ал сәйкес құтылардағы бөлекшелердин санын N_1, N_2, N_3, \dots арқалы белгилейік. Бундай жағдайда N_1, N_2, N_3, \dots санларын бериү бөлекшелердин энергиялар бойынша тарқалыуын береди.

N_1, N_2, N_3, \dots санларының ҳәр қыйлы мәнислери менен анықланатуғын системаның ҳәр қыйлы ҳаллары үлкен ямаса киши болған итималлық пенен жүзеге келийи мүмкін. Ең үлкен итималлық пенен тәрийипленетуғын ҳалдың жиий жүзеге келди деп есаплау тәбийий. Солай етип, мәселе ең үлкен итималлық сәйкес келетуғын бөлекшелердин энергиялар бойынша тарақалыуын табыуға алып келинеди. Сәйкес есаплаулар Больцман формуласына алып келеди. Бул тарқалыу бойынша энергиясы берилген $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ интервалында жатқан бөлекшелердин саны dN_ε мынаған тең:

$$dN_\varepsilon = N_0 \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{(kT)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \cdot \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon. \quad (1)$$

Бул теңлікте N_0 - бөлекшелердин толық саны.

Бул классикалық теорияда элементар құтыда бөлекшелердин жеткиликли дәрежедеги көп санының болыуы керек деген талаптан басқа оның өлшемлери ҳеш нәрсе менен шекленбеген. Бундай жағдайда құтылардың өлшемлери қаншама киши болса, системаның ұалы соншама толығырақ тәрийипленеди. Дәслапки қойылған шеклер бойынша құтыдағы бөлекшелердин саны ҳеш нәрсе менен шекленбеген ҳәм итималлық теориясының нызамлары бойынша статистикалық түрде анықланады.

Кванттық статистикадағы жағдай бундай емес. Бул жағдайдың элементар құтының көлемі ықтаярлы түрде киши етип ала алмаймыз. "Анықсызлық қатнаслары" бойынша (364-параграф) $\Delta x, \Delta v_x$ "шеклеринің" арасында белгилі қатнас бар, атап айтқанда $\Delta x \cdot \Delta v_x \cong \frac{\hbar}{m}$ ҳ.т.б. қатнаслары орын алады. Бул факт координаталар менен тезликтердин фазалық құтысының

$$\Delta \tau_i = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z = \frac{\hbar^3}{m^3} \quad (2)$$

шамасына тең деген болжауда аңлатпасын табады.

Усының менен бирге кванттық теорияда бирдей бөлекшелердин бир бириңен парқының жоқ екенлеги есапқа алынады. Ақырында, кванттық теорияда бөлекшелерде ярым пүтин квант саны менен (электронлар, протонлар ҳ.т.б.) ямаса пүтин квант саны менен тәрийипленетуғын (фотонлар) спин моментлеринің бар екенлегин есапқа алыў керек.

Ярым пүтин спинлик моментке ийе бөлекшелер Паули принципине бағынады. Бул принцип бойынша берилген ҳәр бир энергия қәддінде спинлик моментлеринің бағытлары менен бир бириңен айрылатуғын еки бөлекшеден артық бөлекшелердин болыуы мүмкін емес. Бул Ферми тарқалыўы деп аталатуғын бөлекшелердин энергиялар бойынша тарқалыўына алып келеді⁴⁸:

$$dN_\varepsilon = \frac{\sqrt{2} \cdot V m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon}}{A e^{\varepsilon/kT} + 1} d\varepsilon. \quad (3)$$

Бул аңлатпада V - барлық бөлекшелер ийелеген көлем ҳәм A - бөлекшелердин санынан, олардың массасынан ҳәм температурасынан ғәрэзли болған шама. Кванттық теориясының көз-қарасы бойынша (3)-тарқалыўды ярым пүтин спинлик моментке ийе болған бөлекшелер (электронлар ҳәм басқа да элементар бөлекшелер) ушын (1)- Больцман тарқалыўының орнына пайдаланыў керек. Электр өткізишилк теориясында Ферми нызамын пайдаланыўды II томдағы 163-параграфта көрсеткен едик. Сол параграфта Ферми тарқалыўы Больцман тарқалыўы менен салыстырылды ҳәм киши тығызылар менен жоқары температураларда Ферми тарқалыўының Больцман тарқалыўы менен ис жүзинде сәйкес келетуғынлығы көрсетилди.

Пүтин спинлик моментине ийе болған ямаса спинлик моменти болмаған бөлекшелер ушын (α -бөлекшелери, жуп массалық ҳәм зарядлық санларға ийе болған ядролар, базы бир молекулалар) тарқалыў Бозе-Эйнштейн формуласы деп аталатуғын мынадай формула менен бериледи:

$$dN_\varepsilon = \frac{\sqrt{2} \cdot V m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon}}{A e^{\varepsilon/kT} - 1} d\varepsilon. \quad (4)$$

Бул формула Ферми формуласынан тек бөлшектин бөлімінде 1 дин белгиси менен айрылады.

⁴⁸ Гәп Ферми-Дирак статистикасы ҳақында айтылып атыр (Аўдарыўшылар).

Ферми ҳәм Бозе-Эйнштейн статистикаларының арасындағы айырманы ҳәм олардың классикалық Больцман статистикасына қатнасын бирдей болған үш бөлекшени үш ҳал бойынша жайластырыў мысалында көриүге болады. Бул ҳаллар спинлик моментлердин ҳәр қыйлы бағытларын да есапқа алады дәп болжаймыз. Себеби, Паули принципи бойынша бир ҳалды бир бөлекшеден артық бөлекшелердин болыўы мүмкін емес.

Әлбетте, үш бөлекшениң үш қәдди бойынша ҳәр қыйлы тарқалыўларының саны онға тең; бул тарқалыўлардың барлығы XXVII кестениң жоқарғы үш қатарында көрсетилген.

Бөлекшелердин индивидуаллық өзгешеликлериниң болыўына руқсат ететуғын классикалық статистиканың көз қарасы бойынша төртинши тарқалыўдан басланып, тоғызынышыда тамам болатуғын алты тарқалыўдың ҳәр бири үш усылдың жәрдеминде жүзеге келиўи мүмкін. Мысалы, төртиншиси мынадай усыл менен жүзеге келеди:

1. 1-ҳалда 1- ҳәм 2-бөлекшелер, 2-ҳалда 3-бөлекше
2. 1-ҳалда 2- ҳәм 3-бөлекшелер, 2-ҳалда 1-бөлекше
3. 1-ҳалда 1- ҳәм 3-бөлекшелер, 2-ҳалда 2-бөлекше

Тап усындай жағдай оныншысына шекемги басқа да тарқалыўларға тийисли. Оныншы тарқалыўдың алты усыл менен жүзеге келиўи мүмкін. Больцман бойынша бул индивидуаллық тарқалыўлардың ҳәр бирине бирдей статистикалық салмақ бериледи. Бул жағдайда, мысалы, төртинши тарқалыўдың статистикалық салмағы биринши тарқалыўдың статистикалық салмағынан үш есе үлкен, ал оныншының статистикалық салмағы бириншисиникине салыстырғанда алты есе үлкен (XXVII кестениң төртинши қатарына қараңыз). Сонықтан, классикалық көз-қарастан айырым тарқалыўлардың итималлықтары бирдей емес. Мысалы, төртинши тарқалыўдың итималлығы биринши тарқалыўдың итималлығынан үш есе үлкен, ал ең ақырғысының итималлығы бириншисиникин алты есе үлкен. Биринши ҳәр бир үш тарқалыўдың итималлығы $1/27$ ге, ең соңғысының итималлығы $6/27$ ге, ал қалғанларының ҳәр бириниң итималлығы $3/27$ ге тең.

XXVII кесте.

1-ҳал	3	0	0	2	2	1	0	1	0	1
2-ҳал	0	3	0	1	0	2	2	0	1	1
3-ҳал	0	0	3	0	1	0	1	2	2	1
Больцман	1	1	1	3	3	3	3	3	3	6
Бозе-Эйнштейн	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Ферми	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, квантлық теорияның көз-қараслары бойынша бирдей бөлекшелери бир биринен айырыўға болмайды. Мысалы, төртинши тарқалыў ҳақында тәжирийбе мынаны бере алады: үш бөлекшениң екеүи биринши қәддиде, биреүи екинши қәддиде жайласады. Бозе ҳәм Эйнштейн бойынша барлық санлық тарқалыўларға бирдей статистикалық салмақ бериледи ҳәм XXVII кестеде көлтирилген санлық тарқалыўларға $1/10$ ға тең бирдей итималлық сәйкес келеди. Егер бөлекше ярым пүтин спинлик моментке ийе болса ҳәм соған сәйкес, Паули принципине бағынатуғын болса, онда барлық он тарқалыўлардың ишиндеги ең соңғысының болыўы мүмкін. Буннан, Ферми бойынша, ең соңғысынан басқа барлық тарқалыўларға нолге тең статистикалық салмақ бериледи. Усыған сәйкес, ярым пүтин спин моментине ийе бөлекше ушын ең соңғы ҳалдан басқа ҳаллардың барлығы ушын итималлық нолге тең. Ең соңғы ҳалдың итималлығы 1 ге тең - бул үш бөлекшениң үш ҳал бойынша мүмкін болған бирден-бир тарқалыў болып табылады.

XXXII БАП

ЯДРОЛАРДЫҢ ТӘБИЙИЙ ҲӘМ ЖАСАЛМА АЙЛАНЫСЛАРЫ

§ 368. Атом ядросы ҳәм оның характеристикасы. Жоқарыда биз (340-параграф), атом ядросының электронның пүтін сан еселенген оң $E = Z|e|$ заряд пенен тәрийипленетуғынлығын көрдік. Зарядтың сан деп аталатуғын Z саны Менделеевтиң дәүирлік системасындағы элементтин қатар санына тең. Атом ядросының екинши характеристикасы болып оның M_y массасы хызмет етеди. Ол элементтин атомлық салмағы менен байланыслы. І томдағы 43-параграфта биз химияда қандай да бир элементтин атомлық салмағы ҳақында гәп еткенде оның атомының массасы M_A ның $\frac{1}{16} M_O$ ға қатнасы қабыл етиледи, M_O арқалы кислород атомының массасы белгиленген⁴⁹. Химиялық бирикпелерде атомлық салмақтар ҳәр қыйлы элементтердин кислородты алмастырытуғын салмақтың қатнасларда анықланатуғын болғанлықтан атомлық салмақтар химияда атомлардың изотоплық құрамын есапқа алмаған ҳалдағы атомлардың орташа қәсийетин тәрийиплейди. Ҳақыйқатында, бирдей зарядтың сан Z ке ийе элементлердин көпшилиги ҳәр қыйлы бир неше изотопқа, яғни ҳәр қыйлы M_A массаларға ийе атомлардың бир неше сортына ийе болады. Соныңтан атомлық салмақ түснеги айқынластырыуды талап етти. Биз қандай да бир элементтин таза изотопының атомлық салмағы A дегенде атомының массасы M_A ның $\frac{1}{16} M_O$ шамасына қатнасын түснемиз. Бул белгилеўлерде M_O арқалы кислородтың ең көп тарқалған (соның менен бирге ең жеңил) изотопының массасы. Кислородтың усы изотопының атомлық салмағы 16,00000 ге тең деп қабыл етиледи. Усындай усыл менен анықланған таза изотоплардың атомлық салмақтары масс-спектрографиялық үсуyllардың жәрдемінде өткерилиген өлшеўлерде анықланады.

Атомлық салмағы $A = 16$ болған кислородтың массасының абсолют шамасын (граммлардағы) молекулалық салмақ μ ды ҳәм Авагадро саны N ди билиў арқалы табыўға болады:

$$M_O = \frac{\mu}{N} = \frac{16,00}{6,023 \cdot 10^{23}} = 26,576 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Атомлық салмақтың бир биригине мынадай масса сәйкес келеди:

$$\frac{26,576 \cdot 10^{-24}}{16} = 1,662 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Буннан қәлеген изотоптың атомының массасы M_A ның абсолют мәниси граммларда

$$M_A = 1,662 \cdot 10^{-24} A$$

формуласының жәрдемінде есапланады.

Электронның массасы атомлардың ишиндеги ең жеңили болған водород атомының массасынан дерлик еки мың есе жеңил болғанлықтан қәлеген изотоптың ядросының массасы M_Y барлық атомының массасы M_A да жүдә аз шамаға айрылады. Бирақ, сонда да, ҳәзирги үақытлардағы өлшеўлердин дәллігінде бул айырма сезилерліктей ҳәм,

⁴⁹ "Атомлық салмақ" ески атама болып табылады. Ҳәзирги үақытлары "Салыстырмалы атомлық масса" деп аталатуғын бул шама массасының атомлық бирикклеринде аңғартылған атомының массасының мәниси болып табылады. Бул шама берилген элементтин атомының массасының нейтраль болған углеродтың ¹²C изотопының массасының $\frac{1}{12}$ үлесине тең. Анықламасына сәйкес салыстырмалы атомлық масса өлшем биригине ийе емес шама болып табылады (Аўдарыўшылар).

соңлықтан, базы бир есаплаўларда оның шамасын есапқа алыў керек болады. Нормаль атомның электронлық қабығына киретүғын электронлардың саны Z ке тең болғанлықтан, M_Y менен M_A ның арасында мынадай қатнас орын алады:

$$M_Y = M_A - Zm.$$

Бул теңликтегі m - электронның массасы. Атомлық салмақтың бирликтеринде электронның массасы $5,48 \cdot 10^{-4}$ шамасына тең. Водород атомында электронның үлесине улыұмалық атомлық салмақтың 0,05 проценти сәйкес келеди. Басқа атомлар ушын бул үлестинң шамасы оннан да киши.

XIX əsirдин басларында барлық элементлердин атомлары қурамалы құрылышқа ийе ҳәм олардың барлығы да водород атомынан қуалған деген гипотеза ұсынылған еди. Бирақ, кейинирек, элементлердин атомлық салмақлары водородтың атомлық салмағынан пүтин сан есе үлкен болмағанлығы себепли бул гипотезадан бас тартыўға туұры келди. Изотоплардың ашылыуы бул фактти бийкарлағандай болып көрінді: ҳәр қандай элементлердин атомлық салмақларының пүтин санға тең болмағын олардың қурамалы изотоплық қурамға ийе болыуы менен түсіндіриўге болар еди. Бирақ дәл массспектрометриялық өлшеўлер таза изотоплар ушын да атомлық салмақлардың пүтин сан еселенген водородтың атомлық салмағына тең емес екенligin көрсетти (яmasa кислородтың 1/16 бөлімінин). Таза изотоплардың атомлық салмақларының пүтин саннан айырмасы жұдә киши. Бирақ, сонда да, олардың бар екенлиги ҳақыйқат ҳәм жұдә жоқары дәллікте өлшенген.

XXVIII кестеде Менделеевтің дәүирилк системасының дәслепки 11 элементлеринин стабилли (орнықлы) изотопларының атомлық салмақлары көлтирилген.

Таза изотоптың атомлық салмағына жақын пүтин санды *массалық сан* деп атайды. Биз оны M арқалы белгилеймиз. M массалық сан зарядлық сан Z пенен бир қатарда ядроның тийкары характеристикасы болып табылады. Ҳәр қайылғы изотоплардың ядролары сәйкес химиялық элементтің белгиси менен белгиленеди, оның оң тәрепине жоқарыға массалық сан, ал шеп тәрепине тәменге зарядлық сан жазылады. Мысалы, массалық саны 7 ге тең литийдин изотопы ${}^3\text{Li}^7$ түринде, ал сол литийдин массалық саны 8 ге тең болған изотопы ${}^3\text{Li}^8$ түринде белгиленеди⁵⁰. Кейинирек биз массалық санның ядроның қурамына киретүғын элементтар белекшелердин санын анықтайтуынлығын көремиз.

Водородтың ең жеңіл изотопының ядросы ең әпійайы ядро болып табылады (протон). Оның ушын зарядлық сан да, массалық сан да бирге тең.

XXVIII кестеде көлтирилген мағлыўматлардан изотоплардың атомлық салмақларының усы салмақтарға ең жақын болған водород атомының пүтин сан еселенген атомлық салмағынан азмаз киши екенligin аңсат көриўге болады. Мысалы, водородтың атомлық салмағының төрт еселенген мәниси 4,03248 шамасына, ал гелийдин салмағының 4,00388 шамасына тең екенлиги көринип түр. Бундай жағдайда, гелий атомы төрт водород атомынан турады деп есапланғанда, онда гелийдин ҳәр бир моли ушын массаның 0,0286 г шамасына кем ("дефект") болыуы орын алады. Кейинирек биз ядролардың қурамына протонлар менен бир қатарда водородтың ең жеңіл изотопының қурамында жоқ болған белекшелердин де (нейтронлар, 380-параграф) киретүғынлығын көремиз. Бирақ, усындағы жағдайға қарамастан, ядролардың массасы оның қурамына киретүғын элементтар белекшелердин массаларынан киши. Ҳәр бир ядро белгили болған массаның дефекти Δm менен тәрийипленеди.

⁵⁰ Ҳәзирги үақытлары көпшилилк оқыў ҳәм илимий әдебиятларда бундай изотопларды ${}^7\text{Li}$ ҳәм ${}^3\text{Li}$ түринде белгилейди, яғни массалық сан да, зарядлық сан да элементтің белгисинин шеп тәрепинде жазылады (Аўдарыўшылар).

301-параграфта биз салыстырмалық теориясының масса менен энергияның арасындағы қатнасты орнататуғынлығын көрдік. Системаның массасының Δm шамасына өзгериси системаның энергиясының

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2 \quad (2)$$

шамасына өзгериүине сәйкес келеди. Бул теңликтегі c арқалы жақтылықтың бослықтағы тезлиги белгиленген. Буннан ядроның массасының Δm шамасына тең дефектинин элементар бөлекшелерден бул ядро құралғанда бөлиніп шығатуғын энергиясының шамасын беретуғынлығы келип шығады. Ядроның массасы оның құрамына киретуғын элементар бөлекшелердин массаларының қосындысынан киши. Жоғалған массаның есабынан ядро пайда болғанда жұдә көп мұғдардағы энергия бөлиніп шығады.

XXVIII кесте.

Изотоплардың атомлық салмақтары

Z	Изотоп	Тәбийий араласпадағы %	Атомлық салмақ	Z	Изотоп	Тәбийий араласпадағы %	Атомлық салмақ
1	H ¹	99,98	1,00812	7	N ¹⁴	99,62	14,00750
1	D ²	0,02	2,01472	7	N ¹⁵	0,38	15,00489
2	He ³	~10 ⁻⁴	3,01701	8	O ¹⁶	99,76	16,00000
2	He ⁴	100	4,00388	8	O ¹⁷	0,04	17,00450
3	Li ⁶	7,9	6,01690	8	O ¹⁸	0,20	18,00470
3	Li ⁷	92,1	7,01804	9	F ¹⁹	100	19,00452
4	Be ⁹	100	9,01497	10	Ne ²⁰	90,00	19,99881
5	B ¹⁰	18,4	10,01605	10	Ne ²¹	0,27	21,00018
5	B ¹¹	81,6	11,01286	10	Ne ²²	9,73	21,99864
6	C ¹²	98,9	12,00398	11	Na ²³	100	22,99680
6	C ¹³	1,1	13,00766				

Массаның атомлық салмақтың бир бирлигине тең өзгериси энергияның

$$\Delta W = 1,662 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ erg} = 1,496 \cdot 10^{-3} \text{ erg}$$

шамасына өзгерисине сәйкес келеди.

Егер $1 \text{ eV} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$ екенлигин есапқа алсақ, бул шаманы электровольтлерде көрсетиүге болады:

$$\Delta W = \frac{1,496 \cdot 10^{-3}}{1,601 \cdot 10^{-12}} \text{ eV} = 931,8 \text{ MeV}. \quad (2)$$

Бул теңликтегі MeV арқалы 10^6 эВ ке тең мегаэлектронвольт белгиленген. Ядроның құрамына киретуғын бир элементар бөлекше ушын есапланған массаның дефекти (яғни $\Delta m/M$ шамасы) ядролардың көпшилиги ушын шама менен атомлық салмақтың бирлигинин 0,009 бөлегин қурайды ҳәм бул шама (2)-теңлик бойынша 8,5 MeV ке тең. Бул шаманы химиялық реакцияларда бөлиніп шығатуғын энергия менен салыстырыў қызықты. Химиялық реакцияларда 2—3 эВ энергия бөлиніп шығады. Буннан элементар бөлекшелерден атом ядролары пайда болғанда химиялық реакцияларда бөлиніп шығатуғын энергиялардан миллионлаған есе көп энергияның бөлиніп шығатуғынлығын көремиз (реакцияланатуғын заттың массасының бир бирлигінде). Бул энергияның шамалары жұдә үлкен болғанлықтан, олар массалардың сезилерліктер өзгерислері менен байланыслы. Химиялық реакцияларда да массаның өзгериси орын алады, бирақ бөлиніп шығарылатуғын ямаса жұтылатуғын энергиялардың шамасының киши

болғанлығы себепли, массалардың өзгерисин әмелий жақтан өлшеудің мүмкіншилігі болмайды.

Элементар бөлекшелерден ядролар пайда болғанда үлкен энергияның бөлиніп шығыуы атом ядроларының оғада беккем дүзилиске ийе болатуғындығын көрсетеди. Ядроларды жасалма түрде бөлиү менен байланыслы қызыншылық усы жағдай менен түсіндіріледи

Ядролардың тәбийий бөлиніүи (айланысы⁵¹) жердин өткіншілігінде қатламында ушырасатуғын элементлердин ишинде сийрек ушырасатуғын Менделеевтиң дәүирлік системасының ақырындағы ең аүыр элементлерде ушырасады. Бундай айланысларды тәбийий радиоактивлик деп атайды.

§ 369. Тәбийий радиоактивлик. 1896-жылы уранның дұзларын изертлеген француз физиги А.Беккерель олардың көзге көрінбейтуғын ҳәм фотопластинканың қарауына алып келетуғын нурларды шығаратуғындығын тапты. Уран нурларын магнит майданында изертлеү олардың үш қураушылардан туратуғындығын көрсетti. Олардың бири он зарядланған бөлекшелер аүысатуғында болып аүысады. Бул қураушы α -нурлары атамасын алды. Екинши қураушы терис зарядланған бөлекшелердей болып аүысады, ал үшинши қураушы болса магнит майданында қозғалысының бағытын өзгертпейди. Бул қураушылар сәйкес β - ҳәм γ -нурлары атамаларына ийе болды.

Еки жылдан кейин Пьер Кюри менен Мария Кюри-Складовская радий ҳәм полоний деп аталатуғын жаңа еки элементti ашты. Олардың уран сыйқы, бирақ интенсивлігі үлкен нурларды шығаратуғыны белгili болды. Усының менен бирге олар радиоактивлик қәсийетке бурын белгili болған торидин де ийе екенligin тапты.

Буннан кейинги изертлеўлер радиоактив нурлардың мынадай қәсийетлерге ийе екенligi белгili болды:

- а) биологиялық ҳәм химиялық тәсир жасайды, соның ишинде фотопластинканың қарауытын жүзеге келтиріди;
- б) олар газлерди ионластырады;
- с) көп санлы қатты ҳәм сүйкің денелердин флуоресценциясын қоздарады;
- д) үлкен өтиўшилик қәбилетлікке ийе.

Ең үлкен өтиўшилик қәсийетке γ -нурлары ийе. Олар қалың қатты денелер, солардың ишинде металлар арқалы өте алады. Ең киши өтиўшилик қәсийетке α -нурлары ийе, бирақ олар қатты денелердин жаңа қатламы, мысалы, шийше арқалы өте алады.

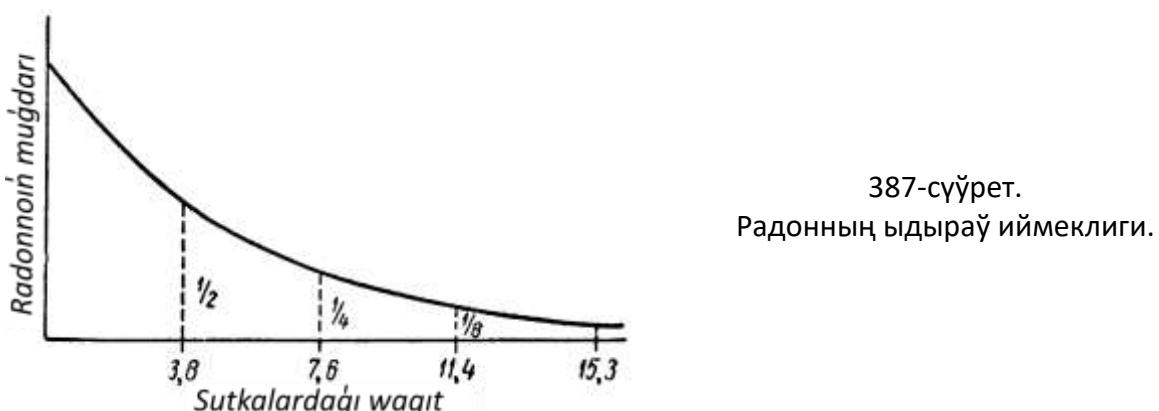
Радиоактив затлардың температурасы барлық үақытта қоршаған орталықтың температурасынан жоқары болады. Бул радиоактив процесстің үзлиksiz энергия шығарыў менен жүретуғындығын көрсетеди.

1908-жылы Резерфорд ҳәм оның хызметкерлери спектроскопиялық үсыллардың жәрдемінде радийдин дұзы ($RaCl_2$) бар кишкене ампулада усы ампуланың ишинде бурын болмаған жаңа еки газдин пайда болатуғындығын тапты. Олардың бири гелийдин сызықтарына сәйкес келетуғын спектраллық сызықтарды берген; екиншисинин спектри сол үақытлары белгili болған ҳеш бир элементtiң спектрине сәйкес келмеген. Бул жаңа газ радий эманацийи деп аталды. Кейиниrek оны радион деп атады. Оның бириңи атамасы оның тек радийдин қатнасында алынғанлығы менен байланыслы. Ҳәзирги үақытлары эманациядин бир неше изотоплары белгili. Бул газдин қәсийетлерин изертлеў оның инерт газлердин группасына киретуғындығын көрсетti; $Z = 86$ зарядлық санына ҳәм $M = 222$ массалық санына ийе. Бул бақлаўлар радиоактивліктиң тәбийий түрде жүретуғын

⁵¹ Биз ядролық физикада "айланыс" сөзин бир нәрсениң екиншисине (мысалы, бир элементар бөлекшениң екиншисине ямаса энергияның бир түрден екинши түрге айланыуы) айланыуын түсінемиз. (Айданыуылар).

атом ядросының ыдырауы сыптында түсіндірилийнеге алғып келди. Усындағы ыдыраудың салдарында басланғыш элемент басқа элементке айланады. Радий болған жағдайда ыдырау радий атомының ядросынан гелий атомының ядросы менен бирдей болған α-бөлекшесиниң шығарылығына алғып келеди; нейтралласыудың салдарынан α-бөлекше әдеттегидегі гелий атомына айланады. Ядроның қалған бөлими жаңа элемент болған радонның ядросы болып табылады. Пайда болған радонның ядросының өзи радиоактивлик қасиеткес ийе болып, үақыттың өтийі менен айланысларға ұшырайды.

Егер радииди жабық ампулаға салса, онда ампуладағы радонның мүғдары дәслеп тез өседи, ал буннан кейин тең салмақтық мүғдарға жетиседи ҳәм өзгериссиз қалады. Бундай тең салмақтық радииден пайда болған радонның мүғдары ыдырапт атырған радонның мүғдарына тең болған жағдайда орнайды. Егер радонның базы бир мүғдарын радииден айрып, оны айрым ампулаға салса, онда усы ампуладағы радонның мүғдары 387-сүйретте көрсетилгенде график түринде сүйретленген нызам бойынша үзликсиз кемейеди. 3,825 суткадан кейин дәслепки радонның жартысы, және 3,825 суткадан кейин дәслепки радонның шереги қалады х.т.б.



$\tau = 3,825$ сутка үақыт аралығы ярым ыдырау дәүири деп аталады. Егер m_0 арқалы радонның дәслепки мүғдарын белгилесек, онда оның мүғдарының үақыт t ның өтийі менен кемейиү нызамы мынадай түрге ийе болады:

$$m = m_0 e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

Бул теңліктегі λ - радиоактив ыдыраудың тұрақтысы деп аталатуғын константа. Егер dt үақытының ишинде ыдырайтуғын ядролардың саны dN бар болған атомлардың санына пропорционал деп есапланса, онда бул нызамның түри аңсат түсіндіриледи:

$$-dN = \lambda N dt. \quad (2)$$

Бул теңліктегі λ - тұрақты шама. Соңғы теңлікти былайынша көширип жазамыз:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt.$$

Интеграллау арқалы мынадай теңліктегі аламыз:

$$\ln N = -\lambda t + C. \quad (3)$$

Бул теңліктегі C - интеграллау тұрақтысы. $t = 0$ теңлиги орынлы болғанда $\ln N_0 = C$ теңлигине ийе боламыз. Бул теңліктегі N_0 - атомлардың дәслепки саны. C ның алынған мәнисин пайдаланып, (3)-формуланы

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

түринде ямаса көрсеткишли функцияға өтип

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

формуласына иие боламыз. Бул формула эмпирикалық (1)-формулаға сәйкес келеди. Экспоненциаллық нызамның орынланатуғындырылады. Ордината көшерине $\ln N$ шамасын, ал абсцисса көшерине ўақыт t ны қойып тексерип көриүге болады. Бундай жағдайда (3)-қатнасқа сәйкес туұры сызық алынады, ал оның қыялдырылғаны $\tg \varphi = \lambda$ ыдырау турақтысын анықтайтын (388-сүйрет). (4)-ыдырау нызамы белгилі болған барлық радиоактив элементтер ушын дұрыс.

Ыдырау турақтысы λ нин шамасын ярым ыдырау дәүири τ менен аңсат байланыстырылған болады. Анықлама бойынша $t = \tau$ теңлиги орынлы болғанда $N = \frac{1}{2}N_0$. Буннан (4)-аңлатпа бойынша мынаған иие боламыз:

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda\tau}.$$

Бул аңлатпаны логарифмлеп

$$\lambda\tau = \ln 2$$

яmasa

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (5)$$

қатнасын аламыз.

Енди радиоактивли A заттан ("ана" заттан) пайда болған B радиоактив затының тең салмақтық мүғдарын анықтаймыз. B затының пайда болған атомларының саны dN' өзинин абсолют мәниси бойынша ана зат A ның ыдыраған атомларының санына тең. Демек, оның мәниси (2) бойынша

$$dN' = \lambda N dt$$

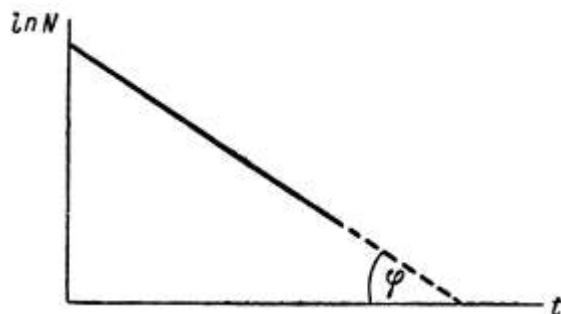
шамасына тең болады. Бул теңликтеги λ менен N шамалары ана затқа тийисли. Усындау ўақыттың ишиндеги B затының ыдыраған атомларының саны мынаған тең:

$$-dN'' = \lambda' N' dt.$$

Бул теңликтеги λ' ҳәм N' шамалары B затына тийисли. Тең салмақтық $dN' = dN''$ теңлиги орынланған жағдайда орнайды. Буннан

$$\lambda N = \lambda' N'_0 \quad (6)$$

теңлигине иие боламыз. Бул теңликте N'_0 арқалы тең салмақтық ҳалдағы B атомларының саны белгиленген.



388-сүйрет.

$\ln N$ шамасының ўақыттан ғәрзелигинин, иймеклиги.

Егер N ҳәм N'_0 шамалары белгилі болса, онда (6)-қатнас ыдырау турақтыларының биреүи бойынша (λ ямаса λ') екиншисин табыуға мүмкіншілік береди. Жүдә тез ыдырау ямаса жүдә әстелік пенен ыдырау орын алғанда (4)-формуланы ис жүзинде пайдаланылған болмайтуғын жағдайда λ ни анықлау ушын (демек ярым ыдырау дәүири τ ды) пайдаланылады. Бақлаўлар қәр қыйлы радиоактив затлар ушын ярым ыдырау дәүириниң жүдә қәр қыйлы болатуғындырылады. Мысалы, уран ушын ярым ыдырау дәүири $4,4 \cdot 10^9$ жылға; радон ушын, жоқарыда көрсетилгендей, $\tau = 3,825$ сутка; RaC' арқалы белгиленетуғын элемент ушын ярым ыдырау ўақытының шамасы бары-жоғы 10^{-6} сек.

Ыдыраған ядролар менен бар ядролардың саны (2) арасындағы қатнас *статистикалық характерге* ие; бул қатнас тек жұдә үлкен болған N ушын дұрыс. Берилген ҳәр бир ядроның ыдырауы тосыннан жүзеге келетуғын үақыя болып табылады. Буннан ыдырайтуғын ядролардың санының флюктуацияларының болыуының көрек екенлиги келип шығады.

Мейли, t үақытының ишинде ядролардың саны тұрақты деп есаплаўға болатуғындаидәрежеде әстелік пenen ыдырайтуғын радиоактив зат бар болсын. Бақлау үақыты t ны бирдей болған k дана δt үақытларына бөлемиз. Сонықтан $t = k\delta t$. δt үақытының ишинде ыдырайтуғын атомлардың орташа саны

$$\delta \bar{n} = \lambda N \delta t$$

шамасына тең болады. Бул теңлікте N арқалы биз қарап атырған радиоактив заттың атомларының саны белгіленген. Ҳақыйқатында, айрым δt_i үақытларының ишинде ыдырайтуғын атомлардың саны δn_i орташа болған $\delta \bar{n}$ шамасына тең емес:

$$\delta n_i = \delta \bar{n} + \Delta.$$

Бул теңлікте Δ - орташа санның аүысы; аүысыұдың шамасы он да, терис те болады ҳәм олардың барлық бақлау үақыты t ның ишиндеғи суммасы нолге тең болады. Итималлықтар теориясында үлкен k лардағы берилген Δ аүысыұының итималлығы p мынадай формула менен бериледи:

$$p = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta \bar{n}} \cdot e^{-\frac{\Delta^2}{2\delta \bar{n}}} \quad (7)$$

Д ның үлкен аүысыұлары сийрек ушырасады. (7)-формуланың дұрыс екенлигин радиоактив нурланыұдың тәсіринде газдин ионласыұын ямаса сцинтиляцияның жәрдемінде δt_i үақытларының ишинде ыдыраған ядролардың санын өлшеү жолы менен тексерип көриүге болады (371-параграф). Усындағы түрдеги өлшеўлер (7)-формуланың дұрыс екенлигин көрсетти ҳәм усының менен ядролардың ыдырыуының тосаттан жүзеге келетуғынлығын тастайықлады.

§ 370. Аүысыұ қағыйдасы. Радиоактив ыдыраў басқа қәлеген процесс сыйқылды электр зарядларының сақланыұ нызамы, масса менен энергияның сақланыұ нызамларына сәйкес жүреди. Бириңи нызам бойынша пайда болған бөлекшелердин зарядланырың қосындысы дәслепки ядроның зарядына тең. Екинши нызамды байланынша жаза аламыз: егер M_y атомның дәслепки ядроның массасы, ал M_i пайда болған бөлекшелердин массасы болса, онда

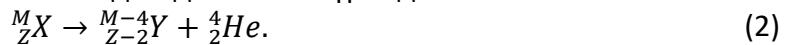
$$M_y = \sum_i M_i + \frac{\Delta W}{c^2} \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады. Бул теңлікте W - ыдырауды бөлиніп шыққан энергияның мұғдары, c -жақтылықтың бослықтағы тезлигі. Тәбiiй радиоактивлікте ΔW энергия атомлық салмақтың үлкен болмаған үлеслериндеғи массаға сәйкес келетуғын болғанлықтан, онда (1)-теңліктен пайда болған бөлекшелердин массалық санларының қосындысының дәслепки ядроның массалық санына тең болатуғынлығы келип шығады.

Биздердин жоқарыда көрсеткенимиздей, радийдин радиоактивлик айланысы α-бөлекшесинин шығарылыуына алып келеди; бундай процессти α-ыдыраў деп атайды. Үйдіраудың екинши типи β-нурларының шығарылыуы менен байланыслы. Радиоактив затлардың нурларының магнит майданындағы аүысыұын изертлеў бойынша өткерилген тәжирийбелер β-нурларының жұдә тез қозғалатуғын электронлардың α-ғысы екенлигин көрсетти. Солай етип, β-ыдыраў дәслепки ядродан электронның шығарылыуына алып келинеди. Нурлардың үшинши сорты болған γ-нурлары өзиниң тәбияты бойынша қысқа толқынлы рентген нурларына сәйкес келетуғын электромагнит нурланыұ болып табылады. Бул нурлар α- ямаса β-ыдырауы менен биргеликте жүреди.

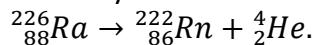
Зарядлардың сақланыұ нызамы менен массалық санлардың қосындысының тұрақты болыу нызамы аүысыұ қағыйдасы деп аталатуғын қағыйданы анықлаўға мүмкіншилик береди. Бул қағыйда бойынша берилген α- ямаса β-ыдыраудың нәтижесинде қандай элементтиң пайда болатуғынлығын анықлаўға болады. α-ыдырауды дәслепки ядродан

гелий атомының ядросы ${}_2^4He$, яғнай зарядлық саны 2 ҳәм массалық саны 4 ке тен бөлекше шығарылады. Соңлықтан, пайда болған жаңа элемент дәслепки элементке қарағанда еки бирликтеги киши болған зарядлық санға ҳәм төрт бирликтеги кем массалық санға ийе болыуы керек. Дәслепки ядроны X символы менен, ал пайда болған ядроны Y символы менен белгилеп, α-ыдыраў процессин төмөндегидей схема түринде жазамыз:



Зарядлық сан элементтиң Менделеевтиң дәүирлик системасындағы орнын анықтайтуғын болғанлықтан, (2)-схемадан α-ыдыраўдың нәтийжесинде Менделеевтиң дәүирли системасында дәслепки элементтен еки орын алдында туратуғын жаңа элементтиң пайда болатуғынлығы келип шығады.

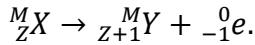
α-ыдыраўға мысал сырттында радийдин (${}_{88}^{226}Ra$) α-бөлекшесин шығарыўының нәтийжесинде эманаций ${}_{86}^{222}Rn$ да айланыуы хызмет ете алады:



Радонның массалық саны радиийдин массалық санынан 4 бирликтеги кем ҳәм соңлықтан ол Менделевтиң дәүирли системасында радийден (силтили жер элементи) еки орынға алдыда туратуғын инерт газ болып табылады.

β-ыдыраўды дәслепки элементтиң ядросынан электрон шығарылады. Электронның массасы водород атомының массасынан дерлик еки мың есе киши. Соңлықтан электронның массалық саны шама менен нолге тең. Электронның заряды сан мәниси бойынша протонның зарядына тең, бирақ терис. Соңлықтан электрон үшін $Z = -1$ шамасын бериү керек.

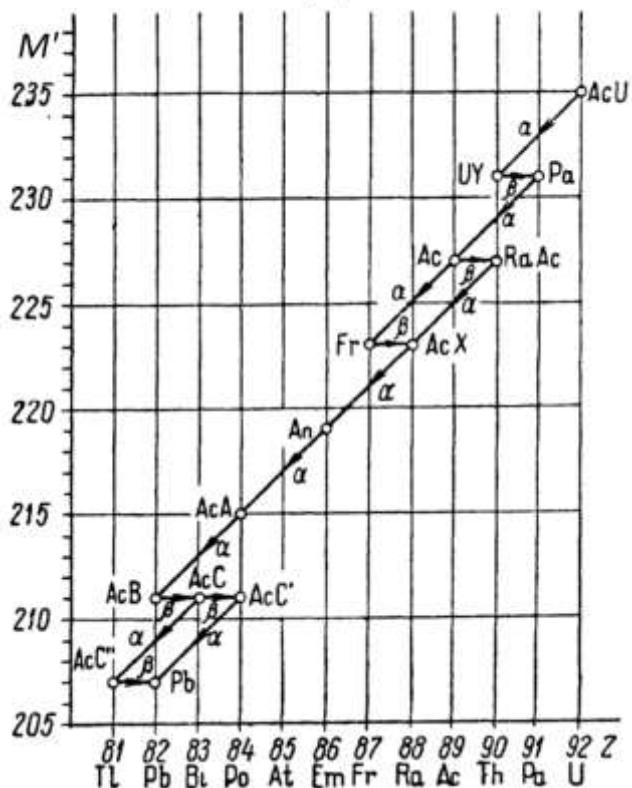
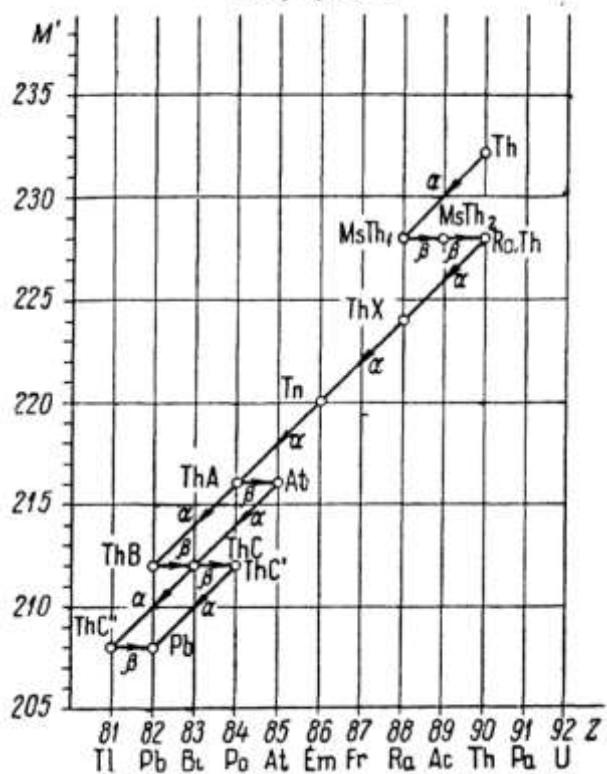
Усыған байланыслы электронды ${}_{-1}^0e$ символы менен белгилеймиз. Бундай жағдайда β-ыдыраўдың схемасы мынадай түрге ийе болады:

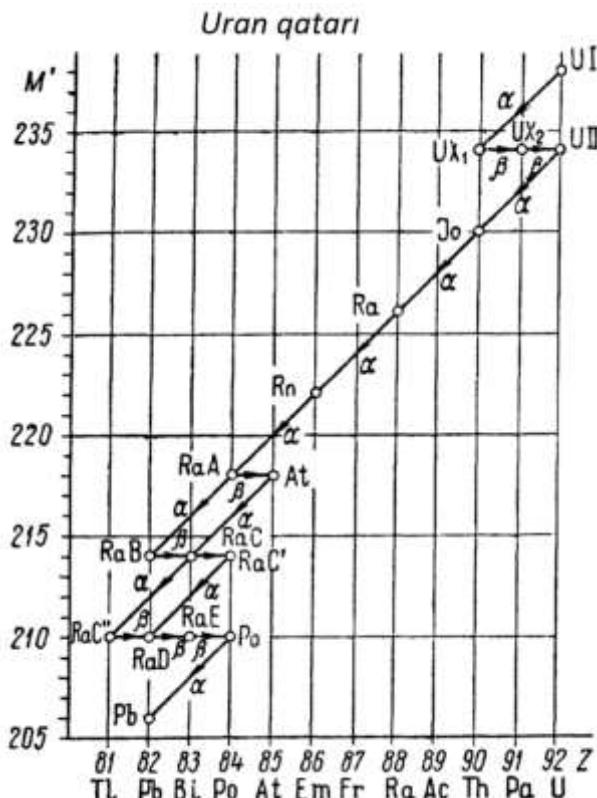


Жаңа ядроның массалық саны дәслепки ядроның массалық санына тең, ал оның зарядлық саны би бирликтеги үлкен. Нәтийжеде β-ыдырауда Менделеевтиң дәүирлик системасында дәслепки элементтен бир орын кейин туратуғын жаңа элемент пайда болады.

Жоқарыда көлтирилген еки қағыйда жердин қабығындағы аүыр элементлердин тәбийи радиоактивлигинде болып өтетуғын буннан кейинги барлық избе-из айланысларды толық түснінігүе мүмкіншилік береди. Радиоактив элементлердин үш қатары ямаса үш семействосы бар екен. Олардың баслаушылары мыналар: уран ${}_{92}^{238}U$, торий ${}_{90}^{232}Th$, актиноуран (AcU) деп аталатуғын уранның изотопы ${}_{92}^{235}U$. Соңғы қатар актинийлик қатар деп аталады.

389-сүретте барлық үш радиоактивли қатардағы избе-из айланыслар көрсетилген. Абсцисса көшерине Z зарядлық сан, ал ордината көшерине массалық сан M қойылған. Бул диаграммада α-ыдыраў шепке ҳәм төменге қарай жылжыўға алып келеди, ал β-ыдыраў болса горизонт бағытындағы онға қарай жылжыұды болдырады. Қатарлардың үшесі де қорғасынның ($Z = 82$) стабилли (яғнай радиоактивли емес, орнықлы) изотопы менен тамамланады. Бул қатарлардың айырым ағзаларының атамалары тарийхый қәлиплескен: уран- X_1 (UX_1), уран- X_2 (UX_2); радий A , радий B (RaA ҳәм RaB); мезоторий ($MsTh_1$ ҳәм $MsTh_2$) ҳ.т.б. Олардың барлығы да зарядлық санлары $Z = 92$ менен $Z = 81$ дин арасындағы элементлердин изотоплары болып табылады. Мысалы, радон (${}_{86}^{222}Rn$), торон (${}_{86}^{220}Tl$) ҳәм актинон (${}_{86}^{219}An$) $Z = 86$ болған (эмансация) инерт газдин ҳәр қыйлы үш изотопы болып есапланады. ThC' ҳәм AcC'' арқалы белгиленетуғын торийлик ҳәм актинийлик қатарлардың ағзалары таллийдин еки радиоактив изотоплары болып табылады ($M = 208$ ҳәм 207). Ал таллийдин өзи тәбийи түрде еки стабилли изотопқа ийе (${}_{81}^{203}Tl$ ҳәм ${}_{81}^{205}Tl$).

Aktiniy qatari*Toriy qatari*



389-сүйрет. Радиоактивли қатарлардағы айланыслар.

Қатарлардың үшеүі де тармақланыўларға иие. Бул жағдай бир элементтің α - ҳәм β -ыдыраўларға қәбилетли болғанлығы себепли жүзеге келеди. Мысалы, уран қатарында $^{214}_{83}Ra$ элементи β -ыдыраў жолы менен $^{214}_{84}RaC'$ ге ямаса α -ыдыраў жолы менен $^{210}_{81}RaC''$ ке айланыў қәбилетлигine иие. Буннан кейин RaC' α -ыдыраўға, ал RaC'' β -ыдыраўға ушырайды; бул еки ыдыраұдың да бир элемент $^{210}_{82}RaD$ ның (қорғасынның радиоактив изотопы) пайда болыўына алып келеди. Буннан кейин $^{227}_{89}Ac$ ден басланатуғын және де бир тармақланыўды қараймыз. Басым көпшилик жағдайларда (99%) бул элементтің ядросы β -бөлекшесин шығарады ҳәм $^{227}_{90}RaAc$ ге айланады (торийдың изотопы). Бирақ айырым жағдайларда $^{227}_{89}Ac$ изотопы α -бөлекшесин шығарады ҳәм $Z = 87$ ҳәм $M = 223$ элементтине айланады; бул Менделеев тәрепинен болжап айтылған экацезий (франций) элементиниң радиоактивли изотопы (бул элементтің стабилли изотопы жоқ). Уран менен торийдин радиоактивли қатарларында көп болмаған мұғдарда $Z = 85$, $M = 218$ ҳәм $Z = 85$, $M = 216$ ядролары да пайда болады. Олар Менделеев тәрепинен болжап айтылған экаиод (астатин) элементиниң радиоактивли изотоплары болып табылады.

Үш қатардың барлығы да ярым ыдыраў дәүири жүдә үлкен болған элементлерден басланады: $^{238}_{92}U$ изотопының ярым ыдыраў дәүири $\tau = 4,4 \cdot 10^9$ жыл; торий ушын $\tau = 1,8 \cdot 10^{10}$ жыл ҳәм AcU ушын дәүир $\tau = 4 \cdot 10^8$ жыл. Бул жағдай жердин қабығында радиоактив элементлердин бар болыў фактyn түсниндиреди. Ески дәүирлерде женил элементлерден бул элементлердин пайда болыўы керек. Жердин қабығына келип түсип, олар барлық тәбийи-радиоактивли элементлердин тийкарын салыўшылар болып ыдырай баслаған. Олар пайда болған моменттен бизин дәүирлеримизге шекем олар толығы менен ыдырап үлгермеген. Радиоактив элементлер табылатуғын орынларда қорғасын сөзсиз болады, ал

қорғасын болса олардың ыдырауының ең ақырғы өними болып табылады. Жоқарыда айтылып өтилгендей, уран қатары ^{206}Pb менен, торий қатары ^{208}Pb менен ҳәм актиний қатары ^{207}Pb менен питеди. Усыған сәйкес, уран рудаларында ($^{238}_{92}U$ ҳәм $^{235}_{92}U$ изотопларына иие) ^{206}Pb менен ^{207}Pb изотопларының араласпасына, ал торий рудасы таза ^{208}Pb изотопына иие болады. Бул жердин қабығындағы стабилли изотоплардың айырым түрде бирден-бир ушырасыўы болып табылады.

Жоқарыда көрсетилген радиоактив элементлерден басқа жұдә ҳәлсиз радиоактивликке калий ($\tau = 1,3 \cdot 10^9$ жыл), рубидий ($\tau = 6,5 \cdot 10^{10}$ жыл) ҳәм самарий ($\tau = 6,7 \cdot 10^{11}$ жыл) иие.

Хәзирги ўақытлары биз баска элементлердин көп санлы радиоактив изотопларының бар екенлигин билемиз. Бирақ, олар жердин қабығында тәбийи түрде ушыраспайды ҳәм тек жасалма түрде алынады. Бул жағдай усы изотоплардың барлығы ушын ярым ыдырау дәүириницә салыстырмалы киши екенлиги менен түсндириледи. Соныңтан, егер олар жердин қабығында қашан болса да болған болса, олар усы ўақытларға шекем толық ыдырап үлгерген.

§ 371. Радиоактив құбылысларды бақлау усыллары. Ең дәслеп радиоактивлик α - β - γ -нурлардың фотографиялық пластиинкаға тәсири ямаса ҳауаны ионластырыўы бойынша бақланды. Ҳәр қыйлы радиоактив элементлердин тәсири ионизацияны қоздырыў қәбилетлиги бойынша бақаланған. 1910-жылы радиология бойынша халық аралық конгресс радиоактивликтиң бирлиги сыптында радонның 1 г таза радий менен тең салмақлық ҳалдағы активлигин қабыл етти. Бул бирлик 1 кюри деп аталды. Усы бирлик пенен бир қатарда оның түүнди бирликлери болған милликори ҳәм микрокори пайдаланылады.

Бул усыллардан басқа радиоактив нурларының усы нурлар тәрепинен қатты денелерде пайда етилетуғын флуоресценция бойынша да анықланды.

Радиоактив ыдырауды бөлинip шығатуғын үлкен энергиялар айырым α ҳәм β -бөлекшелерин регистрациялауға мүмкіншилик береди. Солай етип, радиоактивлик областта айырым элементар процесслерди бақлаудың сәти түседи. Бул жағдай ядролық физиканың хәзирги ўақытлардағы барлық рајажланыўында әхмийетли орынды ийелейди.

Айырым бөлекшелерди регистрациялаудың ҳәр қыйлы усылларын қараймыз.

1. Сцинтиляциялар усылы. Айырым бөлекшелердин регистрациялаудың бул ең әпиүайы усылы бир бөлекшениң келип урылыўының салдарынан флуоресценцияланатуғын заттың (мысалы, күкиртли цинктин) шығарылған жақтылықтың интенсивлигинин адамның көзи менен (адаптация ҳалында, 306-параграф) сезгендей дәрежеде үлкен болатуғынлығына тийкарланған. Егер күкиртли цинктен исленген экранды α -бөлекшелеринин жолына жайластырып, оны үлкен болмаған үлкейтиұди беретуғын микроскоп пенен қарағанда микроскоптың көриү майданында айырым жылтылдылар - сцинтиляциялар көринеди. Ҳәр бир жылтылды бир α -бөлекшесинин экранға келип урылыўына сәйкес келеди. Солай етип, экранға келип түсетуғын α -бөлекшелеринин санын тиккелей санау ҳәм экранның бетиндеги қайсы орынға келип түскенлигин анықлау мүмкін.

Сцинтиляциялар усылын тез үшатуғын β -бөлекшелерин регистрациялау үшын да пайдаланыуға болады.

Флюоресценциаланыўшы экранға келип түсетуғын α -бөлекшелеринин санын тиккелей санау берилген радиоактив дерек тәрепинен барлық тәреплерге шығарылатуғын α -бөлекшелеринин санын анықлауға мүмкіншилик береди. Оның ушын бақланған сцинтиляциялар санын $4\pi/\omega$ ға көбейтиү керек. Бул жерде ω арқалы радиоактив препарат жайласқан орыннан экран көринетуғын денелик мүйеш белгиленген. Усындай усыл менен 1 г радиийдин (Ra) бир секундта $3,7 \cdot 10^{16}$ α -бөлекшесин шығаратуғынлығы анықланды.

Соңғы санды билип, радиоактив ыдыраудағы пайда болған гелийдин саны бойынша Авагадро саны N ди анықлауға болады. Егер биз радийдин базы бир муғдарын α -бөлекшелери шығып кете алмайтын жабық ыдысқа салсақ, онда ыдыста гелий жыйнала баслайды. Уран қатарын қараудан (389-сүрет) Ra ден кейин α -бөлекшелерин шығаратуғын Rn , RaA ҳәм RaC' элементлериниң бар екенлигин көремиз. Усы үш ағзада қатарды қарауды тоқтатыуға болады, Себеби RaD салыстырмалы үлкен ярым ыдырау дәүирине иие болады ($t = 22$ жыл) и сонлықтан бақлау жүдә көп үақыт даўам етпейтуғын болған жағдайда α -активликке иие болған бүннан кейинги элемент (Po) тек жүдә киши муғдарда ғана жыйналады. Төң салмақлық ҳалында барлық төрт Ra , Rn , RaA ҳәм RaC' қатар үақыт бирлигінде бирдей сандағы α -бөлекшелерин шығарады. Олардың жыйнағының саны $n = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 7 g^{-1} sek^{-1}$ шамасына төң. Усы α -бөлекшелериниң есабынан ыдысты гелий жыйналады. Тиккелей өлшеўлер 1 г радииде бир жылда 172 mm^3 көлеминдеги гелийдин жыйналатуғының көрсетеди. Бул ҳәр секундтағы моллер үшін мынадай санды береди:

$$\nu = \frac{172}{22,4 \cdot 10^6 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} = 2,43 \cdot 10^{-13} \text{ mol/sec.}$$

Бүннан Авагадро саны үшін мынадай мәнисти аламыз:

$$N = \frac{n}{\nu} = \frac{14,8 \cdot 10^{10}}{2,43 \cdot 10^{-13}} = 6,07 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}.$$

Бул шама бақлаулардың қәтелеклердин шеклеринде басқа үсыллар менен алынған N ге сәйкес келеди.

Хәзирги үақытлары сцинтиляциялар үсылы сцинтиляцияланыұшы есаплағышларда қолланылады. Сцинтиляциялық есаплағыш фотокөбейткисиң тиккелей алдына жайластырылған люминесцияланатуғын кристалдан туралы (306-параграфқа қараңыз). Ол сцинтиляциялар жақтылығының тәсиринде регистрацияланатуғын тоқ ипульсин пайда етеди. Фосфоресценцияланатуғын затлар жүдә көп. Олардың ишинде жүдә киши үақыт жақтылық шығаратуғын органикалық затлар көп (шама менен 10^{-9} сек); фотокөбейткисиң тоқ импульсиниң ұзақтығы оннан да киши, шама менен 10^{-10} секундты қурайды. Бул жағдайлар биринен соң бири жүдә киши үақыт аралығында өтетуғын жылтылдыларды регистрациялауға мүмкіншилік береди, солай етеп, әсбап үақыт бойынша үлкен ажыратта алыу қабилетлигіне иие болады. Сцинтиляциялық есаплағышлар ионизациялық есаплағыштарға салыстырғанда бөлекшелердин ҳәр қыйлы түрлерин бақлауда эффективлиги жоқары. Сондай фосфорлар бар, олардың жақтылық шығарыуы сцинтиляцияны жүзеге келтиретуғын бөлекшениң энергиясына пропорционал. Бул есаплағышты бөлекшениң энергиясын өлшеў үшін пайдаланыуға мүмкіншилік береди.

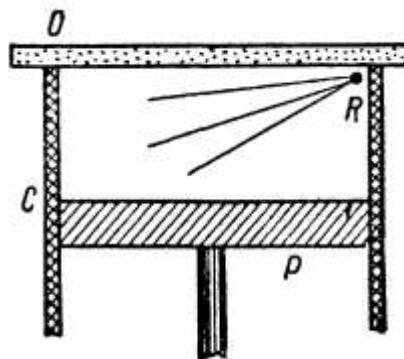
2. Вильсон камерасы. Вильсон камерасының ҳәрекети газлерде ионлардың пүүлардың конденсациясының орайлары болып табылатуғының тийкарланған. Егер газ бенен бирге аса тойынған пүүлар бар кеңислик арқалы жолында ионларды пайда ете алатуғын тез ушатуғын бөлекше өтсе, онда пайда болған ионлардың әтирапында майда тамшылар пайда болады. Камерада бөлекшениң траекториясының изи думанның жиңишике жолағы түринде қәлиплеседи. Жеткиликли дәрежедеги қапталдан жақтыландырыу болғанда үсындай излерди көз бенен тиккелей көриүге ямаса сүретке түсириүге болады.

390-сүретте Вильсон камерасының схемасы берилген: C - ишинде газ бенен сүйдің ямаса басқа сүйіктың тойынған пүүлары бар цилиндр тәризли ыдыс; жоқарыдан цилиндр шийше айна O менен жабылған. C цилиндринде P поршени қозғала алады. P поршенин үлкен тезлик пенен төменге түсиргенде газ адиабаталық рәүиште кеңейеди, үсының нәтийжесинде ол салқынлайды ҳәм пүүлар аса тойынған ҳалға келеди. Егер ыдысқа R радиоактив препаратының жүдә аз муғдары алып келинетуғын болса, онда усы радиоактив препарат тәрепинен шығарылған бөлекшелер өзинин траекториясының

бойындағы газди ионластырады ҳәм усы ионларда пайда болған думан траекториялары көринетүғын етеди. 6-сүйретте (қосымшаға қараңыз) ThC препаратынан шыққан α-нурларының жолларының излериниң фотосүйрети келтирилген.

Вильсон камерасы β-нурларының излерин де бақлауға мүмкіншилик береди. β-бөлекшелери өзиниң жолының узынлығының бир бирлигінде α-бөлекшелерине қарағанда аз салы ионларды пайда ететүүн болғанлықтан олардың излерин α-бөлекшелериниң излерине салыстырғанда жиңишке болады. Салыстырмалы киши тезликтер менен қозғалатуғын β-бөлекшелери иймейген излерди береди. Себеби олар газдин атомлары менен соқлығысқанда өзлериниң бағытын жеңил өзгерти; тез қозғалатуғын β-бөлекшелер түүрү сызықлы жолларды береди. Солай етип, Вильсон камерасындағы излердин сыртқы түри бойынша бақланатуғын бөлекшениң тәбияты ҳақында гәп етиүге болады.

390-сүйрет.
Вильсон камерасының дүзилисiniң
схемасы.



Бириңи рет Д.В.Скобельцын тәрепинен жетилистирилген усыл Вильсон камерасын усы камераның көшерине параллель болған турақты магнит майданына жайластырған жағдайда алынады. Бундай жағдайда β-бөлекшелердин траекториясы винтлик сызықтың бир бөлиминен туралды (α -бөлекшелери ушын олардың массасының үлкен болатуғылығына байланыслы траекторияның майысыўы киши). β-бөлекше магнит майданының бағытына перпендикуляр қозғалған ең әпиүйайы жағдайда оның траекториясы доға тәризли болады ҳәм оның радиусы R мынаған төң (II томдағы 217-параграфқа қараңыз):

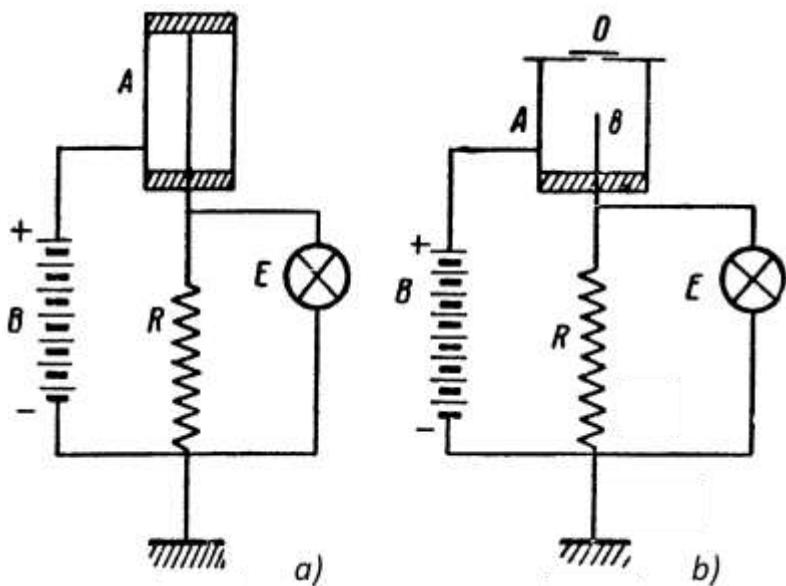
$$R = \frac{c}{e/m} \cdot \frac{\nu}{H}. \quad (1)$$

Бул аңлатпада H - магнит майданының кернеўлиги, ν - бөлекшениң тезлигі.

β-бөлекшелер (электронлар) ушын e/m қатнасының шамасы белгили болғанлықтан, (1)-формула бойынша ν тезлигин ҳәм соған сәйкес, бақланатуғын β-бөлекшесиниң кинетикалық энергиясын анықлауға болады. Тез қозғалатуғын β-бөлекшелери ушын олардың массасының тезликтен ғәрзлигін есапқа алыш керек.

3. Ионизациялық есаплағыштар. Бөлекшелердин ионизациялық есаплағышы ҳәзири үақытлары кең түрде пайдаланылатуғын әсбап болып табылады. Сабаклы (391-а сүйрет) ямаса ушлы (391-б сүйрет) есаплағыштардың болыўы мүмкін. Сабаклы есаплағыш тийкарлары изолятор менен жабылған цилиндр тәризли A трубкасынан ибарат. Трубканың көшери бойынша металл сабақ тартылған. Есаплағыш төменги басымдағы қандай да бир газ бенен толтырылған (10 - 20 см сынап бағанасының басымындай). Есаплағыштың сабағы жер менен жұдә үлкен R қарсылығы арқалы тутастырылады. Сабақ пенен трубканың дийўалларының арасында B батареясының жәрдеминде есаплағыштың ишиндеги газдин тесип өтиў потенциалына салыстырғанда әдеўир киши болған V потенциаллар айырмасы

пайда етиледи⁵². Есаплағыштың ишине тез қозғалатуғын бөлекше кирип келгенде ол газдин ионизациясын жүзеге келтиреди. Нәтийжеде V потенциаллар айырмасының тәсиринде газдин тесилийі орын алады⁵³. Есаплағыш арқалы тоқ өте баслайды ҳәм R қарсылығының бойына кернеудин түсиўи орын алады. Бул кернеудин шамасы E электрометринің жәрдемінде өлшенеди. Есаплағыштың параметрлері оның ишиндеги ионласыўдың тоқтаўы менен разряд тоқтатуғындай етип сыйлап алынады. Солай етип, есаплағышқа ҳәр бир тез қозғалатуғын бөлекшениң келип түсиўи қысқа ўақытты тоқтың (импульстің) пайда болыўына алып келеди. Ҳәзирги ўақытлары есаплағышлар әдетте радиотехникалық құшайтий схемаларына тутастырылады, ал бул схемалар болса бөлекшениң ҳәр бир келип түсиўин механикалық есаплағыштың ямаса фотопленкада регистрацияланатуғын жақтылық жылтылдыларының жәрдемінде белгилеўге мүмкиншилик береди.



391-сүйрет.
Есаплағышлардың схемасы.
а) сабакты есаплағыш;
б) ушлы есаплағыш.

Ушты есаплағышта (39-б сүйрет) сабак B ийнеси менен алмастырылған. А трубкасының алдыңғы ушы O саңлағы бар қақпақ пенен, ал бул O қақпағындағы саңлақ бөлекшелердин есаплағышқа кире алғыў ушын жуқа фольга менен жабылған. Ушлы есаплағыштың ишиндеги газдин басымы киши болыўы да, атмосфералық басымға тең болыўы да мүмкін. Бул ушлы есаплағыштың ислеў принципи сабағы бир есаплағыштың ислеў принципи менен бирдей.

Тоқтың күши бөлекшелердин тәсиринде пайда болған ионлардың санына пропорционал болған есаплағышларды пропорционаллық есаплағышлар деп атайды. Олар α -бөлекшелеринин тәсирин әззирек ионластыратуғын β -бөлекшелеринен айырыўға мүмкиншилик береди. Пропорционаллық есаплағыштың жумыс ислеўин оның тек күшли ионластырытуғын бөлекшелерди (α -бөлекшелерин) регистрациялай алатуғындай етип сыйлап алыў мүмкін.

Есаплағышлар ү-нурларын бақлаў ушын да жарамлы. Олар өзлери пайда еткен екинши электронлар (фотоэлектронлар, комптонлық электронлар) бойынша регистрацияланады.

Есаплағышларды гейпара ўақытлары сәйкес келиў схемасы бойынша да пайдаланады. Бул схема мынадан ибарат: күшайтиўши радиотехникалық дүзилис еки (ямаса оннан да көп

⁵² Рус тилиндеги "пробивной потенциал" ("тесип өтетуғын потенциал") сөзинин орнына "тесип етиў потенциалы" сөзи пайдаланылды (Аўдарыўшылар).

⁵³ Яғнай "происходит пробой газа" - "газдин тесилийі орын алады" (Аўдарыўшылар).

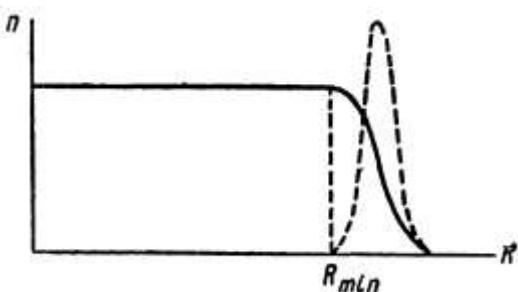
санлы) есаплағышлардағы бир үақыттағы импульслерди ғана регистрациялайды. Демек, тек еки есаплағыш арқалы ушып өтетуғын тек бир бөлекшени ғана белгилейди.

4. Қалың қатламлы фотопластинкалар усылы. Бул усыл совет физиклери Л.В. Мысовский ҳәм А.П.Жданов тәрепинен испеп шығылды.

Усыл бромлы гүмистиң α -бөлекшеси ушын өткен дәнешесинде ыдырауының орын алатуғынлығына тийкарланған Сонықтан фотографиялық эмульсияның қалың қатламында (қалыңтығы 50-300 мкм) қайта ислегеннен кейин бөлекшениң биринен соң бири жайласқан қарауытқан ноқаттар түриндеги изи алынады. Бул излер микроскопта көринеди. Усылдың артықмашығы оның қосыу тәсіри болап табылады. Бөлекшениң тәсіринде бромлы гүмистиң ыдырауы базы бир үақыттың ишинде сақланады, сонықтан бир пластинка биреүинен соң әдеүир үақыт кейин өткен көп санлы бөлекшелерди де регистрациялау ушын пайдаланыу мүмкін.

§ 372. Альфа-ыдырау. Радиоактив элементлер тәрепинен шығарылған α -бөлекшелериниң басланғыш тезликтери шама менен 10^9 см/сек шамасында. Бундай тезлик бир неше мэВ энергияға сәйкес келеди.

Қандай да бир зат арқалы өткенде α -бөлекше азмаздан энергиясын жоғалтады ҳәм бул жағдай ақырғы есапта оның тоқтауына алып келеди. Вильсон камерасында ҳәр қыйлы радиоактив элементлер ушын ҳаўадағы (нормаль басымдағы) α -бөлекшелериниң траекторияларының излериниң узынлығы шама менен 2,6 ден 11,5 см ге шекем жетеди. Жолының усындай узынлығында α -бөлекше буннан кейин ҳаұаны енди ионластыра алмайтуғындағы дәрежеде өзиниң тезлигин жоғалтады. Берилген радиоактив зат ушын барлық излердин узынлығы шама менен бирдей. Бул жағдай берилген сорттағы ядролардан шығатуғын α -бөлекшелериниң тезликтериниң бир текли екенлигин аңғартады. α -бөлекшесиниң жолының узынлығы оның жууырып өтиў узынлығы деп аталады. 392-сүйретте (тутас иймеклик) R дин берилген мәнисине тең ямаса оннан үлкен болған қашықтықты өткен α -бөлекшелериниң саны n ниң R шамасынан ғәрэзлиги көрсетилген. Көринип турғанындағы, базы бир R_{min} шамасына шекем бөлекшелердин санының ис жүзинде турақты болады. Буннан кейин берилген радиоактив зат шығаратуғын α -бөлекшелериниң саны $R > R_{min}$ жолын өткен кейин тез кемейеди. Бул берилген радиоактив зат тәрепинен шығарылатуғын α -бөлекшелериниң жууырып өтиў жолының жүдә үлкен болмаған шеклерде вариацияланатуғынлығын көрсетеди. Пунктир иймеклик бөлекшелер санының жууырып өтиў узынлығы бойынша тарқалыуын береди.



392-сүйрет.
 α -бөлекшелериниң жууырып өтиў иймеклиги.

α -бөлекшеси заттар арқалы өткенде олардың энергиясының жоғалыуы тийкарынан электронлар менен соқлығысынан өткендегі болады. Бундай жағдайда ҳәр бир айрым соқлығысында α -бөлекше тек өзиниң энергиясының үлкен болмаған бөлимин ғана жоғалтады. Толық тоқтау ушын жүдә көп санлы соқлығысынан жүзеге келийи керек. Жууырып өтиў узынлықтарының ҳәр қыйлы болыуы флюктуациялық характерге ийе болады ҳәм жууырып өтиў жолының узынлығына салыстырғанда үлкен емес.

Жүйірып өтиў жолының узынлығы R шама менен α-бөлекшесиниң дәслепки тезлигиниң кубына пропорционал:

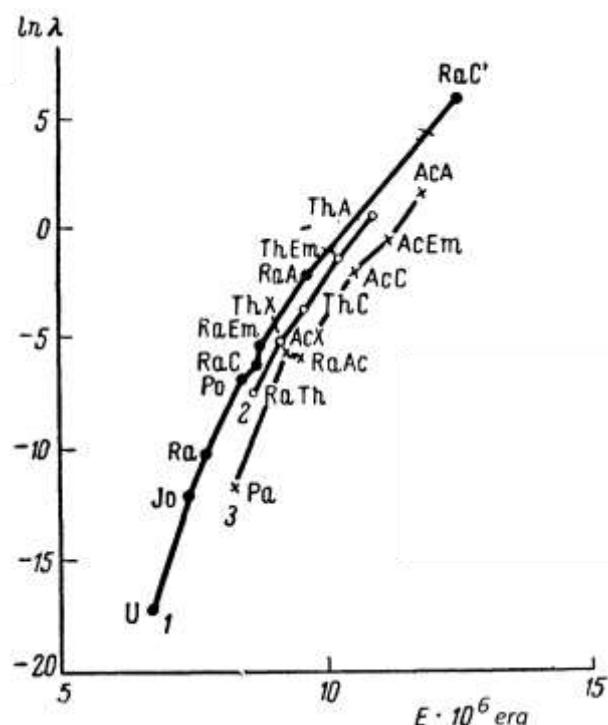
$$R \cong av^3. \quad (1)$$

Бул қатнас орта тезликтеги α-бөлекшелери ушын дұрыс. Тез қозғалатуғын α-бөлекшелери ушын жүйірып өтиў жолының узынлығы шама менен v^4 ке пропорционал өседи.

α-бөлекшелериниң тезликлерин дәл өлшеў магнит майданындағы олардың аўысыўы бойынша өлшеўге болады. Бириңши рет П.Л.Капицаға бундай өлшеўлерди орынлаудың сәти түсти. Ол кернеўлиги жүдә үлкен болған (бир неше жұз мың эрстед) магнит майданын қысқа ўақыттың ишинде алыў ушын арнаұлы дүзилисти дәретти. Магнит майданындағы өлшеўлер берилген радиоактив заттың, улыўма айтқанда, тезликлери бир бириңен үлкен болмаған айырмаға ийе α-бөлекшелериниң бир неше группаларын шығаратуғындығын көрсетти. Ҳәр бир группаның шеклеринде тезликлер жүдә бир текли. Усының менен бир қатарда, берилген элемент ушын әдеттегидей жүйірыў жолына ийе α-бөлекшелери менен бир қатарда көп болмаған муғдарда узын аралықтарға жүйірып өтетуғын α-бөлекшелери де бар болады екен. Мысалы, α-бөлекшелериниң ҳәр бир миллионының ишинде шама менен 28 бөлекше 7 см шамасындағы жүйірып өтиў жолына ҳәм 11 см жүйірып өтиў жолына 5 бөлекше ийе болады екен.

393-сүйрет.

Гайгер-Нэттол нызамы:
Уранның (1), торийдин (2) ҳәм
актинийдин (3) қатарлары.



α-бөлекшесиниң дәслепки тезлиги менен радиоактив элементлердің ярым ыдыраў ўақыты тұдың арасында белгили болған байланыс орын алады: ярым ыдыраў дәүири қанша киши болса, радиоактив элемент соншама тезирек қозғалатуғын α-бөлекшелерин шығарады екен. Бул байланыс санлық жақтан әмпирикалық материалды таллаудың тиикарында табылған Гейгер-Неттол нызамы деп аталатуғын нызам бойынша аңғартылады⁵⁴:

⁵⁴ Ҳәзирги ўақытлары α-бөлекшелериниң энергиясы менен радиоактив ядроның ярым ыдыраў дәүириниң арасындағы функционаллық нызамды аңғартатуғын Гейгер-Неттол нызамын (Х.В.Гейгер, Дж.Неттол) бывайынша жазады:

$$\ln \lambda = A \ln R + B. \quad (2)$$

Бұл теңликтегі R - α -бөлекшелеринің жууырып өтийү жолының узынлығы, λ - радиоактив ыдыраудың тұрақтысы, A - базы бир универсаллық тұрақты, B - берилген радиоактив қатар ушын тән болған тұрақты. $R \cong a\nu^3$ теңлиги орынлы болғанлықтан, (2)-қатнас киши ярым ыдырау дәүирине ийе болған ядролардың тез қозғалатуының α -бөлекшелерин шығаратуының аңғартады.

Гейгер бойынша жууырып өтийдің узынлығы мынаған тең:

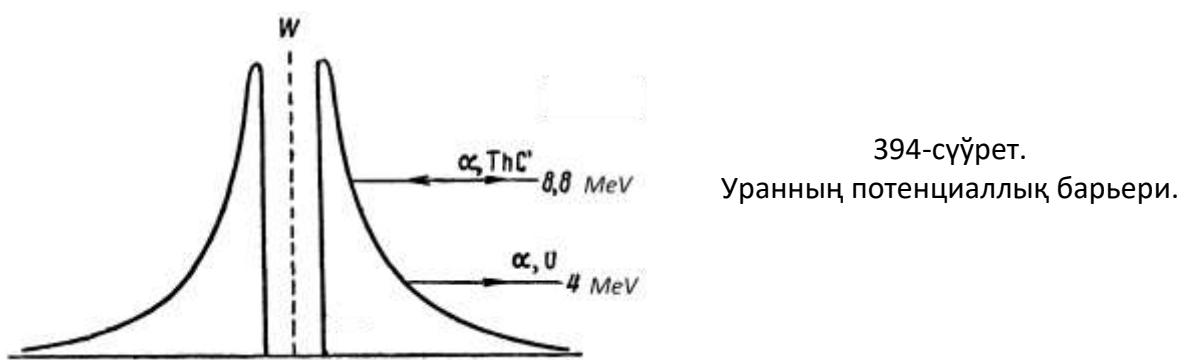
$$R = a\nu^3 = a'E^{3/2}.$$

Бул теңликтегі ν арқалы α -бөлекшелеринің тезлигі, E арқалы энергия, a ҳәм a' арқалы тұрақты шамалар белгиленген. Соныңқтан, мынадай теңлик орынлы болады:

$$\ln \lambda = A' \ln \nu^3 + B = A'' \ln E + B. \quad (2a)$$

Бул формула энергияның λ менен бир үақытта өсиү тенденциясын аңғартады. $\ln \lambda = f(E)$ иймекликлери 393-сүйретте көрсетилгендей түрге ийе болады. Тәжирийбелер (2-а) теңлемениң бириңи жууықлауда ғана қанаатландыратуының көрсетеди.

α -бөлекшелеринің шашырауы бойынша өткериленген тәжирийбелер (340-параграф) α -бөлекше менен қандай да бир атомның ядроның арасында 10^{12} - 10^{13} см қашықтықтарға шекемги аралықтарда Кулонлық ийтерилис күшиниң ҳұким сүретуының көрсетеди. Жеңіл ядроларда шашырағанда 10^{-12} см қашықтықта Кулон нызамының бираз бузылатуының бақланады: ийтерилис күшлеринің шамасы Кулон нызамы дәл орынланатуын жағдайдағыңа салыстырғанда киши. Жағдай кулонлық ийтерилис күши менен бир қатарда қосымша тартылыс күши пайда болғандай болып көринеди. Бирақ усындај жағдайға қарамастан, егер сиyrек ушарасатуын айырым жағдайларды есапқа алмағанда (375-параграф) α -бөлекшелеринің атомлардың ядролары менен соқырысының серпимли өтеди. Бул мынаны аңғартады: ядроның дөгерегінде потенциаллық барьер бар болып, оның максималлық бийиклигі ушын келетуын α -бөлекшесинің басланғыш кинетикалық энергиясынан үлкен. Усынның менен бирге, α -ыдырау процесси айыр элементлердин ядроларында α -бөлекшелеринің бар екенligин көрсетеди. Демек, ядроның ишинде потенциаллық шукырдың болыуы керек. Ядроның улыұмалық потенциаллық майданды 394-сүйретте көрсетилген иймекликтің жәрдемінде көрсетій мүмкін. Иймекликтің сыртқы бөлімлери гиперболалар болып табылады ҳәм бул жағдай ядроның сыртындағы майданның кулонлық характерге ийе екенligин көрсетеди.



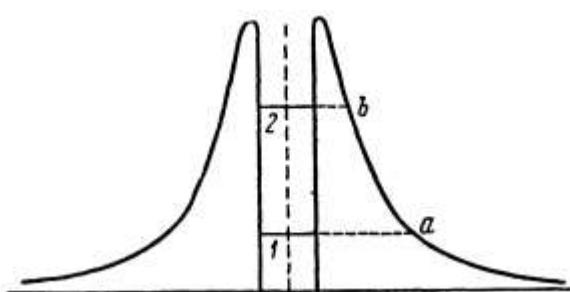
Экспериментлерде алынған мағлыуматларды таллау ядроның ыдырауының салдарынан пайда болған α -бөлекшелеринің тезликлеринің классикалық механиканың

$$\lg T_{1/2} = a \frac{Z}{\sqrt{E}} + b.$$

Бул теңликтегі E - α -бөлекшесинің энергиясы, $T_{1/2}$ - радиоактив ядроның ярым ыдырау дәүири, Z - зарядлық сан (ядроның қатар саны), a менен b - константалар (Аўдарыўшылар).

көз-қарасларына сәйкес келмейтуғынлығын көрсетеди. Мысал сыптында уранның α-ыдырауын қараймыз. Тәжирийбелер, ThC' ядролары тәрепинен шығарылатуғын энергиясы 8,8 МэВ болған жүдә тез ушатуғын α-бөлекшелериниң уран ядроларынан Кулон нызамына сәйкес шашырайтуғынлығын көрсетеди. Демек, уран ядросының потенциаллық барьериниң бийиклиги 8,8 МэВ тен жоқары жайласқан болыұы керек (394-сүйрет). Классикалық көз-қараслар бойынша, бундай жағдайда уран ядроларының ушын шығатуғын α-бөлекшелериниң 8,8 МэВ тен үлкен энергияға ийе болыўының керек екенлигі келип шығады. Себеби оның ядродан ушып шығыўы ушын потенциал барьер арқалы өтийи керек. Ҳақыйқатында, уран тәрепинен шығарылатуғын α-бөлекшелериниң энергиясы бары-жоғы 4 МэВ ке тең. Классикалық көз-қарастаң пүткіллей түсініксіз болған бул жағдай кванттық механикада түсіндіриледі. 365-параграфта айтылып өтилгениндей, кванттық механикада потенциаллық барьер арқалы өтиудің белгili итималлығы бар. Солай етип, ядролардан α-бөлекшелериниң шығарылыуы процесси кванттық-механикалық характерге ийе болады.

Кванттық механикадан барьердин кеңлигі b қаншама киши болса, онда бөлекшениң барьер арқалы өтийиниң итималлығының үлкен болатуғынлығы белгили. 395-сүйретте потенциаллық барьердин кеңлигі d ның оның тәменгі бөлімінде үлкен, ал жоқары бөлімінде киши екенлигі көринип түр. Егер қандай да бир радиоактив ядрода α-бөлекше терендеги қәддице жайласқан болса, онда оның барьер арқалы өтийиниң итималлығы киши; бул усындај ядроның үлкен ярым ыдырау дәүирине ийе болатуғынлығын аңғартады; усының менен бирге бөлекше бәри бир барьер арқалы өтетуғын болса, онда ол потенциаллық иймекликтің тәменгі a иймеклигинде жайласады ҳәм ядро менен ийтерилис күшлериниң есабынан бөлекше алатуғын тезлик киши, ал, керисинше, егер бөлекше 2-жокарғы қәддице жайласқан болса, онда барьер арқалы өтийиниң итималлығы үлкен ҳәм усының менен бирге оның ядродан шыққаннан кейинги тезлигі үлкен болады. α-бөлекше бийик қәддице жататуғын ядро киши ярым ыдырау дәүирине ийе болады ҳәм тезлигі жоқары болған α-бөлекшелерин шығарады. Солай етип, кванттық теория Гейгер-Неттол нызамынан келип шығатуғын қатнасларға тиккелей алып келеди. α-ыдырау процессин қатаң түрде санлы тәрийиплеу ушын ядроның потенциаллық иймеклигинин түрін дәл билиў керек болады.



395-сүйрет.
Ядродағы α-бөлекшелериниң қәддилери.

§ 373. γ-нурларының спектрлери ҳәм ишки конверсия. Көп санды радиоактив элементлердин ыдырауы (α -ыдырауы да, β -ыдырауы да) γ-нурларының шығарылыуы менен жүреди. Бундай жағдайда шығарылған γ-нурларының өзи ыдыраған ядроның өзиниң электронлық қабығындағы фотоэффектті жүзеге келтире алады. Бул процессти **ишки конверсия**, ал γ-нурларының тәсиринде ушып шыққан электронларды **конверсия** электронлары деп атайды. Ишки конверсия процессиниң итималлығы жоқары ҳәм оның мәнисиниң 100 % ке жетиўи мүмкін; бундай жағдайда ең бириňши γ-нурлары пүткіллей бақланбайды, ал тек конверсия электронлары ғана бақланады. Конверсия

электронларының энергиясы болған eV шамасы менен γ -фотонның энергиясы $h\nu$ менен әдеттеги фотоэффектте орын алатуғын қатнастың жәрдеминде бериледи:

$$eV = h\nu - A. \quad (1)$$

Бул теңликті A арқалы электронды берилген қабықтан жулып алыў ушын исленген жумыс белгиленген.

γ -фотонларының энергиясы үлкен болғанлықтан, (1)-қатнас бойынша конверсия электронларының тезликleri де үлкен болады. Бул тезликлердин шамасы β -бөлекшелеринин, яғни тиккелей ядродан шығатуғын электронлардың тезликleri менен барабар. Усының нәтийжесинде көп үақытлар дауамында конверсия электронларын β -бөлекшелер менен шатастыруды. Бул тәбийий радиоактивлик құбылысын таллауды қызынластыруды.

Электронлардың ҳақыйқатында да конверсия электронлары болып табылатуғынылығы (1)-теңликтің тийкарында жүргизиледи. Атомның қабығынан электронды жулып алыў жумысының шамасы сәйкес қәддилердеги электронлардың энергиясына тең. Аўыр атомларда ишки электронлар энергиялары рентгеноскопиялық мағлұмалар бойынша белгили болған жабық K -, L -, M -, N қабықларында жайласқан. Солай етип, егер ядро жийилиги ν болған монохромат γ -нурларын шығаратуғын болса, онда энергияларының мәнислері төмендегидей болған конверсия электронларының шығыўы керек:

$$eV_1 = h\nu - W_K, eV_2 = h\nu - W_{L_I}, eV_3 = h\nu - W_{L_{II}}, \dots \quad (2)$$

Бул теңликті W_K , W_{L_I} , $W_{L_{II}}$ арқалы ядросы γ -нурларын шығарған атомның рентген қәддилеринин энергиялары белгиленген.

XXIX кестениң биринши бағанасында $RaB \rightarrow RaC$ ыдырауында бақланған конверсия электронларының килоэлектронвольтлердеги энергиялары көлтирилген; екинши бағанада $Z = 83$ зарядлық санына тең атомның қабығындағы электронлардың қабықларының W энергиялары қойылған. Төртінши бағанада болса конверсия электронларының энергиялары $h\nu - A$ берилген. Бул жағдайда $h\nu$ дин шамасы 52,91 кэВ шамасына тең деп алынған. Көринип түрғанындей, биринши ҳәм төртінши бағаналарда көлтирилген мәнислер бир бири менен бақлаудардың қәтеси шеклеринде сәйкес келеди. Буннан (2)-қатнастың орынланатуғының келип шығады. 52,91 кэВ шамасы дәслепки γ -фотонның энергиясы болып табылады.

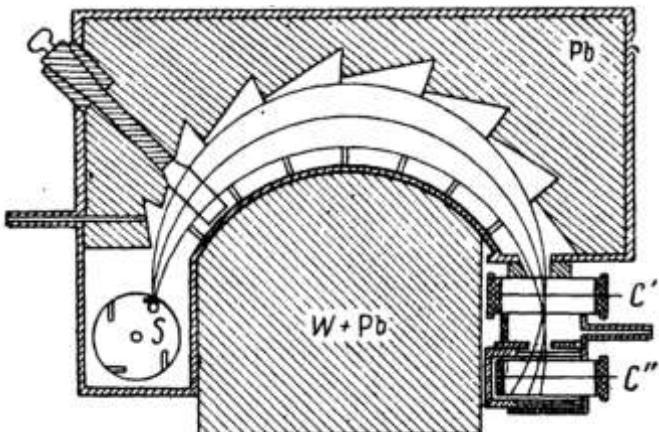
XXIX кесте.

$Z = 83$ болған жағдайдағы элементтің ҳәр қылышы
қабықларынан шыққан конверсия электронларының энергиясы

Бақланған инверсия электронларының килоэлектронвольт- лердеги энергиясы	$Z = 83$ болған жағ- дайдағы атомның қәддилеринин энергиясы W	Кәдди	Конверсия эле- ктронларының еса- ланған $h\nu - A$ энер- гиялары.
36,74	16,34	L_I	36,57
37,37	15,67	L_{II}	37,24
39,63	13,38	L_{III}	39,53
48,85	3,99	M_I	48,92
49,10	3,68	M_{II}	49,23
49,66	3,17	M_{III}	49,74
51,90	0,93	N_I	51,98

XXIX кестеде көлтирилген материалды қарап шығыў қайсы атомның - дәслепки ямаса ақырғы атомның γ -нурларын шығаратуғынлығы мәселесин шешиүге мүмкіншилик береди. Қарап атырылған $RaB \rightarrow RaC$ радиоактивлик процесси β -ыдыраў процесси болып табылады. Бундай жағдайда $Z = 82$ зарядлық санына иие элемент зарядлық саны $Z = 83$ болған элементке өтеди. Демек, $Z = 83$ болған элементтиң энергия қәддилери пайдаланылатуғын болсақ, онда (2)-қатнас орынланады. Буннан γ -нурларының ақырғы RaC элементиниң шығаратуғынлығы келип шығады. Эксперименталлық мағлыұматларды буннан кейинги таллаў барлық белгили болған жағдайларда α - ҳәм β -ыдыраўларда пайда болған γ -нурларының ыдыраўдың салдарынан алынған ядро тәрепинен шығарылатуғынлығын көрсетеди.

Ядра бир емес, ал жийиликлери ҳәр қыйлы v_i шамалары тең болған бир неше γ -нурларын шығара алады. (2)-теңликке сәйкес, бундай сзызықтардың ҳәр қайсысына өзиниң конверсия электронларының группасы сәйкес келеди. γ -нурларының жийиликлери әдетте конверсия электронларының тезликлери бойынша (2)-теңликтин тийкарында анықланады. 396-сүйретте конверсия электронларының тезликлерин анықлаў ушын хызмет ететуғын А.И.Алихновтың магнитли спектрографы көрсетилген. Спектрографта көлденең магнит майданының жәрдеминдеги фокусировка усылы пайдаланылады (II том, 217-параграф). Радиоактив S препараты тәрепинен шығарылатуғын электронлардың траекториялары сүйрет тегислигине перпендикуляр болған магнит майданының тәсиринде белгили R радиусындағы дөңгелектин доғаларын пайда өтеди. Бұл электронлар сәйкес келиў схемасы бойынша ислейтуғын C' ҳәм C'' есаплағыштарына келип туседи.



396-сүйрет.
А.И.Алихновтың магнитли спектрографы.

Әсбаптың үлкен массаса иие болған дийўаллары есаплағыштарды жоқарыда көрсетилген дөңгелеклердин доғаларынан басқа траекториялар бойынша ушып келетуғын бөлекшелерден қорғайды. Сәйкес келиўлер схемасы тосыннан болатуғын сигналлардан қорғайды. Магнит майданының берилген H кернеўлигінде есаплағыштарға тезликлери белгили v болған электронлар ғана келип туседи. H кернеўлигин өзгерте отырып ҳәр қыйлы тезликлерге иие болған электронларды избе-из регистрациялаўға болады.

Д.В.Скобельцын Қомптон құбылысын тебиў электронларының тезликлери бойынша γ -нурларының толқын узынлығын анықлаў ушын қолланды⁵⁵.

Тебиў электронларының тезликлери көлденең магнит майданына жайластырылған Вильсон камерасындағы олардың тезликлеринин майысыўы бойынша анықланған. Бир қатар жағдайларда γ -толқынларының толқын узынлықтары кристаллардағы дифракция

⁵⁵ "Электроны отдачи" сөзи қарақалпақ тилине "тебиў электронлары" түринде аўдарылды (Аўдарыўшылар).

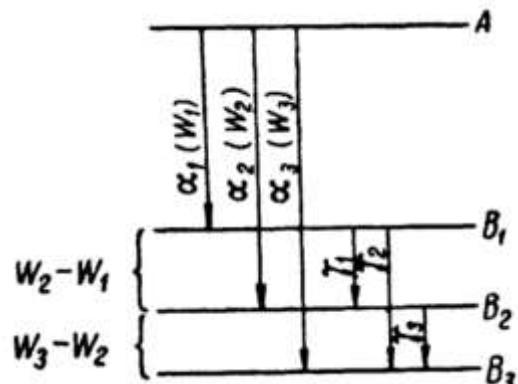
бойынша рентген нурларының толқын узынлықтарын өлшегендей етип өлшенген. ү-нурларының толқын узынлықтары шама менен $0,2 \cong 0,01 \text{ \AA}$ шеклеринде жатады. ү-спектрининң сыйықлары тәменги дәрежедеги монохроматлық пенен айрылады.

Ядросы ү-нурларын шығаратуғын атом сыйықлы рентген спектрин де шығарады. Себеби, конверсия процессинин жүзеге келийинин себебинен ол ишки электронларының бириң жоғалтады ҳәм оның қабықларындағы басқа электронның босаған орынға көшийи мүмкін.

ү-нурларының шығарылыўы ядролардың қозған ҳалда тұра алатуғынлығын көрсетеди. Ядроның қурылышының деталларына итибар бермей-ақ, биз ү-нурларының шығарылыўында атомның электронлық қабықларының жақтылық пенен рентген нурларын шығарғандағы энергияның қатнасларға сәйкес келетуғын энергия қатнасларының орын алатуғынлығын тастыыйықтай аламыз. Егер W менен W' ҳәр қыйлы энергиялық ҳаллардағы ядроның энергиялары болып табылатуғын болса, онда усы ҳаллардың арасындағы өтиўлерде жийилиги

$$\nu = \frac{W'}{h} - \frac{W}{h}$$

шамасына тең болған ү-нұры шығарылады.



397-сүйрет.

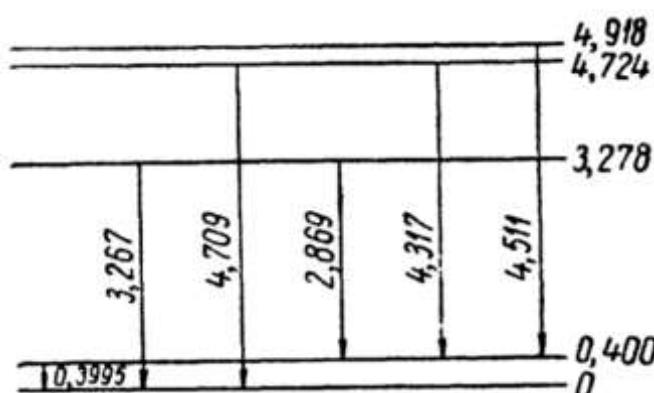
Дәслепки ҳәм пайда болған ядролардың энергия қәддилери.

Пайда болған ядрода ҳәр қыйлы энергия қәддилеринин болыуы ҳәр қыйлы тезликлерге иие болған α -бөлекшелеринин бир неше группаларының пайда болыуына сәйкес келеди. Басланғыш ядро белгili болған A энергия қәддинде жайласады (397-сүйрет) ҳәм энергиялары W_1 , W_2 ҳәм W_3 , тезликлери α_1 , α_2 ҳәм α_3 группаларына киретуғын α -бөлекшелерин шығарады деп болжайық. Бундай жағдайда пайда болған ядро B_1 , B_2 ҳәм B_3 энергия ҳалларының бириңде жайласады. Оның энергияларының айырмалары $W_2 - W_3$ ҳәм $W_3 - W_2$ шамаларына тең болады. Бул қәддилердин арасындағы өтиўлер ү-нурларының шығарылыўына алып келеди. ү-нурларының жийиликлери (3)-қатнас пенен анықланатуғын болғанлықтан, буннан пайда болған элементтің ү-нурларының жийиликлеринин дәслепки элементтен шыққан α -бөлекшелеринин энергияларының айырмасы бойынша есапланатуғынлығын аламыз. Бул жуўмақ бар болған эмпирикалық материаллар менен тастыыйықланады. Мысал хызметин $ThC' \rightarrow ThC''$ өтиўдеги α -ыдырау хызмет ете алады. ThC' ядросы ҳәр қыйлы болған бес тезликтеги α -бөлекшелерин шығарады. Бул α -бөлекшелеринин энергияларының айырмасы бойынша ThC'' ядросының энергия қәддилеринин схемасын дүзиүге болады. Алынған схема 398-сүйретте көрсетилген. Бул қәддилердин арасында формаллық жақтан 10 өтиўдің жүзеге келийи мүмкін. Ҳақыйқатында ThC'' ядросы ушын 398-сүйретте стрелкалар менен сәүлелендирилген ҳәр қыйлы болған алты жийиликке иие ү нурлары бақланады. Элбette, қалған өтиўлер "қадаған" етилген өтиўлер болып табылады.

XXX кестеде 398-сүйреттеги схема бойынша есапланған ҳәм бақлаўларда алынған жоқарыда айтылған алты γ -нурларының энергиялары көлтирилген.

$h\nu$ шамасының есапланған ҳәм бақлаўларда алынған мәнислери бир бири менен бақлаудың қәтелеклеринин шеклеринде сәйкес келеди. Ядроның қозған ҳалда тұрыў үақыты жүдә киши. Пайда болған ядролар қозған ҳалларға иие болмайтуғын жағдайларда β -ыдыраў γ -нурларының шығарылыўына алып келмейди.

Ядролардың қозған ҳалының бар екенлиги үзақ қашықтықтарға ушатуғын а-бөлекшелердин бар болыўы менен тастыыйықланады. Қозған ҳалдағы ядроға жоқары энергия қәдди сәйкес келеди, соңықтан бул қәддиден потенциал барьер арқалы өтетуғын а-бөлекше үлкен тезликтек ҳәм үсыған сәйкес үзын жүрип өтиў жолына иие болады (395-сүйрет). Қозған ҳалда тұрыудың киши үақыты үзақ аралықтарға өте алатуғын а-бөлекшелеринин санының киши екенligin түсниндиди.



398-сүйрет.
 ThC'' ядросының энергия
қәддилеринин схемасы.

XXX кесте.

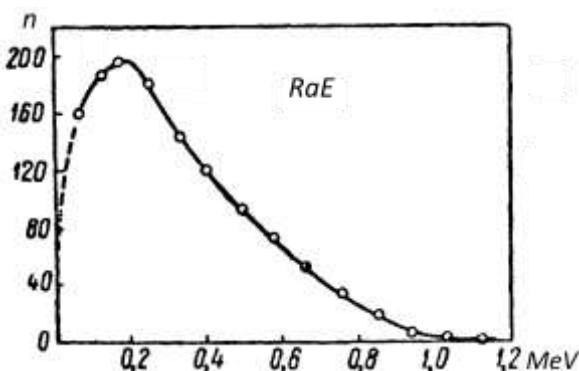
ThC'' тың γ -сызықтарының энергиялары

Есапланған $h\nu$, эВ $\times 10^{-5}$	Бақланған $h\nu$, эВ $\times 10^{-5}$
4,518	4,511
4,324	4,317
4,727	4,709
2,878	2,869
3,278	3,267
0,400	0,399

§ 374. Бета-ыдыраў. β -нурларын үйрениў радиоактивлик құбылысының қыйын машқалаларының бири болып табылады. γ -нурларының конверсиясының салдарынан пайда болатуғын екинши электронлар ядродан шығарылатуғын бириңиши электронларға (β -бөлекшелери) қосылады. Конверсия электронларының келип шығыўы анықланғаннан кейин ғана β -бөлекшелеринин өзлери ҳақындағы исенимли мағлұйматтар пайда болды. Ҳәр қыйлы радиоактив заттар менен өткерилген өлшеўлер β -ыдыраудың ҳәр бир актинде ядродан бир электронның (β -бөлекше) ушып шығатуғынлығын көрсетти.

β -бөлекшелеринин тезликлер бойынша тарқалыўын үйрениў магнит майданындағы аүйсыў үсылының жәрдемінде өткерилди. Бул тарқалыўдың тутас спектр менен тәрийипленетуғынлығы белгили болды: β -бөлекшелер базы бир жоқарғы шегарадан нолге шекемги мүмкін болған барлық энергияларға иие болады екен. 399-сүйретте RaE ушын β -бөлекшелеринин энергия бойынша тарқалыўының иймеклиги көрсетилген. Барлық жағдайда тарқалыў бир максимумға иие бир тегис өзгеретуғын ҳәм үлкен энергиялар тәрепинде жақсы сезилетуғын иймеклик пенен бериледи.

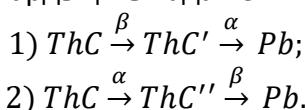
β-бөлекшелердин тутас спектрин түсіндіриў үлкен қыйыншылықтарды пайда етти. α-ыдыраўды үйрениў ядролардың үзлики болған энергия ҳалларының үлкен болмаған санына ийе болатуғынлығын көрсетти. Радиоактивли қатарларда α- ҳәм β-ыдыраўлар гезеклесетуғын болғанлықтан, β-ыдыраўларда да белгили болған W_1 , W_2 , ... энергияларының бөлиніп шығыўы керек. Бунан β-бөлекшелеринің де α-бөлекшелери сыяқлы белгили болған тезликлердин бир ямаса саны үлкен болмаған группаларын пайда етийі керек. Бул қыйыншылықты сапластыратуғын ең әпиүйі гипотеза мынадан ибарат: дәслеп ядродан барлық β- бөлекшелер максималлық энергияның шамасына тең бирдей энергия менен шығарылады; энергияның бир бөлиминин жоғалыўы ядроның сыртында жүзеге келетуғын ҳәм екинши гезектеги характерге ийе процесслер менен байланыслы. Бирақ, бул гипотеза туұрынан-туұры өткерилген калориметрлик тәжирийбелеринде бийкарланады. β-радиоактивлик элементтиң препараты қалың мыс дийўалларға ийе болған калориметрге жайластырылады ҳәм белгили үақыт аралығындағы бөлиніп шыққан энергия өлшенеди. Дийўаллар β-нурларын өткізбейтуғын болғанлықтан, калориметрдин β-ыдыраўда бөлиніп шығатуғын толық энергияны өлшеуді керек. Егер β-бөлекшелеринің бирдей болған басланғыш тезликтеринің болатуғынлығы ҳаққындағы гипотеза дұрыс болса, онда калориметрдин жәрдемінде өлшенген энергияның мәниси β-бөлекшелеринің максималлық энергиясына сәйкес келийі керек. Ҳақыйқатында, алынған нәтийже тутас спектрдеги орташа энергияға тең болып шықты.



399-сүйрет.
β-бөлекшелеринің энергия бойынша
тарқалыўының иймеклиги.

β-бөлекшелердин спектринің тутас екенлигин түсіндіриўдеги қыйыншылық избе-из радиоактив айланыслардағы энергияның толық балансының β-бөлекшелеринің энергиясының максималлық мәниси менен анықланатуғынлығына байланыслы тереңлеседи. Буны радиоактив қатарлардағы тармақтарға бөлиніүдің бириң қараў менен көрсетиүге болады. Мысал сыпатында, ThC элементінен баслап басланатуғын тармақланыўды қараймыз.

384-көрсетилгендей, айланыслардың мынадай еки қатарының болыўы мүмкін:



Еки жағдайда да қорғасынның бир орнықлы изотопы пайда болады.

Бириңши қатар тәмендегидей энергиялардың бөлиніп шығыўы менен тәрийипленеди (эВ лерде):

$ThC \xrightarrow{\beta} ThC'$; β-бөлекшелердин максималлық энергиясы	$22,5 \cdot 10^5$
$ThC' \xrightarrow{\alpha} Pb$; α-бөлекшениң энергиясы	$89,5 \cdot 10^5$
Жәми	$112,0 \cdot 10^5$

Екинши қатар мынадай энергиялар менен тәрийипленеди:

$ThC \xrightarrow{\alpha} ThC''$; α-бөлекшелердин	энергиясы	$62,0 \cdot 10^5$
$ThC'' \xrightarrow{\beta} Pb_{(qozg)}$; β-бөлекшелерниң	максималлық энергиясы	$89,5 \cdot 10^5$
	γ-нурланыу; γ-фотонның энергиясы	$32,0 \cdot 10^5$
	Жәми	$112,0 \cdot 10^5$

Көринип турғанындай, егер β-бөлекшелериниң максималлық энергиясын есапқа алғанда қатарлардың екеүінде де бирдей энергия бөлиніп шығады. Көрсетилген фактлерди бир бири менен салыстырып, биз мынаны аламыз:

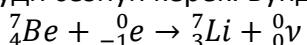
- а) айырым β-бөлекшелери ҳәр қыйлы энергияларға ийе болады; калориметр β-бөлекшелериниң энергияларының орташа мәнисине сәйкес келетуғын энергияны өлшайды;
- б) егер ҳәр бир β-ыдырауда β-бөлекшесиниң максималлық энергиясына тең энергия бөлиніп шығады деп есапланған жағдайда айланыслардың ҳәр қыйлы қатарларындағы энергияның дұрыс балансы алынады.

...

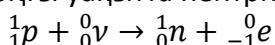
Пайда болған қыйыншылықтан шығыу жолы мынадай гипотезада көрсетилди: ҳәр бир β-ыдырауда электрон менен бирге ядродан электр зарядына ийе емес ҳәм жұдә киши массаға ийе болған бөлекшениң шығыуы керек. Бул бөлекше *нейтрино* атамасына ийе болады. Зарядының жоқ болыуына ҳәм киши массаға ийе болыуы себепли үлкен өтиў қәсийетине ийе болады. Бул жағдай калориметрик өлшеўлердин нәтийжесин түсіндіреди: калориметрдин дийўаллары нейтриноны ирке алмайды ҳәм сонлықтан калориметр тек β-бөлекшесиниң энергиясын ғана өлшайды. Ал өлшенген бул энергияның шамасы айланыстың толық энергиясынан киши. Ядроның β-ыдырауында бөлиніп шығатуғын толық энергия еки бөлекше болған электрон (β-бөлекше) менен нейтриноның арасында бөлистириледи. Электронның энергиясы қанша үлкен болса, нейтриноның энергиясын соншама киши болады (хәм керисинше).

Нейтриноны тиккелей бақлау жұдә қыйын. А.И.Лейпунский β-ыдыраудағы ядро тәрепинен алынатуғын тепки бойынша нейтриноның бар екенligin табыўға тырысты. А.И.Алиханов пенен А.И.Алиханянлар нейтриноны табыў ушын β-ыдырауға кери болған *K*-түтүй деп аталатуғын құбылысты пайдаланыуды усынды.

K-түтүйда ядро атомнан өзиниң *K*-қабығынан электронды жутады ҳәм ядро басланғыш ядродан зарядлық саны *Z* тен бир бирлікке киши болған ядро пайда болады. Усының менен бирге ядродан нейтрино ушып шығады. Қозғалыс муғдарының сақланыу нызамы бойынша ядро тебиүди сезиүи керек. Бундай құбылыс Аллен тәрепинен



ядролық реакциясын пайдаланыудың барысында ҳақыйқатында да табылды. Бул теңликте ${}_{-1}^0\nu$ символы арқалы нейтрино белгиленген. Аллен ${}_3^7Li$ ядросының ҳақыйқатында да тебиүге ушырайтуғынлығын бақлаған. Ең соңғы үақытта нейтрино



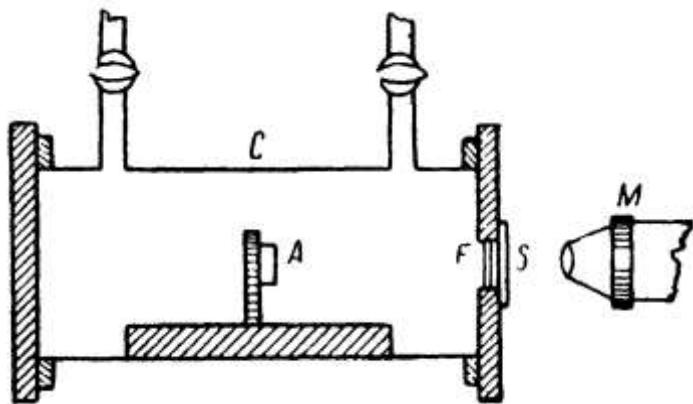
ядролық реакциясында да, яғнай нейтрино менен ${}_{\frac{1}{2}}^1p$ протонның қосылығында нейтрон ${}_{\frac{1}{2}}^1n$ менен ${}_{-1}^0e$ электрон пайда болатуғын ядролық реакцияда бақланды (376- ҳәм 377- параграфларды қараңыз).

§ 375. α-бөлекшелериниң үрілішінің салдарынан ядролардың бөлиніүи. Радиоактив емес элементлердин ядроларының жұдә беккем болатуғынлығына байланыслы оларды оғада жоқары энергияға ийе сыртқы тәсирлерде ғана бөлиүге болады деген жүймақта алып келеди. Бундай сыртқы тәсир α-бөлекшелердин үрілішінің

нәтийжесинде жүзеге келтириледи. Тәбийий-радиоактив элементлер орнықлы ядроларды бөлиү ушын зәрүрли болған энергияның дерегиниң хызметин атқарыуы мүмкін. Ҳақыйқатында да ядролардың ең дәслепки жасалма түрдеги айланысы 1919-жылы Резерфорд тәрепинен α-бөлекшелерин бомбалаудың нәтийжесинде әмелге асырылды. Резерфордтың әсбапының схемасы 400-сүүретте көрсетилген. С камерасының ишинде A тәбийий-радиоактив заттың препараты жайласқан. Препарат жылыстырышы механизмниң үстинде жайластырылған, бул жағдай оны жылыстырыуға мүмкіншилик береди. Камераны ҳәр қыйлы газлер менен толтырыуға болады. F экраны A препараты нурландырған α-бөлекшелерин жута алатуғындай дәрежеде қалың алюмийний фольгадан соғылған. F экранының арғы тәрепине S флуоресценцияланатуғын экраны жайластырылған болып, оған M микроскопының жәрдемінде қараған. Камераны азот пенен толтырғанда α-бөлекшелерин фольга арқалы өтип S экранынына жете алмайтуғын жағдайда да сцинтиляциялар бақланған. Камераны кислород ямаса CO_2 менен толтырғнада сцинтиляциялар бақланбаған. Резерфорд азотты α-бөлекшелери менен бомбалағанда үлкен өтиў қәбилетлигине ийе бөлекшелер пайда болады ҳәм сцинтиляциялар усы бөлекшелердин тәсиринде жүзеге келген деп болжады.

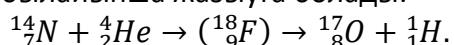
400-сүүрет.

Резерфордтың азот ядроларын α-бөлекшелериниң тәсиринде бөлеклерге бөлинүү құбылышын бақлайтуғын әсбабының схемасы.



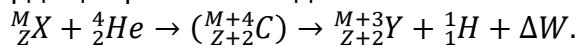
Магнитлик аўысыў бойынша өткөрілген тәжирийбе бул бөлекшелердин протонлар екенлигін көрсетти; олардың ҳаўадағы жүриў жолының узынлығы 40 см ге шекем жетеди.

Протонлардың пайда болыў процесси Резерфорд тәрепинен былайынша түсіндірилди: тез ушатуғын α-бөлекшениң азот ядролары менен "манлай" соқлығысыўында α-бөлекше азоттың ядросының ишине киреби ҳәм зарядлық саны 9 ға, ал массалық саны 18 ге тең (фтордың орнықлы емес изотопы) орнықлы емес ядроны пайда етеди. Бул ядро протонға ҳәм массалық саны 17 ге тең болған кислородқа ыдырайды. Барлық ядролық реакцияны былайынша жазыуға болады:

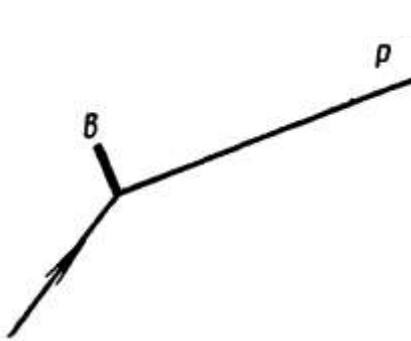


α-бөлекшесиниң үрүліўүнің салдарынан азот ядросының айланысы кейинирек Вильсон камерасында түсирилген фотосүүретлер бойынша тастыйықланды. α-бөлекшелериниң излериниң көп санлы фотосүүретлердин ишинде α-бөлекшениң жолы "вилка" ("шанышқы") менен тамам болатуғын бирли-сараң жағдайлар да көринген (401-сүүрет). Жаңа еки из пайда болған: узын ҳәм жиңишке p изи протонға ҳәм қысқа және жуўан из B . Бул B изи тепкіге ушыраған кислород ядросы ${}^{17}_{\text{8}}\text{O}$ ның изи болып табылады. Азоттағы сүүретке түсирилген шама менен 500 мың α-бөлекшелериниң излериниң ишинде вилкалар сегиз жағдайда табылған. Буннан, α-бөлекшелериниң азоттың ядролары менен соқлығысыўында α-бөлекшесиниң азоттың ядросына киретуғындай дәрежеде жақын соқлығысыўының жүдә сиyrек болатуғынлығы (50 000 соқлығысыўдың биреүинде) келип шығады.

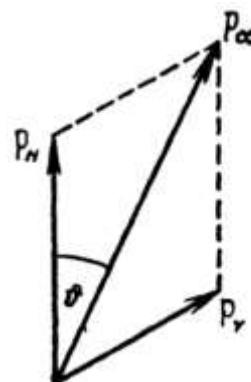
Тап сондай болған реакциялар буннан кейин бир қатар элементлерде бақланды (B, F, Al, Si, S, K ҳ.б.); олардың барлығы мынадай схема бойынша жүреди:



Бул теңликтегі (${}_{Z+2}^{M+4}C$) арқалы аралықтың орныңы емес ядро ҳәм ΔW арқалы (${}_{Z}^{M}X$ ҳәм ${}_{2}^{4}He$) реакциясына шекемги ҳәм (${}_{Z+2}^{M+3}Y + {}_{1}^{1}H$) реакциясынан кейинги бөлекшелердин ядроның ишиндеги энергияларының айырмасына тең. ΔW шамасының он белгиси реакцияда энергияның бөлинген шығатуғының, ал терис белгиси жутылатуғының аңғартады. Бундай реакцияларды (α, p) түринде аңғартылады. Бул қаұсырманың ишиндеги бириңши белги бомбалаушы бөлекшени (α -бөлекшесин), ал екінши белги шығарылған бөлекшени (протон) аңғартады.



401-сүйрет. α -бөлекшелеринің жолының "вилка" тәризли изинин пайда болыўы.



402-сүйрет. Ядроның бөлеклерге бөлиніүндегі қозғалыс мұғдарының моментинің сақланыў нызамының орынландыруы.

α -бөлекшелери менен бомбалағанда ядролардың бөлеклерге бөлиніүндегі энергияның сақланыў нызамы да, қозғалыс мұғдарының сақланыў нызамы да орынланады. α -бөлекшесинин, протонның ҳәм пайда болған ядроның кинетикалық энергияларын сәйкес W_α , W_H ҳәм W_p арқалы белгилейик. Бундай жағдайда энергияның сақланыў нызамы бойынша

$$W_\alpha + \Delta W = W_H + W_Y \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады. Тап сондай етип, α -бөлекшесинин, протонның ҳәм пайда болған ядроның қозғалыс мұғдарларын p_α , p_H ҳәм p_Y арқалы белгилеймиз. Қозғалыс мұғдарының сақланыў нызамы бойынша

$$p_\alpha = p_H + p_Y \quad (2)$$

теңлигин жазамыз.

ϑ арқалы α -бөлекшесинин қозғалысының бағыты менен шығарылған протонның қозғалыс мұғдарының бағыты арасындағы мүйешти белгилеп (402-сүйрет), (2)-теңликтин тийкарында мынаған ииे боламыз:

$$p_Y^2 = p_\alpha^2 + p_H^2 - 2p_\alpha p_H \cos \vartheta. \quad (3)$$

Кинетикалық энергия менен қозғалыс мұғдарының арасында $W = p^2/2M$ түрindеги қатнастың бар екенлигин есапқа алып, (1)-теңлиkti былайынша жазамыз:

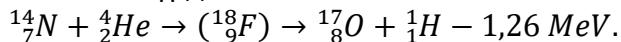
$$\frac{p_\alpha^2}{2M_\alpha} + \Delta W = \frac{p_H^2}{2M_H} + \frac{p_Y^2}{2M_Y}. \quad (4)$$

(3)- ҳәм (4)-теңликлерден p_Y^2 шамасын қысқартып,

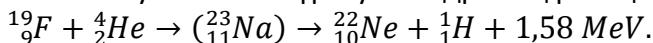
$$\Delta W = W_\alpha \left(\frac{W_\alpha}{W_Y} - 1 \right) + W_H \left(\frac{W_H}{W_Y} + 1 \right) - \frac{p_\alpha p_H}{M_Y} \cos \vartheta \quad (5)$$

теңлигине иие боламыз.

α-бөлекшесиниң кинетикалық энергиясы менен қозғалыс мұғдары олардың жууырып өтиў жолының узынлығы бойынша анықланады; массалардың қатнаслары $\frac{W_\alpha}{W_Y}$ менен $\frac{W_H}{W_Y}$ лер белгили шамалар болып табылады. Өмүйешиниң шамасын "вилка" ның фотосүрети бойынша өлшеүге болады. Оның ушын бөлекшелердин излериниң еки фотографиялық камераның жәрдеминде стереоскопиялық сүретин алғыға туұры келеди. Себеби ҳәр бир сүрет излердин фотопластинканың тегислигингеди проекциясын ғана береди. Солай етип, (5)-тәнлик ядролық айланыслардың энергиясын табыға мүмкіншиликтен көрсетилген айланыста азоттың ядроны 1,26 MeV энергияны жутады. Соңықтан, бул реакцияның схемасын биз мына түрде жаза аламыз:



Энергияның бөлиніп шығыўы менен жүретуғын ядролық реакциялар да бар. Мысалы:



Ядролық реакцияның энергиясын басқа үсыл менен де, атап айтқанда ядролардың массаларының дефекти бойынша есаплаға болады (368-параграф). Ядролық реакцияға шекем бир массасы M_X болған ^{Z_X}X ядроға ҳәм массасы M_α да тең а бөлекшесине ийе болған едик; реакциядан кейин массасы M_Y болған $^{Z+3}_{Z+2}Y$ ядроға ҳәм массасы M_p шамасына тең протонға ийе боламыз. Массалардың толық дефекти мынаған тең:

$$\Delta m = (M_X + M_\alpha) - (M_Y + M_p).$$

$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$ қатнасына сәйкес Δm шамасы реакцияның энергиясының өлшеми болып табылады. Азоттың бөлеклерге бөлинүүи ушын биз массалардың төмендегидей мәнислерин аламыз:

Дәслепки бөлекшелер

$$^{4}_2He; M_\alpha = 4,00386$$

$$^{14}_7N; M_N = 14,00753$$

$$M_N + M_\alpha = 18,01139$$

Пайда болған бөлекшелер

$$^{1}_1H; M_H = 1,00813$$

$$^{17}_8O; M_O = 17,00450$$

$$M_O + M_H = 18,01263.$$

Бул жағдай ушын массалар дефекти мынадай шамаға тең:

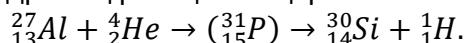
$$\Delta m = 18,01139 - 18,01263 = -0,00124.$$

Демек, пайда болған бөлекшелердин массасы дәслепки бөлекшелердин массасынан атомлық салмақтың 0,00124 бирлигине үлкен екен. Массаның бул "үлкейиүи" $\Delta W = \Delta m \cdot c^2$ энергиясының жұтылығының себебинен жүзеге келди. 368-параграфта айтылып өтилгениндей, атомлық салмақтың бир бирлиги 931,8 МэВ энергияға эквивалент. Буннан

$$\Delta W = -0,00124 \cdot 931,8 \text{ MeV} = -1,16 \text{ MeV}$$

шамасына ийе боламыз. Бул шама қәтелердин (5)-тәнлик бойынша алынған шамаға сәйкес келеди. Тап усындағы сәйкеслик басқа да ядролық реакцияларда да орын алған. Бул сәйкес келиўлер энергия менен массаның арасындағы $\Delta W = \Delta m \cdot c^2$ қатнасын тиккелей тексерип көриўге мүмкіншиликтен келди. Усының менен бирге олар ядролық айланыслардың элементар актларындағы энергия менен қозғалыс мұғдарының сақланыў нызамларының орынланатуғынлығын тастыыйықлады.

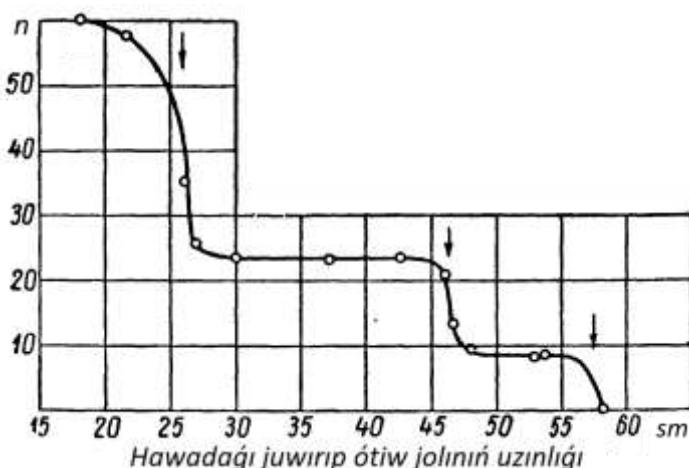
Ең ақырында және бир ядролық реакцияны қараймыз:



Бул реакцияларда ҳәр қылышы тезликлерге ийе протонлар пайда болады екен. 403-сүретте берилген R кесиндисине тең ҳәм оннан узын болған жоллардың өткен протонлардың саны берилген. Көринип турғанындай, протонлардың үш группасы бар. Олардың биреүи ушын жууырып өтиў жолының узынлығы 28 см, ал қалған екеүінде - шама менен 47 см ҳәм 58 см. Бул группалар бомбалаушы α-бөлекшелериниң белгили болған тезлигінде алынған. α-бөлекшелериниң басқа тезликлеринде тап сол алюминий протонлардың басқа группаларын береди. Алюминийден шыққан протонлардың жууырып өтиў жолының ең үлкен мәниси 66 см ге жетеди. Белгили тезликлерге, усыған сәйкес белгили энергияларға

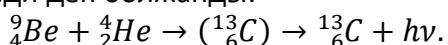
ийе протонлардың усындағы группаларының болыўы пайда болған ядроның (биз қарап атырған жағдайда $^{30}_{14}Si$ дың) энергияның ҳәр қыйлы қәддилерге ийе болатуғынлығын көрсетеди. Егер шығарылған протон ең үлкен энергияға ийе болса, онда пайда болған ядро нормал ҳалда болады; киши тезлик пенен қозғалатуғын протонлар шыққан жағдайда ядро қозған ҳалында қалады. Ядроның қозған ҳалынан нормаль ҳалға өтийиниң нәтийжесинде ү-нурларының шығарылыўы жүзеге келеди.

α-бөлекшениң соқұлығыншы ядроның ишине кирийиниң итималлығы оның (α -бөлекшениң) тезлигинен тәрзели. Егер α -бөлекшесиниң энергиясы бомбаланыўшы ядроның энергиясының қәддилериниң бирине сәйкес келсе, онда α -бөлекшениң ядроның ишине кирийиниң итималлығы күшли өседи: биз резонанслық бөлеклерге бөлинүй менен ис алып барамыз. Алюминийде резонанслық бөлеклерге бөлинүй α -бөлекшелериниң 4,0; 4,49; 4,86 и 5,25 MeV шамаларына тең энергияларында жүзеге келеди. α -бөлекшесиниң керек болған энергиясын сайлап алыў жүдә қыйын. Соңықтан, резонанслық бөлеклерге бөлиү α -бөлекшелер менен жеткиликли дәрежеде қалың болған нышаналарды бомбалағанда бақланады. Тормозланыўдың салдарынан усындағы нышананың ишиндеги α -бөлекшелери ҳәр қыйлы тезликлерге ийе болады ҳәм нышананың қандай да бир қатламында α -бөлекшениң тезлиги резонанслық бөлеклерге бөлиүгө жеткиликли болады. Қалыңлықтың шамасы өзгергенде протонлардың шығыўы дәүирили түрде өзгереди.



403-сүрет.
Алюминий ядронының
бөлеклерге бөлинүйинде пайда
болатуғын протонлардың
жуўырып өтиў жолының
үзынлықтары.

§ 376. Нейтронлар. α -бөлекшелери менен бомбалаудың нәтийжесиндеги ядролардың жасалма айланыслары элементар бөлекшелердин жаңа түри - нейтронның ашылыўына алып келди. Нейтрон массасы протонның массасына жақын болған нейтраль бөлекше болып табылады. Нейтронның ашылыў тарийхы мынадан ибарат: 1930-жылы Ботэ бериллийди (9Be) α -бөлекшелери менен бомбалағында жүдә үлкен өтиў қәбилетлигине ийе болған бөлекшениң пайда болатуғынлығын тапты. Усы жағдайға байланыслы мынадай болжаў усынылды: пайда болған бөлекше ү-нұры болып табылады, α -бөлекшеси 9Be ядронына бириккенде углеродтың күшли қозған $^{13}_6C$ изотопы пайда болады ҳәм бул изотоп нормаль ҳалға өткенде үлкен $h\nu$ энергияға ийе фотонды шығарады. Солай етип, құбылысты мынадай схема бойынша өтеди деп болжанды:



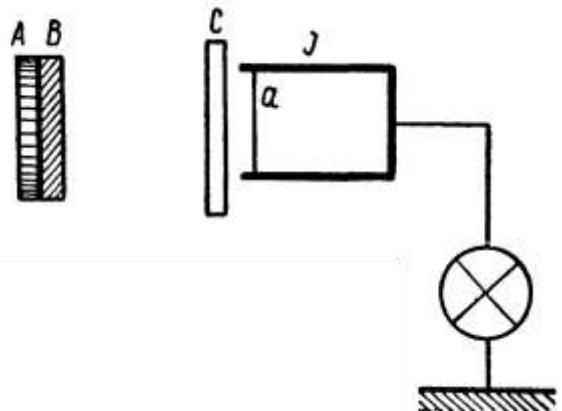
Бул жерде ($^{13}_6C$) арқалы $^{13}_6C$ углерод изотопының қозған ҳалы белгиленген. Пайда болған нурлардың қорғасындағы жутылыўын өлшеў ҳәр бир фотонның шама менен 7 МэВ энергияға ийе болыўының керек екенligин көрсетти. 1932-жылы Ирен Кюри ҳәм Ф.Жолио-Кюрилер егер алынған бериллий нурларын парафин пластинкасы арқалы өтиўгө мәжбүрлесе, онда олардың ионластырышы тәсириниң күшли өсетуғынлығын тапты. И.Кюри менен Ф.Жолио-Кюрилердин тәжирийбесиниң схемасы 404-сүретте көрсетилген.

Бул сүйретте *A* - α-бөлекшелериниң дереги болып табылатуғын радиоактив препарат жағылған металл диск; *B* - бериллий пластинкасы, *J* - аўысы жуқа *a* фольгасы менен жабылған айнаға ийе ионизациялық камера. Бериллий тәрепинен шығарылған үлкен өтишшилик қәбилетлигine ийе болған нурланыў *J* камерасындағы газдин жұдә әззи ионизациясын болдырады. Егер камераның алдына парафинниң *C* қатламын жайластырса, онда *J* камерасындағы ионизация күшли өседи. Бул эффектti былайынша түсіндирди: бериллий нурлары парафиннен протонларды ушырып шығарады ҳәм олар күشتі ионластырышы тәсир жасайды.

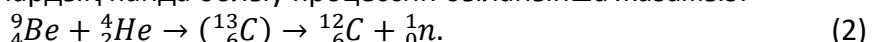
Қатты парафин (C_nH_{2n+2} майлы қатардың шеклик углеводородларының жоқарғы ағзалары) қолем бирлигінде водород атомларының көп санына ийе. Сонықтан оннан протонларды ушырып шығарыудың итималлығы басқа қандай да бир заттан протонларды ушырып шығарыудың итималлығынан әдеүир үлкен.

Парафиннен жулып алынған протон ушын оның ҳаўадағы жуўырып өтиў жолының узынлығы шама менен 40 см болып шыққан. Бул шама шама менен 5 МэВ энергияға сәйкес келеди. Егер протонды γ-фотонының серпимли урылышының салдарынан тезленеди деп есапланса, онда бул γ-фотонға шама менен 55 МэВ энергиясын бериў керек. Бул шама жутылыш бойынша алынған шамадан әлеүир үлкен. 55 МэВ шамасы массалар лефектин анықтау тийкарында өткерилген есаплаўларға да сәйкес келмейди. 4Be , 4He ҳәм ${}^{13}_6C$ тиң атомлық салмақтарын ҳәм бомбалаўшы α-бөлекшелериниң энергиясын билип, (1)-схема бойынша өтетуғын процесске сәйкес келетуғын массаның дефектиниң атомлық салмақтың 0,01665 бирлигінде, ал оның 15,5 МэВ энергияға эквивалент екенлеги келип шығады. Солай етип, γ-фотонларының энергиясының 15,5 МэВ тен үлкен болыўы мүмкін емес.

404-сүйрет.
И.Кюри менен Ф.Жолио-Кюридин
тәжирийбесиниң схемасы.



Кейинирек бериллийдин нурланыўының басқа да ядроларды тезлете алатуғынлығы белгili болды. Бундай жағдайда, егер бул нурлар γ-фотонлардан туратуғын болса, онда бул фотонларға тепки ядроларының тәбияты менен ғәрзели болған энергияны бериў керек болады. Мысалы, азоттың тепки ядролары пайда болған жағдайда, фотонлардың 990 МэВ шамасындағы энергияға ийе болыўы керек. Чәдвик егер α-бөлекшелердин бомбалаўының салдарынан бериллий тәрепинен шығаралатуғын нурланыўдың массасы протонның массасына жақын болған нейтраль бөлекшелерден турады деп есапласа, онда бул қызыншылықтардың барлығының сапластырылатуғынлығын көрсетти. Бизлер бул бөлекшелердин нейтронлар атамасын алғанын көрсетип өттік ҳәм оны ${}_0^1n$ символының жәрдемінде белгилеймиз Себеби оның зарядлық саны нолге тең ($Z = 0$) ҳәм массалық саны бирге тең ($M = 1$). Бундай жағдайда бериллийди α-бөлекшелери менен бомбалағанда нейтронлардың пайда болыў процессин былайынша жазамыз:



Электр зарядына ийе болмағанлықтан, нейтронлар атомлар және молекулалардың қасынан ушып өткенде, олар менен әззи тәсирлеседи ҳәм бул жағдай олардың газлерди әззи ионластырыў ҳәм узақ аралықтарға өте алый қабилетлигине ийе екенлигин түсіндиреди. Нейтронлардың атомлардың ядролары менен соқлығысыұы энергия менен қозғалыс мұғдарларының сақланыў нызамлары ҳүким сүретуғын серпимли шарлардың соқлығысыұындай харakterге ийе болады. Буннан, егер v арқалы нейтронның басланғыш тезлиги белгиленген болса, онда тепки ядроның тезлигі v' (орайлық урылыуда) мынаған тең:

$$v' = \frac{2M_n}{M_n + M} v. \quad (3)$$

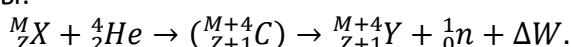
Бул теңликте M_n - нейтронның массасы, M - тепки ядроның массасы.

Нейтронлардың тезликтери бирдей болған жағдайдың массалары M_1 ҳәм M_2 болған ҳәр қайты болған еки тепки ядролар ушын v'_1 пенен v'_2 лер (3)-теңлик бойынша мынадай қатнасты пайда етеди

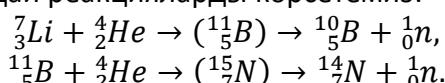
$$\frac{v'_1}{v'_2} = \frac{M_n + M_2}{M_n + M_1}.$$

Бул қатнастан нейтронның массасы M_n ди табады. Ядролардың ҳәр қайты жупларының нейтронның массасының бир M_n мәнисин беріюи Чэдвиктиң бериллийдин нурланыўының фотонлардан емес, ал "салмақтырақ" болған бөлекшелерден туратуғынлығы ҳақындағы гипотезасының дұрыс екенлигин тастыбылады. Ҳәзирги ўақытлардағы мағлыўматлар бойынша нейтронның массасы $M_n = 1,00893$ ке тең. Оның шамасы протонның массасы $M_p = 1,00813$ тен азмаз үлкен⁵⁶.

(2)-реакция ядролардан нейтронлардың шығыўына алып келетуғын бирден-бир реакция емес. α -бөлекшелериниң бомбалаўының нәтийжесинде нейтронлар пайда болатуғын көп санлы жағдайлар бар. Бул реакцияларды $[(\alpha, n)\text{-реакциялар}]$ мынадай схема менен көрсетиўге болады:



Мысал сыпатында мынадай реакцияларды көрсетемиз:



Көп жағдайларда нейтронды шығарғаннан кейин пайда болған ядро қозған ҳалда турады. Бундай жағдайларда ү-нурлар шығарылады. (α, n) -реакцияларының нәтийжесинде пайда болған нейтронлар үлкен энергияларға ийе болады; бир қатар жағдайларда орын үзлиksiz спектрге ийе болады. Мысалы, бериллийден шыққан нейтронлар 13,7; 12,0; 7,6; 6,2 ҳәм 4,6 МэВ шамасындағы энергияларға ийе болады.

Ҳәзирги ўақытлары еркин нейтронның орнықлы емес екенлиги белгили: ол протонға, электронға ҳәм нейтриноға ыдырайды. Оның жасаў ўақыты шама менен 30 минутқа тең⁵⁷.

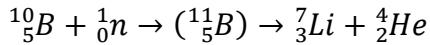
Электр зарядына ийе болмағанлықтан, нейтрон оң зарядланған ядро тәрепинен ийтерилмейди ҳәм оған жақынлай ҳәм оның ишине ақсат кире алады. Бундай жағдайдың нейтрон ядролық айланысты жүзеге келтиреди. Ядролық айланыслардың тек тез қозғалатуғын нейтронлардың тәсиринде ғана емес, ал тезликтери атомлардың жыллышы қозғалысларының тезликтерине тең болған әсте қозғалатуғын нейтронлардың тәсиринде де жүретуғынлығы көрсетилди. Нейтронларды водород бар қандай да бир зат (парафин, сүй) арқалы өткериў арқалы әстелетиўге болады. Протон менен ҳәр бир серпимли

⁵⁶ Ҳәзирги ўақытлары нейтронның массасы ушын $M_n = 1,008\ 664\ 915\ 95(49)$ мәниси, ал протонның массасы ушын $M_p = 1,007\ 276\ 466\ 621(53)$ шамасы қабыл етилген (Аўдарыўшылар).

⁵⁷ Нейтронның жасаў ўақыты $880,0 \pm 0,9$ сек (шама менен 14,7 мин). Ол протонға, электронға ҳәм электронлық антинейтриноға ыдырайды Аўдарыўшылар).

соқлығысында, нейтрон оған өзиниң энергиясының әдеүир үлкен бөлимин береди ҳәм энергиясын атомлардың жыллылық қозғалысының энергиясының шамасына теңлескенше шекем төменлетеди.

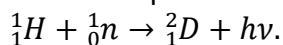
"Жыллылық" тезликлеридеги нейтронлар (n, α) типиндеги, яғни дәслепки ядро тәрепинен нейтронды тұтып алғыудың салдарынан α -бөлекшелери шығарылатуғын реакцияларға алып келеди; усынданай реакцияның мысалы сыпатында



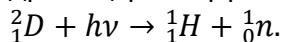
реакциясы хызмет ете алады. Нәтийжеде литийдин стабилли изотопы (7_3Li) ҳәм гелий пайда болады. Бул реакция нейтронларды табыў ушын пайдаланылады. Ионизациялық камераның дийўалларына қурамында бор болған бирикпе жағылады. Бордың нейтронды тұтып алғыу α -бөлекшесиниң шығарылыуына алып келеди. Ал пайда болған α -бөлекшеси оның ионластырышы тәсіри бойынша табылады.

(n, α) типиндеги реакциялар менен бир қатарда нейтрон ядроға биригип, дәслепки ядроның салмағы үлкен болған стабилли изотопының пайда болыуына да алып келеди. Реакция γ -нурларының шығарылыуы менен жүреди ҳәм (n, γ) символы менен белгиленеди. Мысалы, нейтронды қосып алғыу жолы менен жеңил стабилли 6_3Li изотопынан аўыр стабилли 7_3Li изотопын алғыға болады.

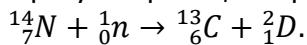
(n, γ) типиндеги реакцияға екинши мысал сыпатында водородтың аўыр изотопының (дейтронның) пайда болыу реакциясын көлтиремиз⁵⁸:



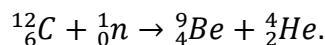
Бул реакция дейтронды еки элементар бөлекше болған протон менен нейтроннан турады деп қараудың мүмкін екенligин көрсетеди. Бул көз-қарас дейтронның өткір γ -нурланыудың тәсіринде кери бағыттағы ыдырау процесстің орын алатуғынлығы менен тастыйықланады. Бундай процесс ядролық фотоэффект құбылыс деп аталады ҳәм



Дәслепки ядро дейтронды шығаратуғын реакциялардың да жүрийи мүмкін. Мысалы:



Бир қатар жағдайларда нейтрон пайда болатуғын реакцияларға кери болған реакциялар да бақланады. Мысалы, (2)-бериллийди α -бөлекшелери менен бомбалаудың нәтийжесинде нейтрон пайда болатуғын реакцияға кери болған реакция былайынша жазылады:



Ақырында, ядроның нейтронды тұтыу итималлығының нейтронлардың тезлигинен күшли ғәрэзликтеке иие екенligин атап өтемиз; нейтронлардың тезлигинин белгili болған мәнисинде тұтыу резонанслық характерге иие болады (405-сүйрет).

Нейтронды тұтыудың эффективлик кесими σ ҳақындағы түснікти киргиземиз. Мейли, қандай да бир заттың тегис-параллель қатламының майданының бир бирлигине нормаль бағытта үақыттың бир бирлигінде n_0 дана нейтрон келип түсетуғын болсын.

Биз қарап атырған заттың көлемининң бир бирлигидеги атомлардың санын N_0 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда кесе-кесиминиң майданы ΔS , ал узынлығы dx болған параллелопипедтин көлеминде (406-сүйрет)

$$N = N_0 \Delta S dx$$

дана атом болады.

Үақыттың бир бирлигінде қатламның dx қалындығындағы атомлар менен соқлығысатуғын ҳәм усы соқлығысындардың нәтийжесинде тұтып алғыға үшірайтатуғын нейтронлардың санын

$$-dn = \sigma n N = \sigma n N_0 \Delta S dx$$

⁵⁸ Дейтрон (дейтон) водородтың массалық саны $A = 2$ ге тең изотопы болған дейтерийдин ядросы болып табылады (Аўдарыўшылар).

шамасына тең деп есаплауға болады. Бул теңликтеги n - ўақыт бирлигинде ΔS бетине келип түсетуғын нейтронлардың саны; егер биз ΔS шамасын майданың бир бирлигине тең деп алсақ, онда $n = n_0$ теңлиги орынлы болады ҳәм соңғы теңлик мынадай түрге енеди:

$$-dn_0 = \sigma n_0 N_0 dx$$

ямаса

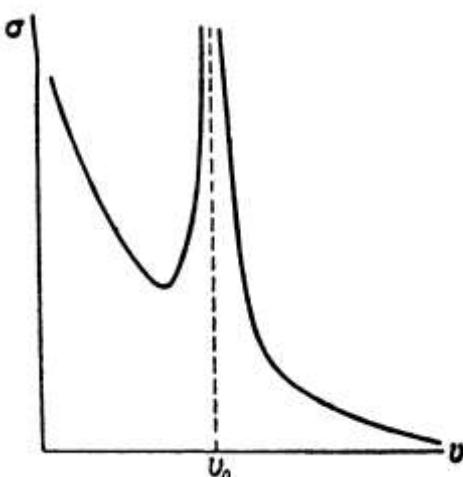
$$\frac{dn_0}{n_0} = -\sigma N_0 dx.$$

Бул теңликтеги қалыңлығының шеклеринде интеграллап, мынаған ийе боламыз:

$$\ln n_{0x} = -\sigma N_0 x + C. \quad (4)$$

Соңғы теңликтеги n_{0x} - қалыңлығы x шамасына тең қатlamды тұтыұсыз өткен нейтронлардың саны, C - интеграллау тұрақтысы. Бул тұрақтының шамасы $x = 0$ болған жағдайда $n_{0x} = n_0$ теңлигинин орынланатуғының табамыз. Буннан $C = \ln n_0$ мәнисин аламыз.

(4)-теңлик бойынша анықланған тұтыұдың эффективлик кесимлери σ ның шамалары нейтронлардың тезликлерине күшли ғәрзели болып шығады. Ҳәр қандай заттар ушын бул ғәрзелик ҳәр қыллы. 405-сүйретте σ ның v дан дәл ғәрзилик көлтирилген. Базы бир $v = v_0$ мәністе иймеклик өткір максимумды береди - бундай жағдайда тұтыў резонанслық характеристерге ийе болады. Киши тезликлер областында σ жууық түрде $1/v$ ға пропорционал. "Жыллылық" тезликлеридеги нейтронлар ушын тұтыұдың эффективлик кесими σ әдетте 10^{-24} см^2 шамасына тең. Бирақ, базы бир заттар ушын σ ның мәниси әдеүір үлкен: мысалы, бор ушын $\sigma = 5,4 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$; кадмий ушын $\sigma = 3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$.

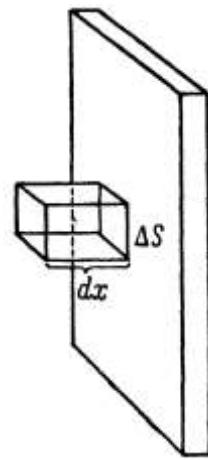


405-сүйрет.

Нейтронлардың резонанслық тұтып алыныўы.

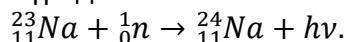
Серпимли шашыраудың эффективлик кесими әдетте резонанстан тыстағы тұтыұдың эффективлик кесиминен бир тәртипке үлкен⁵⁹. Эффективлик кесимнің бирлигі сыпатында 10^{-24} см^2 шамасына тең 1 барн қабыл етилген. Мысалы, (α, p) реакциясына қатнасы бойынша азот ядроның эффективлик кесими 1 барнға, ал жоқарыда еслетилип өтилген бор менен кадмийдин "жыллылық" нейтронларын тұтып алыў бойынша эффективлик кесимлери сәйкес $5,4 \cdot 10^2$ ҳәм $3 \cdot 10^3$ барнға тең.

⁵⁹ Яғни $10^1 = 10$ есе үлкен (Аўдарыўшылар).

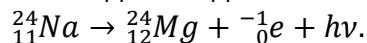


406-сүйрет.
Нейтронларды тутыұдың эффективлик
кесимлерин есаплауға.

§ 377. Жасалма радиоактивлик. Позитронлар. Ҳәр қыйлы затларды α-бөлекшелери менен бомбалау бойынша тәжирийбелерди өткерген И.Кюри ҳәм Ф.Жолио-Кюрилер бир қанша жағдайларда α-бөлекшелеринің дереги алып кетилгеннен соң да бомбаланған заттың нурланыўға ийе болатуғының тапты. Бул нурланыұдың интенсивигинің тәбийий радиоактив элементлердегидей, экспоненциаллық нызам бойынша ҳәлсирейтуғының табылды. Буннан тәбийий жағдайларда орнықлы радиоактив емес изотоплар түрінде ушырасатуғын элементлерди α-бөлекшелери менен бомбалағанда сол элементлердин радиоактив изотоплары пайда болады деген болжау жүзеге келди. Кейинирек нейтронлардың тәсиринде жүретуғын ядролық айланысларда да ұсынданған радиоактив изотоплардың пайда болатуғының анықланды. Мысалы, натрийдин тәбийий стабилли изотопы болған $^{23}_{11}Na$ ди бомбалағанда $^{24}_{11}Na$ радиоактив изотопы пайда болады; реакция (n, γ) схемасы бойынша жүреди:

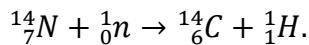


$^{24}_{11}Na$ изотопы ярым ыдырау дәйири $\tau = 14,8$ saat болған β-радиоактив изотоп болып табылады. $^{24}_{11}Na$ ядросынан β-бөлекше шыққанда, аўысыў қағыйдасына сәйкес усы $^{24}_{11}Na$ ядросына магнийдин $^{24}_{12}Mg$ ядросы пайда болады:

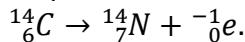


Магнийдин $^{24}_{12}Mg$ изотопы оның стабилли изотопларының қатарына киреди (тәбиятта магний үш изотоп түрінде ушырасады: $^{24}_{12}Mg$, $^{25}_{12}Mg$ ҳәм $^{26}_{12}Mg$).

Радиоактив изотоплардың пайда болыўына (n, p) типиндеги реакциялар да алып келеди. Мысалы:



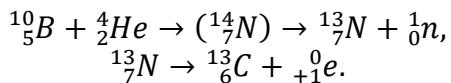
$^{14}_6C$ изотопы да ярым ыдырау дәйириниң шамасы 5000 жылдан үлкен β-радиоактивлик қәсийетке ийе. Усы β-ыдыраудың салдарынан азот қайтадан пайда болады:



Соңғы реакция мынадай өзгешелиги бойынша қызықлы: азоттың ядросы менен нейтрон дәслепки бөлекшелер болып табылады; реакцияның нәтийжесинде азоттың ядросы қайтадан пайда болды, ал нейтронның орнына протон менен электрон пайда болды. Солай етип, нейтрон протон менен электронға ыдырағандай жағдайға ийе болды. Ұсынданған реакцияның жүзеге келиүине қарамастаң нейтронды протон менен электроннан туралы деп есаплауға болмайды. Барлық процесс бир элементар бөлекшелердин басқаларына өз-ара айланыў характерине ийе болады.

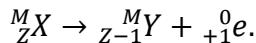
Жасалма радиоактив изотоплар Менделеевтиң дәүирлік системасының ақырындағы тәбийий радиоактив элементлердин арасында белгили болмаған ыдыраудың және бир түрін береди. Атап айтқанда, олар массасы электронның массасына ийе он зарядланған бөлекшелерди шығара алады; бул бөлекшелердин заряды сан мәниси бойынша

электронның зарядына тен, тек белгиси бойынша айрылады. Бундай бөлекшеше позитрон атамасына ийе болды. Позитронлардың бар екенлиги биринши рет космослық нурларды үйрениүдің барысында табылды ҳәм биз оны кейинирек қараймыз. Ҳәзир болса позитронлық радиоактивликтиң пайда болыуына алып келетуғын бир қатар радиоактив реакцияларды көрсетемиз. Бұған мысал хызметин (α, n) реакцияларының қатары атқарады. Бордың $^{10}_5B$ изотопын α -бөлекшелер менен бомбалғанда β^+ -радиоактивликке ийе болған азоттың радиоактив изотопы пайда болады. Процесс мынадай схема бойынша жүреди:



Бул аңлатпада ${}^0_{+1}e$ арқалы позитрон белгиленген. Азоттың радиоактив изотопының ярым ыдырау дәйири 11 мин.

${}^{13}_7N$ ядронынан позитронды шығарғанда углеродтың ${}^{13}_6C$ изотопы, яғни зарядлық саны бирге кем ҳәм массалық саны тап сондай болған элемент пайда болады (яғни Менделеевтиң дәйирилк системасында бир орын алда түрған элемент). Әлбетте, β^+ -радиоактивлик пенен байланыслы болған барлық жағдайларда усындағы аүысыў қағыйдасы орын алады. Сонықтан, биз позитронлық ыдырау ушын мынадай улыўмалық схеманы жаза аламыз:



Позитронның ашылыуы бизин әлементар бөлекшелер ҳаққындағы билимлеримизде үлкен орынды ийеледи. Позитронлар ашылмастан бурын терис ҳәм он әлементар зарядлары $|e|$ ни алып жүриўшилердин арасында үлкен айырма бар деп есапланды. Терис $-e$ зарядын алып жүриўшилер жүдә киши массаға ийе болған электронлар болып табылады. Он әлементар заряд $+e$ ни алып жүриўшилер сыпатында тек салыстырмалы айыр ҳәм ең әпиўайы атом болған водородтың ядроны болып табылатуғын протон белгили еди (${}_1^1H$). Енди электронға үқсас болған, тек зарядының белгиси бойынша айрылатуғын позитронлардың бар екенлиги айқын болды. Бирақ, усындағы жағдайға қарамастан, электронлар менен позитронлардың арасында үлкен айырма бар. Электронлар салыстырмалы аңсат табылатуғын әлементар бөлекшелердин типин береди: барлық атомлардың сыртқы қабықтары электронлардан турады, электронлар металларда "еркин" ҳалда жасайды, вакуумлық трубкада электронлардың ағысларын алыша болады. Позитронлар болса салыстырмалы сийрек ушырасады, усынның нәтийжесинде олар электронлардан әдеўир кейин ашылды; олар тек космослық нурлар менен байланыслы болған құбылысларда ҳәм жасалма түрде алынған стабилли болмаған изотоплардың β^+ -радиоактивлигинде бақланады.

Позитронлардың қәсийетлерин буннан былай үйрениү электрон-позитрон жубының фотонға айланатуғынлығын ҳәм керисинше фотоннан электрон-позитрон жубының пайда болатуғынлығын көрсетти.

Егер, мысалы, азоттың радиоактив ${}^{13}_7N$ изотопынан шығатуғын позитронлардың ағысын металл пластинкаға қарай бағытласа, онда өткір ү-нурларының шығарылатуғынлығы белгили болды. Бул ү-нурлары позитронлардың металдағы еркин электронлар менен биригүйиниң салдарынан пайда болады. Бундай жағдайда позитронлар менен электронлар жоғалады ҳәм үлкен энергияға ийе болған фотонларға айланады⁶⁰. Андерсон тәрепинен ашылған бул құбылыс шет ел әдебиятында

⁶⁰ Тәменги энергияларда электрон менен позитронның аннигиляциясы $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$ түрінде жазылады ҳәм бундай жағдайда жоқары энергияларға ийе болған еки фотонның пайда болыуы жүзеге келеди. Жоқары энергияларда болса басқа бөлекшелердин, мысалы, B -мезонлар ямаса W - ҳәм Z - бозонларының пайда болыуы мүмкін (Аўдарыўшылар).

бөлекшелердин "аннигиляциясы" (жоқ болыўы) атамасына ийе болды. Ҳақыйқатында, бул жағдайда "аннигиляция" процесси материяның жоғалыўын аңғартпайды, ал оның бир түринин (электронлар, позитронлар) екинши түрине (фотонлар) айланыўына алып келинеди ...

Электрон-позитрон жубының фотонларға айланыўы энергия менен қозғалыс мұғдарының сақланыў нызамларының орынланыўы менен жүреди. m_0 массасына сәйкес келетуғын энергия m_0c^2 қа тең. Тап усынданай энергия позитронның массасына да сәйкес келеди. Соныңтан позитрон-электрон жубының фотонларға айланыўындағы энергияның сақланыў нызамы мынадай теңликке алып келеди:

$$W_f = 2m_0c^2 + W_{k1} + W_{k2}. \quad (1)$$

Бул теңликтегі W_f - пайда болған фотонлардың энергиясы ҳәм W_{k1} менен W_{k2} лер электрон менен позитронның соқлығысы ўға шекемги кинетикалық энергиялары. Қозғалыс мұғдарының сақланыў нызамы позитрон-электрон жубының айланыўында еки фотонның пайда болыўын талап етеди. Ҳақыйқатында да, егер биз позитрон менен электронның массаларының орайына жайластырылған координаталар системасын алатуғын болсақ, онда бул координаталар системасына салыстырғандағы олардың қозғалыс мұғдарларының қосындысы нолге тең. Демек, пайда болған фотонлардың қозғалыс мұғдарларының қосындысының да нолге тең болыўы керек. Егер қарама-қарсы бағыттарда тарқалатуғын бирдей болған еки $\hbar\nu$ фотон пайда болса бул талап орынланады. Егер электрон менен позитронның кинетикалық энергиялары W_{k1} менен W_{k2} лер киши болса, онда (1)-теңлик бойынша пайда болған еки фотонның ҳәр бириниң энергиясы мынаған тең болады:

$$\hbar\nu = m_0c^2.$$

Мегаэлектронвольтлерде аңғартылған m_0c^2 шамасының мәниси 0,511 МэВ ке тең. Солай етип, электрон-позитрон жубының айланысында ҳәр қайсысының минималлық энергиясы 0,511 МэВ ке тең болған еки фотонның пайда болыўы керек. Бул жуўмақлардың дұрыслығы тәжирийбелерде тастыйықланды. Л.А.Арцимович, А.И.Алиханов ҳәм А.И.Алиханянлар позитронлардың дерегин еки есаплағыштың арасына жайластырды. Позитронлардың дереги оннан шыққан барлық позитронларды жутатуғын, бирақ өткір үнурларын сезилерліктер иркепейтуғын қалыңлықта ийе қорғасын қабық пенен қапланған. Бул қабықтың ишинде позитронлар электронлар менен бириккен ҳәм бул фотонлардың пайда болыўына алып келген. Есаплағыштар барлық үақытта бир бирине сәйкес келетуғын сигналларды регистрациялаған, бул позитрон-электрон жубының ҳәр бир айланыс актында қарама-қарсы тәреплерге қарай тарқалатуғын еки фотонның пайда болатуғының дәлили болып табылады. Үнурларының өткірлік дәрежесин анықлау, пайда болған фотонлардың ҳақыйқатында да шама менен 0,5 МэВ ке тең энергияға ийе екенligин көрсетти.



407-сүйрет.
Электрон-позитрон жубының излери.

Белгилі дәрежедеги кери процесс те бар. Бул процесс қандай да бир ядроның майданында фотоннан позитрон-электрон жубының пайда болатуғынынан ибарат. Бул жағдайда қозғалыс мұғдарының сақланыў нызамы айланыўшы фотонлардың санына ҳеш

қандай талапты қоймайды: бир фотон позитрон-электрон жубын пайда етеди. (1)-теңликтеке сәйкес, позитрон-электрон жубына айлана алатуғын фотонның минималлық энергиясы $h\nu = 2m_0c^2 = 1,02$ МэВ шамасына тең. Фотонның позитрон-электрон жубына айланыұы тиіккарынан аүыр ядролардың майданында жүзеге келеди. Егер айланатуғын фотонның энергиясы 1,02 МэВ менен үлкен болса, онда артықмаш энергия позитрон менен электронның кинетикалық энергиясы ушын жумсалады. Жуплардың пайда болыұы ThC'' шығарған өткір ү-нурлары менен қорғасынды жақтыландырғанда бақланды. Пайда болған бөлекшелердың фотосүүретлери Вильсон камерасында түсирилди; олар магнит майданының тәсиринде қарама-қарсы тәреплерге қарай аүысады ҳәм бир ноқаттан шығатуғын бирдей болған еки доғаның түрине ийе болады (407-сүүрет). Бул ү-нурланыұының есабынан позитрон-электрон жубының пайда болатуғынлығының туурыдан-тууры тастыйықланыұы болып табылады.

ThC'' шығарған фотонлардың энергиясы 2,6 МэВ. Жоқарыда айтылғанлар бойынша жуптың пайда болыұы ушын шама менен 1 МэВ энергия керек болғанлықтан, қалған 1,6 МэВ энергия пайда болған бөлекшелерге кинетикалық энергия бериү ушын жумсалады. Ҳақыйқатында да, позитрон менен электронның тезликлерин туурыдан-тууры өлшеүлер олардың кинетикалық энергияларының қосындысының 1,6 МэВ ке тең екенligin көрсетти.

§ 378. Жасалма түрде тезлетилген бөлекшелердин тәсиринде жүретуғын ядролық айланыслар. Усы ўақытларға шекем биз тәбий радиоактивликтиң нәтийжесинде пайда болатуғын α -бөлекшелеринин յamasы α -бөлекшелері менен сәйкес затларды бомбалағанда пайда болатуғын нейтронлардың тәсиринде жүзеге келетуғын ядролық айланысларды қарадық Солай етип, ақырғы есапта, элементлердин жасалма айланысы тәбий радиоактивликтиң есабынан пайда етилди. Әлбетте мынадай қызығыўшылық пайда болады: бөлекшелерди соқлығысқанда ядролық айланысларды пайда ете алатуғындай энергияларға шекем бөлекшелерди жасалма жоллар тезлеткенде не болар еди? Оның ушын жүдә жоқары энергиялар талап етилетуғын болғанлықтан (миллионлаған электронволт), усындай энергияларға шекем бөлекшелерди тезлетиүдин техникалық үсыллары әдеүир үлкен қыйыншылықтарды пайда етеди.

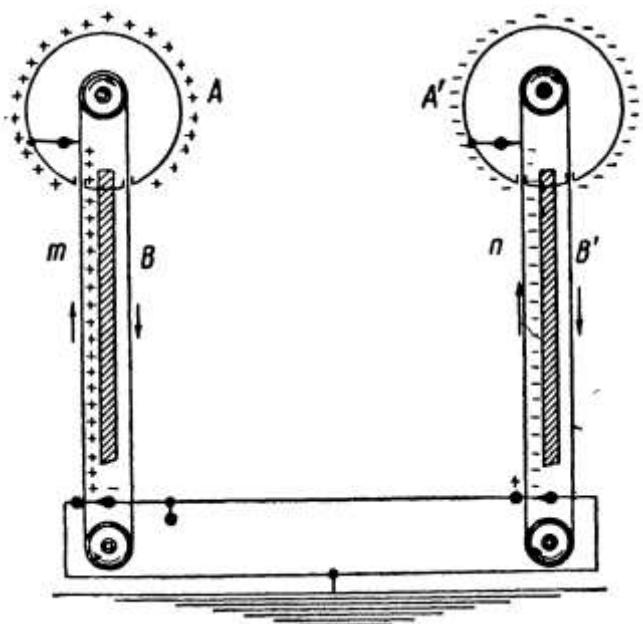
Бөлекшелерди тезлетиүдин жасалма үсыллары бөлеклерге бөлинүүди тек гелийдин ядролары (α -бөлекшелеринин) жәрдеминде ғана емес, ал тез қозғалатуғын протонлар менен дейтронлардың жәрдеминде де жүзеге келтириүге мүмкіншилик береди. Тарийхый жақтан жасалма түрде тезлетилген протонлардың бомбалаудың жүргизилген литийдин бөлеклерге бөлинүү реакциясы бириңи реакция болып табылады. Бундай реакция 1930-жылы Резерфордтың хызметкерлери Кокрофт пенен Уолтон болып табылады. Олар протонларды (әдеттеги водородтың ядроларын) тезлетиү ушын 600 000 В ке шекемги потенциаллар айырмасын пайда ете алатуғын трансформаторы бар дүзилистен пайдаланды. Ҳәзирги ўақытлардағы физика бөлекшелерди онлаған ҳәтте жүзлеген мың электронволт энергияға шекем тезлете алатуғын бир қатар үсыллардан пайдаланады⁶¹.

Усы үсылларды қараймыз.

⁶¹ Ҳәзирги ўақытлардағы зарядланған бөлекшелерге ең үлкен энергия бере алатуғын дүзилис (коллайдер) Үлкен адронлық коллайдер (инглиз тилинде Large Hadron Collider, қысқаша LHC) болып табылады. Ол бир бирине қарама-қарсы бағытта қозғалатуғын протонларды ҳәм аүыр ионларды (қорғасынның ионларын) тезлетиү ҳәм олардың урылышының салдарынан пайда болған бөлекшелерди изертлеү ушын арналған. Коллайдер Женева қаласының қасында Швейцария менен Францияның шегарасында жайласқан ЦЕРН де (Ядролық изертлеүлердин Европа кеңеси) құрылған Үлкен адронлық коллайдер дүньядағы ең үлкен эксперименталлық дүзилис болып табылады. Оның құрылышы менен онда өткөрілген изертлеүлерге 100 ден аслам еллардин 10 мыңнан аслам инженерлери ҳәм алымлары қатнасқан. Үлкен адронлық коллайдер бөлекшелерди 6,5 ТэВ = $6,5 \cdot 10^{12}$ эВ энергияға шекем тезлете алады (Аүдарыўшылар).

1. Ван-Граафтың электростатикалық генераторы. Бул генератордың дүзилисиси иши бос өткизиүши шарды оған сырттан зарядларды бериү жолы менен жоқары потенциалга шекем зарядлауға тийкарланған (II том, 133-параграф). Генератордың дүзилисисинің схемасы 408-сүйретте көрсетилген. Бул сүйретте A менен A' - бийик изоляциялайтуғын B ҳәм B' колонналарының жоқарысында орналастырылған иши бос металл сфералар. Зарядлар сфераларға еки шексиз айланышы m ҳәм n ленталарының жәрдемінде бериледи. Ленталар изоляциялық материалдан соғылған (жипек, сделаны из изолирующего материала (шелк, резина араластырылған гезлеме) ҳәм тоқты туұрылайтуғын кенетронлы бар трансформатордың жәрдемінде 10—20 кВ ке шекем зарядланады. Бир сфера он, ал екиншиси терис зарядланады.

Усындаған генератор 7 млн вольтке шекемги потенциаллар айырмасын алғыға мүмкіншиликті береди.



408-сүйрет.
Ван-Грааф генераторының
дүзилисисинің схемасы.

2. Циклотрон. Биринши рет Лоуренс тәрепинен 1932-жылы әмелге асырылған бул әсбаптың идеясы мынадан ибарат: зарядланған бөлекше вакуумда тегис цилиндрдин еки A ҳәм B ярымларының арасындағы саңлақта пайда етилген электр майданының тәсиринде тезлетиледи (409-а сүйрет). Цилиндрдин ултанына перпендикуляр болған магнит майданы бөлекшениң қозғалыс бағытын өзгертереди ҳәм бөлекшени цилиндрдин саңлақтарының арасында және ушып өтийге мәжбүрлейді. Усы моментке шекем сәйкес радиотехникалық генератордың жәрдемінде ярым цилиндрлердин екеүинің де зарядларының белгилери өзгертиледи. Сонықтан саңлақтағы майдан бөлекшени және де тезлетеди. Усының нәтийжесінде бөлекше спираль тәризли траектория бойынша қозғалады (409-сүйретте пункттир менен көрсетилген) ҳәм ярым цилиндрлердин арасындағы саңлақ арқалы ҳәр өткенде жаңадан тезлений алады. Егер ярым цилиндрлердин арасында пайда етилген потенциаллар айырмасының шамасы V_0 ге тең, ал бөлекше n рет айланатуғын болса, онда ол ақырғы есапта $V = 2nV_0$ потенциаллар айырмасына сәйкес келетуғындай тезленийге тиізе болады. Солай етип, салыстырмалы үлкен болмаған V_0 потенциаллар айырмасынан пайдаланып ҳәм бөлекшени көп санлы n айланышын мәжбүрлеп, бөлекшелерди энергияның жұдә үлкен мәнислерине шекем тезлетиүге болады.

Циклотронды жүзеге келтириудың мүмкіншилигі бөлекшениң спираль тәризли траектория бойынша бир айланышы ушын кететуғын ўақыт t ның тезліктен ғәрзели емес

екенлигине тийкарланған. Бул цилиндрдин әки ярымындағы зарядлардың белгисин тұрақты болған $\omega = 2\pi/t$ цикллық жиийilik пенен өзгертиүге мүмкіншилик береди. Ҳақыйқатында да, егер магнит майданының кернеўлиги H қа тең болса, цилиндрдин бир ярымының ишиндеги бөлекшесі басып өтетуғын ярым дөңгелектің радиусы R мынаған тең:

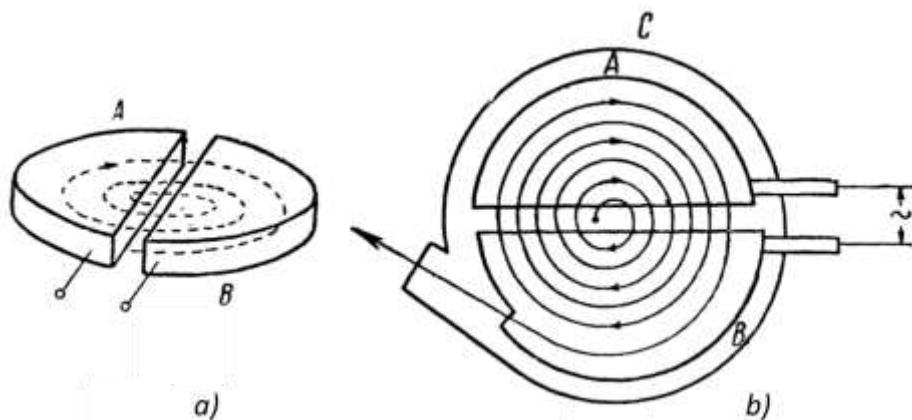
$$R = \frac{cv}{\frac{e}{m}H}.$$

Бул теңдикте v - бөлекшениң тезлигі (ярым цилиндрлердин бириңиң ишиндеги қозғалыс үақытында тұрақты), ал $\frac{e}{m}$ - оның зарядының массасына қатнасы. Буннан ярым цилиндрлердин бириңдеги қозғалыс үақыты t ушын

$$t' = \frac{\pi R}{v} = \frac{\pi c}{\frac{e}{m}H}$$

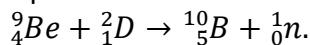
мәнисин, яғни v тезликтен ғәрэзсиз болған тұрақты мәнисти аламыз. Демек $t = 2t'$ үақыты да тезликтен ғәрэзли емес.

409-б сүйретте циклотронның үстинен қарағандағы схемасы берилген. A ҳәм B ярым цилиндрлеринин әкеүи де C құтысының ишинде жайластырылған ҳәм бул құтыдан ҳауа сорып алынған. Құты электромагниттің полюсларының арасында жайластырылған. Үлкен циклотронларда электромагниттің полюсларының диаметри 1,5 м ге жетеди ҳәм оннан да үлкен болады⁶². Ионлардың дереги сыпатында циклотронның орайында жанып турған ҳәм ионлардың ушып шығыуы ушын саңлаққа ийе металл дийўаллары бар үлкен болмаған дуга хызмет етеди. Дуга жанып турған областқа үзлиksiz газ ағады ҳәм бул газ ионлардың пайда болыуы ушын хызмет етеди. Циклотронның бул областынан басқа бөліміне өтетуғын газди насослардың жәрдемінде сорып алады.



409-сүйрет. Циклотронның дүзилисінин схемасы.

Циклотронның жәрдемінде протонларды, дейtronларды ҳәм гелийдин ядроларын тезлетиүге болады. Оның жәрдемінде сәйкес элементті бомбалап нейтронларды алыўға болады. Мысалы, бериллийди дейtronлар менен бомбалап мынадай реакцияның жәрдемінде нейтронларды алыў мүмкін:



Усындағанда менен тәбiiй радиоактив заттың бир неше килограммының жәрдемінде алынатуғында шамадағы нейтронлардың ағысын алыўға болады.

Тезлетилетуғын бөлекшелердин массаларының тезликтен ғәрэзли екенлигин есапқа алмаўға болатуғын жағдайларда ғана циклотронда бөлекшелерди тезлетиү ушын зәрүрли

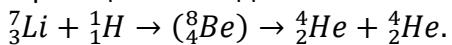
⁶² 1932-жылы соғылған циклотронның диаметри 69 см ге тең. Ол бөлекшелерди 5 МэВ энергияға шекем тезлете алды (Аўдарыўшылар).

болған (1)-шәртти пайдаланыўға болады. Салыстырмалық теориясына сәйкес үлкен тезликлерде массаның тезликтен ғәрезлиги сезилетуғын жағдайларда (1)-шәрт бұзылады ҳәм бөлекшелерди циклотронда буннан былай тезлетиўдин мүмкіншилиги жоғалады. Бул жағдай циклотронда бөлекшеге берилетуғын энергияның шамасын шеклейди. Жеңіл бөлекшелер ушын шек ертерек пайда болады, себеби олар үлкен тезликлерге тез жетиседи. Дейтронлар ушын циклотронда жетиў мүмкін болған энергияның шамасы 100 МэВ ке жетеди. Совет физиги В.И.Векслер тәрепинен бөлекшелерди буннан былай тезлетиўдин мүмкіншилиги биринши рет көрсетилди. Оның ушын әстелік пенен (адиабаталық) генератордың жийилигин ямаса магнит майданының кернеўлигін өзгертиў керек. Усындај жоллар менен бөлекшелердин тезлетилийн әмелге асыратуғын әсбапларды *синхротрон* ҳәм *синхроциклиотрон* деп атайды. СССР Илимлер Академиясының ядролық проблемалар лабораториясында бөлекшелерди 680 МэВ энергияға шекем тезлете туғын синхроциклиотрон ислеп түр ҳәм ҳәзирги үақытлары бөлекшелерге 10 млрд эВ энергия беретуғын дүзилис жүзеге келтирілген.

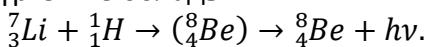
3. Бетатрон. Бул әсбап электронларды тезлетеи үшын хызмет етеди. Массасы киши болғанлықтан электронларды циклотронда жоқары энергияларға шекем тезлетеиғе болмайды. Бетатронда электронлардың тезленийи магнит майданының өзгериүинин нәтийжесинде пайда болған қуын тәризли электр майданының тәсиринде жүзеге келеди. Бул усылдың теориясы совет физиги Я. П.Терлецкий тәрепинен ислеп шығылды. Бетатронда тезленийдин мүмкіншилиги массаның тезликтен ғәрезлиги менен шекленбейди. Бетатрон электромагниттиң полюсларының арасында жайласқан тороидаллық вакуумлық ыдыс болып табылады. Магнит майданының кернеўлигі H тың үақытқа байланыслы өзгерисинде кернеўлиги дөңгелек сыйықтар болған қуын тәризли электр майданы пайда болады (II-том, 242-параграф) ҳәм бул электр майданы электронларды тезлетеди. Магнит майданының өзгериси қысқа үақыттың ишинде (шама менен 10^{-3} сек) оның үлкейиүинен ибарат. Усы үақыттың ишинде электрон дөңгелек орбита бойлап жүз мынадай айланыс жасап үлгереди ҳәм нәтийжеде оның энергиясы 100 МэВ ке жетеди. Усындај тез ушатуғын электронлар қатты нышанаға барып урылғанда өткір үнурлары шығады. Бул нурларды ядроларды бөлеклерге бөлиү үшын пайдаланыўға болады.

Жоқарыда көрсетилген бөлекшелерди тезлетеиүдин усыллары жұдә көп санлы ядролық реакцияларды жүзеге келтириүге ҳәм ҳәр қылыш элементлердин усындај реакцияларда алынған изотопларының қәсийетлерин үйренийге мүмкіншилик берди.

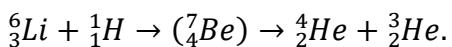
Мысал сыпатында, литийди үлкен тезликтеги протонлар менен бомбалағанда жүретуғын реакцияны қараймыз. Тәбийи литий еки 7_3Li ҳәм 6_3Li изотопларынан турады. 7_3Li ни бомбалағанда мынадай реакция алынады:



Көринип турғанында, ақырғы есапта гелийдин еки ядросы (α -бөлекше) пайда болады. Бирақ, 8_4Be ядросы барлық үақытта еки α -бөлекшеге ыдырамайды. Айырым жағдайларда ол энергиясы 17,2 МэВ болған γ -фотонды шығарыў менен орнықлы ҳалға өтеди. Бундай жағдайда реакция мынадай түрге ийе болады:

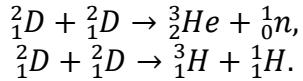


Екинши изотоп 6_3Li тез қозғалатуғын протонлар менен бомбалағанда мынадай реакцияға алып келеди:



Демек, бул жағдайда да гелийдин еки ядросы пайда болады. Бирақ, олардың биреүинин атомлық салмағы әдеттегидей 4 ке, ал, екиншисинин атомлық салмағы 3 ке тең. Усындај усылдың жәрдеминде гелийдин стабилли болған жеңіл изотопы 3_2He ашылды. Бирақ, жер шарында тәбийи шарайтларда бул изотоп жұдә аз мүғдарда ушырасады: ол әдеттеги атмосфералық гелийге шама менен 0,0001 % мүғдарда араласқан.

Тез үшатуғын дейтронлар ҳәр қыйлы ядролық реакцияларды жүзеге келтиреди. Бул реакциялар жийи түрде (d, p) ямаса (d, n) типинде, яғни протонның ямаса нейтронның пайда болыуы менен жүреди. Соның менен бирге реакциялардың еки типи де бир элементті бомбалаудың нәтийжесинде жүзеге келиүи мүмкін. Мысал сыпатында дейтронларды дейтронлар менен бомбалағанда пайда болатуғын реакцияларды келтиремиз; бул реакциялар төмендеги схемалардың биреүи бойынша жүреди:



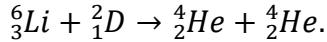
Бириңи жағдайда гелийдинң жеңил 3_2He изотопы қайтадан алынады. Ал екінши реакцияда болса атомлық салмағы 3 ке тең водородтың аўыр изотопы 3_1H пайда болады; водородтың бул изотопы *тритий* (3_1T) атамасына ийе болды. Тритий радиоактив, ол β бөлекшесин (электрон) шығарады ҳәм гелийдин 3_2He изотопына айланады:



Тритийдин ярым ыдырау дәүириниң шамасы 12 жылдың әтирапында; оның массасының дәл мәниси 3,01700 шамасына тең.

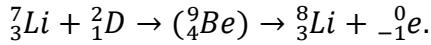


Литийдин жеңил изотопы 6_3Li ни дейтронлар менен бомбалағанда еки α -бөлекше пайда болады:



Бул реакцияда жұдә үлкен болған 22,7 МэВ энергия бөлиніп шығады.

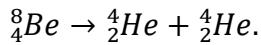
Дейтронлар менен литийдин 7_3Li изотопын бомбалағанда литийдин радиоактив изотопы пайда болады:



Литий 8_3Li радиоактив қәсийетке ийе ҳәм оның ярым ыдырау үақытының шамасы дым киши, 0,88 сек қа тең; оның ыдырауы мынадай схема бойынша жүреди:

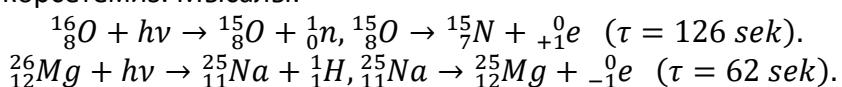


8_4Be изотопы да орнықлы емес ҳәм жұдә қысқа үақыттың ишинде ($\sim 10^{-21}$ сек) еки α -бөлекшеге ыдырайды:



Солай етип, 8_3Li ни дейтронлар менен бомбалағанда ядролық айланыслардың көп дизбеги жүзеге келеди екен.

Бетатронлардың жәрдемінде алынатуғын өткір γ -нурлар пайда ететуғын реакцияларда тоқтаймыз. Биз жоқарыда (376-параграфта) γ -фотонларының тәсіринде дейтронлардың протонлар менен нейтронларға ыдырауына алып келетуғын "ядролық фотоэффекттің" орын алатуғынлығын көрсеткен едик. Және де бир неше ядролық фотоэффектті көрсетемиз. Мысалы:



Бириңи жағдайда фотон ядродан нейтронды, ал екінши жағдайда протонды ушырып шығарады; еки жағдайда да жасау дәүири киши болған стабилли емес ядролар пайда болады.

Жасалма түрде жүретуғын ядролық айланыслардың жәрдемінде сол үақыттарға шекем Менделеевтің дәүирлік системасында болмаған элементлерди алыуыңың сәти тусти. Олар қатар саны $Z = 43, 61, 85$ ҳәм 87 болған элементлер болып табылады. Олардың үшөйинин бар екенлиги Менделеев тәрепинен экамарганец, экайод, экацезий элементтери сыпатында болжап айттылған еди (350-параграфқа қараңыз). Олардың барлығы орнықлы емес радиоактив изотоплар түрінде алынды. Атомлық салмағы 99 тең $Z = 43$ элементтің изотопы ең орнықлы болып шықты (технечий). Оның ярым ыдырау үақыты $4,7 \cdot 10^5$ жыл. Қатар саны $Z = 61$ болған элемент сиyrек жер

элементлериниң қатарына кирedi (прометий). Жасалма түрде $Z > 92$ трансуран элементлери де алынды. Олар ҳақында төменде гәп етиледи (381-параграф).

Ең соңғы үақытлары (1955-жылы) жоқары энергияға ийе протонлар менен мыс нышананы бомбалағанда массасы протонның массасына 5 % ке шекемги дәллікте сәйкес келетуғын терис зарядланған бөлекшелердин пайда болатуғынлығын көрсетиүдің сәти түсти. Бул бөлекшелер *антипротонлар* болып табылады. Олар протонлар менен симметриялы, бирақ терис зарядқа ийе.

Усы параграфтың ақырында *изомерлик өтіү* деп аталауғын ядролық айланыслардың және бир типинде иркилемиз. Жасалма түрде алынған изотопларда усындағы айланыслардың болатуғынлығы И.В.Курчатов ҳәм Л.И.Русиновлар тәрепинен болжап айттылды. Нейтронлар менен бомбалағанда пайда болатуғын бромның жасалма радиоактивлигінде бромның $^{80}_{35}Br$ изотопының $\tau = 18$ минут ҳәм 4 саattan ұлкенирек болған еки түрли ярым ыдырау дәүирине ийе болатуғынлығы анықланды. Бул жағдай $^{80}_{35}Br$ изотопының ҳәр қыйлы болған еки ("изомерлик") ҳалларда тұра алатуғынлығы менен түсіндіриледи. Олардың бириңиси орнықлы емес; усындағы ҳалда турған $^{80}_{35}Br$ изотопы β -радиоактивлик қәсиеjетке ийе болады ҳәм $\tau = 18$ мин дәүир менен ыдырайды. Екинши ҳал метастабилли. Бул ҳалда $^{80}_{35}Br$ изотопы ыдырамайды. Бирақ, метастабиллік ҳалдағы жасау үақыты шекленген ҳәм шама менен 4,4 саатта тең. Метастабилли ҳалдан орнықлы емес ҳалға өткенде $^{80}_{35}Br$ изотопы және β -радиоактивлікке ийе болады ҳәм $^{80}_{36}Kr$ изотопына айланады.

Жасалма түрде алынған радиоактив изотоплар ис жүзинде ҳәр қыйлы мақсетлер ушын пайдаланылады. Олардың бир қаншасы тәбiiй препаратлардың орына медицинада қолланылады. Соңғы үақытлары химияда ҳәм айрықша биологияда "нышана атомлар" усылы пайдаланыла баслады. Бул усыл радиоактив тәсири бойынша стабилли емес изотоплардың оғада аз мүғдарын анықлауға мүмкіншилік береди. Мысалы, егер топыраққа радиоактив $^{45}_{20}Ca$ изотопының қосса, онда олардың кейин өсимліктиң қандай бөлімлерине (жапырақтар, мийүелер) тарқалатуғынлығын табыуға болады.

§ 379. Ядролық моментлер. Электроны тек заряд пенен массаға ийе болып қоймай, шамасы Бор магнетоны болған $\mu_0 = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}$ шамасына тең магнит моментине де ийе болады. Улыўма айтқанда ядролар да механикалық ҳәм магнит моментлерине ийе болады. Электронның магнит моменти атомның энергия қәддилериниң бир неше қәддилерге бөлинүүнен алып келеди. Бул жағдай, өз гезегинде, спектраллық сзыықтардың дублетлик, триплетлик ҳ.т.б. құрылышының пайда болыуын тәмиийинлейди (348-параграф). Ядроның магнит моменти де атомның электронлық қабықтарының энергия қәддилериниң бир неше қәддилерге ажыралыуын болдырады. Бирақ, бундай жағдайдағы қәддилерге ажыралыу электронның магнит моментиниң тәсириндеги ажыралыуға салыстырғанда әдеүир киши. Энергия қәддилериниң бул қосымша ажыраўлары спектраллық сзыықтардың аса жуқа структурасының пайда болыуна алып келеди.

1928-жылы А.Н.Теренин менен Л.Н.Добрецов натрийдин $3s^2S_{1/2} - 3p^2P_J$ сары дублетиниң қураушыларының ҳәр қайсысының өз гезегинде бир бирине жұдә жақын жайласқан еки сзыықтан туратуғынлығын тапты. Сзыықтардың бул структурасы соншама тар болғанлықтан, оны жұдә жоқары ажырата алыў күшине ийе спектраллық әсбаплардың жәрдемінде ҳәм кеңеймеген, кескин сзыықтарға ийе болған жақтылықтың арнаўлы дереклерин пайдаланғанда ғана бақлауға болады. Егер атом ядросы $P_I = \hbar\sqrt{I(I+1)}$ шамасына тең (I арқалы ядроның қәсиеjетин тәрийиплейтуын квант саны) механикалық моментке ҳәм μ_I магнит моментине ийе деп есапланған жағдайда спектраллық сзыықтардың аса жуқа структурасын түсіндіриүгө болады. Аса жуқа структуралының таллау I квант санын анықлауға мүмкіншилік береди. Ҳәр қыйлы ядролар ушын I квант саны 0, ½,

1, 3/2 ұ.т.б. мәнислерге ийе болады; мысалы, натрийдин ($^{23}_{11}Na$) ядросы ушын $I = 3/2$, кальцийдин ядросы ($^{40}_{20}Ca$) ушын $I = 0$. $I = 0$ болған жағдайда сызықлардың аса жуқа структурасы орын алмайды. Ядролардың магнит моментлеринин шамасы Бор магнетонының шама менен $\frac{1}{1000}$ бөлегин қурайды. Бирақ, спектроскопиялық мағлышматлар бойынша ядролардың магнит моментлерин анықлау ядроның электронлық қабық пенен тәсирлесіү энергиясының дәл мәнисин есаплауды талап ететуғынлығына байланыслы әдеүир үлкен қызыншылықтарды пайда етеди.

Ядролардың магнит моменттери μ_I ди анықлаудың туурыйдан-туұры ұсылы магнит майданындағы атомлық дастелердин бурылығына тийкарланған. Бундай тәжирийбени Штерн ҳәм Герлах тәрепинен атомның электронлық қабығының магнит моментин анықлау бойынша өткерген тәжирийбесіндегі етип өткериүге болады (II том, 201-параграф). Ұсындау ұсылдың жәрдемінде Штерн ҳәм оның хызметкерлери протонның магнит моментин анықлады. Олар водородтың молекулалық (1_1H_2) дәстесинің бир текли емес магнит майданындағы аүйысының изертледи. Водород молекуласы ҳәр қыйлы болған еки ҳалда тұра алады: компенсацияланған ядролық моментлерге ийе ҳал (параводород) ҳәм бир бирине параллель болған ядролық моментлерге ийе ҳал (ортоводород). Ортовородород дәстесинің бир текли емес магнит майданындағы ажыралығын бақладап, Штерн ҳәм оның хызметкерлери 1H ядроның, яғни протонның магнит моментин анықлады. Олардың өлшеўлеринің нәтийжесі күтилмеген жағдайды берди. Протонның магнит моментин электронның магнит моментин анықтайтуғын формула бойынша есаплауға болады деп болжай тәбий. Тек бул жағдайда электронның массасын протонның массасы менен алмастырыў керек. Протонның массасы электронның массасынан 1836 есе үлкен болғанлықтан, протонның магнит момента Бор магнетоны μ_0 менен $\frac{1}{1836}$ шамасының көбеймесине тең болыуы керек. $\mu_y = \frac{1}{1836} \mu_0$ формуласының жәрдемінде анықланатуғын бул шаманы "ядролық магнетон" деп те атады. Бирақ, өлшеўлер протонның магнит моментиниң μ_y ядролық магнетоннан 2,8 есе үлкен екенligin көрсетти, Ҳәзирги ўақытлардағы дәл өлшеўлер бойынша протонның магнит момента $\mu_p = 2,7896\mu_y$ шамасына тең екенligin көрсетти.

Соңғы ўақытлары ядролық моментлердин көп саны айрықша болған "радиоспектроскопиялық" ұсыл менен анықланды. Бул ұсыл радиожийиликлер областына киретуғын электромагнит толқынларының тәсирінде бөлекшениң магнит моментиниң өзгерисине тийкарланған. $J = 0$ ҳалындағы атомды көз алдымызға келтиремиз. бундай ҳалда оның электронлық қабығының магнит момента нолге тең ҳәм толық момент ядролық момент μ_I ге сәйкес келеди. Кернелігі H қа тең болған сыртқы магнит майданында бундай атом қосымша

$$\Delta W = \frac{M_I}{I} \mu_I H$$

энергиясына ийе болады (346-параграфта келтирилген есаплауға қараңыз). Бул теңликте M_I - сыртқы магнит майданы H тың бағытына салыстырғанда ядролық моментиниң бағытын анықтайтуғын ҳәм $M_I = \pm I, \pm(I-1), \dots$ мәнислерине ийе болатуғын квант саны. Сайлап алыў қағыйдасы бойынша $\Delta M_I = \pm 1$ теңлигине сәйкес магнит моментиниң секирмели өзгерислеринің жүзеге келийи мүмкін. Сыртқы магнит майданындағы ұсындау "қайтадан ориентацияланыўларда" энергияның сан мәниси бойынша

$$\delta(\Delta W) = \frac{\mu_I}{I} H \quad (1)$$

шамасына тең өзгерислері орын алады.

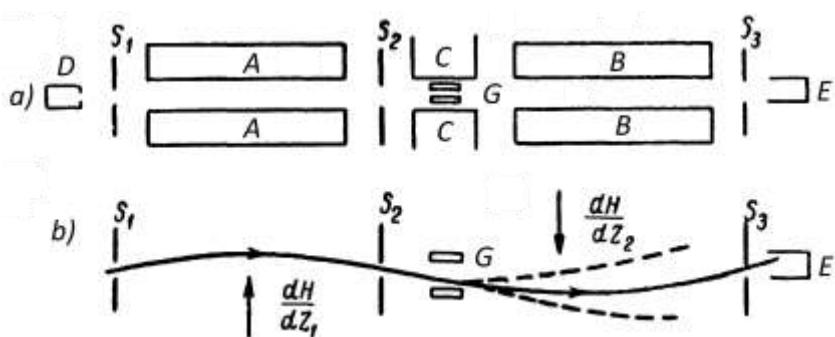
Атомның бағытын өзгертиү үшын оған сырттан $\delta(\Delta W)$ шамасына тең энергияны беріў керек. Энергияның бул порциясының жиийилиги

$$\nu = \frac{\delta(\Delta W)}{h}$$

шамасына тең болған нурланыudy жұтыudyн нәтийжесинде берилиүи мүмкін. Бул тенгликке $\delta(\Delta W)$ шамасының (1)-тенглик бойынша мәнисин қойып, мынаны аламыз:

$$\nu = \frac{\mu_I H}{Ih}. \quad (2)$$

$H \cong 1000$ э болған жағдайда ν жийилиги ушын $10^6\text{-}10^7$ Гц, яғни жийиликтин әдеттеги радиотолқынларға сәйкес келетуғын мәнисин аламыз. Ядролық магнит моментлерин анықлаудың "радиоспектроскопиялық" усылы ядролық моментлерди анықлаудың тиіккарында испеп шығылған. Атомлардың қайтадан бағытланыуына сәйкес келетуғын ν жийилигин анықлап, (2)-тенглик бойынша μ_I шамасының мәнисин анықлауға болады.



410-сүрет. Радиоспектроскопиялық усыл менен ядролық моментлерди анықлау ушын арналған дүзилистің схемасы.

Қайтадан ориентацияланыў фактын анықлау ушын схема түринде 410-а сүретте көрсетилген дүзилистен пайдаланады. Ишинен ҳаўасы сорып алынған узын металл трубаның ишинде атомлық ямаса молекулалық дәсте алынады. Дәсте D қыздырғышында сәйкес материалдың пүүланыуының нәтийжесинде алынады; дәсте S_1 ҳәм S_2 саңлақларының жәрдемінде шекленеди ҳәм дәстениң интенсивлигин регистрациялайтуғын E қабыллағышына келип түседи. Еки A ҳәм B магниттери дәстелерди аўыстыратуғын бир текли емес магнит майданын пайда етеди. Бул магнитлердин майданларының градиенттери қарама-қарсы бағытланған. Сонықтан бул майданларда дәсте қарама-қарсы бағытларда аўысады. Еки майданның градиентлеринің мәнислерин сәйкес түрде сайлап алғанда B магнити пайда еткен майданың беретуғын аўысыўы A магнити пайда еткен майданың беретуғын аўысыўын компенсациялайды ҳәм дәсте қайтадан E қабыллағышына келип түседи. 410-б сүретте усындағы дәстениң траекториясы тутас сызық, пенен көрсетилген. A ҳәм B магнитлеринің арасында кернеўлиги H қа тең болған бир текли магнит майданын пайда ететуғын үшинши C магнити жайластырылған. Бул магниттин бағыты A ҳәм B магниттери пайда еткен магнит майданларының бағытына сәйкес келеди. Турақты магнит майданы дәстени аўыстырмайтуғын болғанлықтан, үшинши магниттин болыўы дәстениң траекториясын өзгертпейді. Егер бөлекшелердин магнит моментлеринің бағытлары барлық үақытта өзгермей қалатуғын жағдайда ғана бул жағдайлардың барлығы да орынланады. Егер H майданының шеклеринде бөлекшениң ориентациясы өзгеретуғын болса, онда B магнити пайда еткен аўысыўдың шамасы өзгереди. Нәтийжеде жолдың бойында ориентациясын өзгерткен бөлеккеше E қабыллағышына келип түспейді (бундай бөлекшелердин траекториялары 410-б сүретте пункттир сызықтар менен көрсетилген). Бөлекшелердин қайтадан ориентацияланыўы C магниттин полюсларының арасында жоқары жийиликли өзгермeli тоқ өтип турған G мыс илгегиниң жәрдемінде пайда етілетуғын өзгермeli электромагнит толқынларының тәсиринде жүзеге келеди.

Тәжирибe мынаған алып келинеди: дәстениң E қабыллағышына келип жетиүи тоқтайтуғын ν жийилиги сайлап алынады. Жийиликтин бул мәниси (2)-формула бойынша ядролық моментti есаплауға мүмкіншиликті береди. XXXI кестеде базы бир ядролар ушын I менен μ_I/μ_y қатнасының мәнислері берилген.

XXXI кестеден көринип турғандай, базы бир ядролар ушын μ_I/μ_y қатнасының мәниси терис; бул усындағы ядролардың магнит моментлеринің олардың P_I механикалық моментлерине қарама-қарсы екенлигин аңғартады. Ен үлкен магнит моментине индий

ийе. Оның ядросының қасындағы магнит моменти μ_y ядролық магнетон μ_y дан 5,5 есе үлкен екенлигин көрсетеди. XXXI кестеде нейтрон ушын I менен μ_I/μ_y шамаларының мәнислері де келтирилген. Олар магнитленген темирдеги нейтронлардың шашырауының олардың магнит моментинин бағытынан ғәрзели екенлигине тийкарланған тәжирийбениң жәрдеминде алынған. Нейтронның магнит моментинин ориентировкасының өзгериси жоқары тәрийипленген дүзилисте өткерилген радиоспетроскопиялық тәжирийбелердин жәрдеминде анықланады. Нейтронда (нейтраль болған бөлекшеде) магнит моментинин бар болыұы факты элементар бөлекшелердин тәбиятын айқынластырыуда үлкен қызығыштырылғандарды пайдалауда етеди.

XXXI кесте.

Ядролық моменттер

Z	Элемент	I	μ_I/μ_y
0	нейтрон	$\frac{1}{2}$	-1,9103
1	1H	$\frac{1}{2}$	+2,7896
1	2D	1	+0,8565
2	4He	0	-
3	6Li	1	-0,8213
3	7Li	$\frac{3}{2}$	+3,2532
7	^{14}N	1	+0,403
8	^{16}O	0	-
11	^{23}Na	$\frac{3}{2}$	+2,215
19	^{39}K	$\frac{3}{2}$	+1,136
19	^{40}K	4	-1,290
49	^{113}In	$\frac{9}{2}$	+5,49

§ 380. Строение атомных ядер. Дәслепки үақытлары атом ядроларын протонлар менен электронлардан туралы деп есаплады. Ядрода электронлардың болыұы ғарәби активликтиң болыұы менен жеткилилдегі дәрежеде тиккелей тастыйықланатуғынлай болып көринди. Усының менен бирге зарядлық саны Z ге, массалық саны M ге тең болған ядроны протонлар (N_p) менен электронлардың (N_e) мынадай санынан туралы деп есаплады:

$$N_p = M, N_e = M - Z. \quad (1)$$

Бирақ, бул гипотеза ядролық моментлердин бақлауларда алғынатуғын мәнислерин түсіндіриүге қаратылған тырысыўларда жүдә үлкен қызыншылықтарға жолықты. Бул қызыншылықтар бириңши рет азоттың $^{14}_7N$ ядросының қәсийетлерин таллағанда пайдалауды. Бул ядро $I = 1$ квант саны менен тәрийипленеди ҳәм Бор магнетоны μ_0 дин үшін шама менен $\frac{1}{4500}$ дей үлесине тең магнит моментине ийе. Усының менен бирге, (1)-теңлик бойынша $^{14}_7N$ ядросы 14 протоннан ҳәм 7 электроннан турыўы керек. Электронлардың тақ санында (жети) олардың меншикли магнит моментлері μ_0 лер бир бириң толық компенсациялай алмайды Солай етип, азоттың ядросының магнит моменти Бордың бир магнетонына жақын мәниске ийе болыұы керек, ал жақыншылықта оннан әдеүір киши. Азоттың ядросы ушын $I = 1$ теңлигинин орын алатуғынлығының себебін түсіндіриүдің де сәти түспейді. Азоттың ядросының құрамына киретуғын бөлекшелердин (протонлар менен электронлардың) саны $14 + 7 = 21$, яғни бул шама да тақ сан. Протон менен электронның меншикли спинлик моментлері $\frac{1}{2}$ ге тең квант санлары менен тәрийипленеди ҳәм олар бир бириңе салыстырғанда параллель ямаса антипараллель болыұы мүмкін. Буннан ядроның спинлик моментинин ярым пүтиң санға тең болған I

квантлық саны менен тәрийиплениүи керек. Отсюда следует, что спиновый момент всего ядра должен был бы характеризоваться квантовым числом 7, имеющим полуцелое значение ($1/2$ тақ санының алгебралық қосындысы). Бул жуўмақ бақланған $I = 1$ мәнисине қайшы келеди. Кейинирек теориялық жуўмақтар менен тәжирийбелерде алынған мағлыұматлардың арасындағы тап усындағы сәйкес келмеүшилик дейtron (2_1D) ушын да табылды. Тәжирийбелерде алынған мағлыұматлар бойынша дейtronда $I = 1$ ҳәм оның магнит моменти Бор магнетонының шама менен $\frac{1}{2000}$ үлесине ғана тең. (1)-схема бойынша дейtronның еки протоннан ҳәм бир электроннан түрыұы керек. Буннан дейtron ушын I дин 1/2 ге ямаса 3/2 ге тең болыўының, ал магнит моментиниң бир Бор магнетонына жақын болыўының керек екенлиги келип шығады.

Нейtronлар ашылғаннан кейин басқа көз-қарас пайда болды. Биринши рет совет физиги Д. Д. Иваненко ядролар тек протонлар менен нейtronлардан турады деп болжады. Ядроның қурамлық бөлекшелери сыйқлы, бул бөлекшелер нуклонлар атамасына иие болды. Ядролардың нуклонлардан туратуғынлығын ҳақындағы гипотеза ҳәзирги үақытлары бәрше тәрепинен қабыл етилген гипотеза болып табылады. Бул гипотезаның көз-қарасы бойынша β -ыдырау өкінши құбылыш болып табылады. Нейtronлардың биреүи протон, электрон ҳәм нейтринога айланады.

Зарядлық саны Z ке ҳәм массалық саны M ге тең болған ядро мынадай сандағы протонлардан (N_p) ҳәм нейtronлардан (N_n) турады:

$$N_p = Z, N_n = M - Z. \quad (2)$$

Ядроның қурамына киретуғын бөлекшелердин (нуклонлардың) улыўмалық саны массалық сан M ге тең. Жеңил элементлердин ядроларындағы нейtronлардың саны протонлардың санына тең. Мысалы 4_2He ядросы еки протоннан ҳәм еки нейtronнан, $^{12}_6C$ ядросы алты нейtronнан ҳәм алты протонның турады х.т.б. Орта ҳәм аүыр элементлердин ядроларында нейtronлардың саны протонлардың санынан көп. Мысалы, $^{238}_{92}U$ уран ядросында 92 протон ҳәм 146 нейtron бар.

Жоқарыда көлтирилген ядролардың протонлар менен нейtronлардан туратуғынлығы ҳақындағы гипотеза ядролық моментлердин мәнисин түсіндіриуде пайда болған қыйыншылықтарды сапластырады. Дейtronды қараймыз. (2)-схема бойынша дейtron протон менен нейtronнан турады. дейtron ушын $I = 1$ теңлигиниң орынланатуғынлығы протон менен нейtronның спинлик моментлериниң бир бирине параллель екенлигин көрсетеди. Бундай жағдайда, тәжирийбелерде алынған нәтийжелерге сәйкес

$$I = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$$

мәнисин аламыз.

Егер дейtronның магнит моменти протон менен нейtronның магнит моментиниң алгебралық қосындысына тең деп болжасақ (XXXI кестеге қараңыз), онда

$$\mu_D = \mu_p + \mu_n = 2,7896\mu_y - 1,9103\mu_y = +0,8793\mu_y$$

шамасын аламыз. μ_D ның бул мәниси бақлаўларда алынған $\mu_D = 0,8565\mu_y$ мәнисине жақын. Нәтийжелердин бир бирине дәл сәйкес келмеүи дейtronның протон менен нейtronнан туратуғын статикалық система емес екенлиги менен байланыслы.

Тап усындағы жоллар менен азоттың $^{14}_7N$ ядросына тийисли болған қыйыншылықтардың да сапластырылатуғынлығын аңсат көрийгө болады.

(2)-схема протон менен нейtronның белгили болған массалары бойынша қәлеген ядроның массасының дефектин есаплауға мүмкіншилик береди. Сәйкес M_p , M_n ҳәм M_A арқалы биз қарап атырған ядроның массаларын белгилеймиз. Бундай жағдайда ҳақыйқый масса дефекти ΔM ушын

$$\Delta M = ZM_p + (M - Z)M_n - M_A \quad (3)$$

формуласына ийе боламыз.

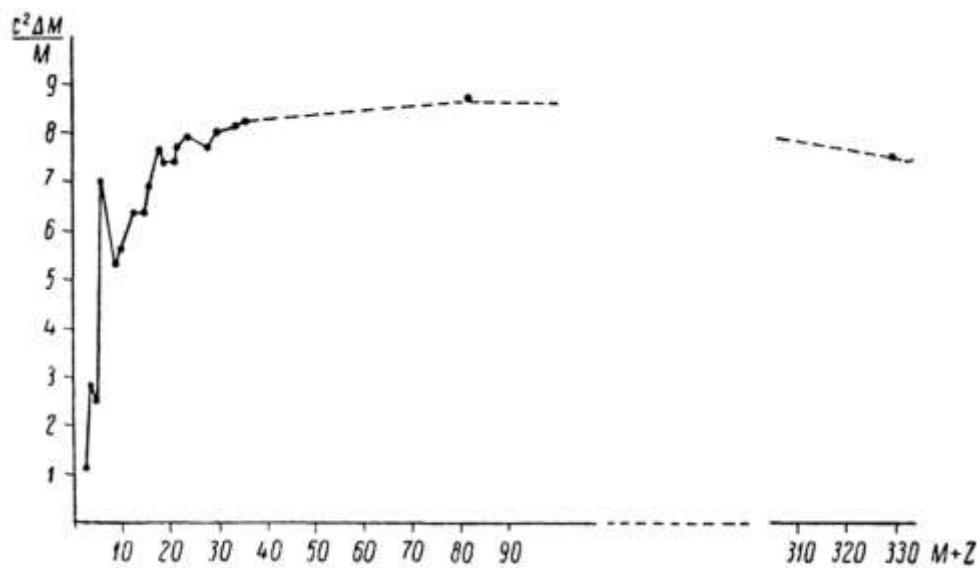
368-параграфта айтылғанларға байланыслы $W = c^2\Delta M$ шамасы берилген ядроға киретуғын барлық бөлекшелердин байланыс энергиясын береди. $c^2\Delta M/M$ шамасы бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясына тең. XXXII кестеде бир қатар ядролар ушын мегаэлектронвольтлерде аңғартылған толық байланыс энергиясы $c^2\Delta M$ нин, бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясы $c^2\Delta M/M$ нин шамалары көлтирилген⁶³.

XXXII кесте

Атом ядролары ушын байланыс энергиялары

Ядро	$c^2\Delta M$	$c^2\Delta M/M$	Ядро	$c^2\Delta M$	$c^2\Delta M/M$
${}_1^2D$	2,18	1,09	${}_7^{14}N$	104,10	7,44
${}_1^3T$	8,33	2,78	${}_7^{15}N$	114,85	7,66
${}_2^3He$	7,60	2,53	${}_8^{16}O$	126,96	7,94
${}_2^4He$	28,21	7,03	${}_9^{19}F$	146,95	7,73
${}_3^6Li$	31,81	5,30	${}_{10}^{20}Ne$	159,85	7,99
${}_3^7Li$	38,96	5,57	${}_{11}^{23}Na$	186,44	8,11
${}_4^9Be$	57,80	6,42	${}_{12}^{24}Mg$	197,52	8,23
${}_5^{10}B$	64,29	6,43	${}_{26}^{56}Fe$	476,08	8,68
${}_5^{11}B$	75,71	6,88	${}_{30}^{64}Zn - {}_{50}^{120}Sn$	{ } -	~8,6
${}_6^{12}C$	91,66	7,64			
${}_6^{13}C$	96,54	7,43	${}_{92}^{238}U$	1780	7,5

411-сүйретте график түринде ҳәр қыйлы ядролар ушын бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясы болған $c^2\Delta M/M$ шамасының атомлық салмақтан ($A = M + Z$) ғәрзелиги көрсетилген. Орташа атомлық салмаққа ийе болған барлық ядролар ушын бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясының мәниси шама менен бирдей ҳәм 8,6 МэВ ке тең.



411-сүйрет. Ядролардағы бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясы.

⁶³ Ҳәзирги ўақытлары бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясы болған $c^2\Delta M/M$ шамасын салыстырмалы байланыс энергиясы деп атайды (Аўдарыўшылар).

Бир бөлекшеге сәйкес келетүғын байланыс энергиясының барлық ядролар (ең жеңил ядролардан басқа) ушын бирдей болатуғынлығы факты мынадай әхмийетли жүйемен көрсетті. Егер ҳәр бир бөлекшеге қалған барлық бөлекшелер менен тәсирлеседи. Егер ҳәр бир бөлекшеге қалған барлық бөлекшелердин санының, яғни M нин квадратлық функциясы болған болар еди. Ҳақыйқатында, толық байланыс энергиясы жууық түрде M нин бириңши дәрежесине пропорционал түрде өседи.

Буннан кейин тәжирийбелер ядролардың радиусы R дин бөлекшелердин саны M нин кублық коренине пропорционал екенligin көрсетти:

$$R = r_0 \sqrt[3]{M}. \quad (4)$$

Бул теңликтеги тұрақты сан болған $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ см. Бул барлық ядролардағы бөлекшелердин бирдей тығызлық пенен "жайласқанлығын" аңғартады. Келтирилген фактлердин тиикарында Бор, Я.И.Френкель ҳәм және де бир қатар физиктер менен ислеп шығылған ядроның "тамшы" модели пайда болды. Бул модель бойынша сыйықтың тамшысы молекулалардан туратуғынлығын сыйықтың ядро элементар бөлекшелерден (нуклонлардан) турады.

Тамшы модели ядроның байланыс энергиясын есаплауға мүмкіншилик береди. Ядроның байланыс энергиясының бөлекшелердин саны M нен жууық түрдеги пропорционаллығына сәйкес, байланыс энергиясы W ушын жазылған формулада $-aM$ ағзасының түрүү керек, бул ағзадағы a - тұрақты сан (минус белгиси бөлекшелердин арасындағы тартылысқа сәйкес келеди). Бул аңлатпаға ең орнықты ядролардағы протонлардың санының нейтронлардың санына тең болатуғынлығына, яғни $M = 2Z$ болған жағдайға сәйкес келетүғын ағзаны қосыу керек. Бул ағзаны $+b \frac{(2Z-M)^2}{M}$ түринде жазыуға болады. Көрсетилген еки энергияны есапқа алыш, олардың қосындысы ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$W = -aM + b \frac{(2Z - M)^2}{M}. \quad (5)$$

Усының менен бирге тамшы модели ядроларда сыйық тамшылардағы бет керими күшлеринин, энергиясына сәйкес келетүғын "бетлик" энергияның бар екенligin көрсетеди. Әлбетте, бул бетлик W_{bet} энергияның шамасы ядроның бетинин майданына пропорционал:

$$W_{bet} = \sigma \cdot 4\pi R^2. \quad (6)$$

Бул теңликтеги σ - тұрақты. Ядродан бөлекшени тартып алыш энергиясының мәнисин билип σ ның сан мәнисин баҳалауға болады. Оның ушын $\sigma \cong 10^{20}$ эрг/см² мәниси алынады. (6)-аңлатпадағы ядроның радиусының орнына оның (4) бойынша мәнисин қойып

$$W_{bet} = 4\pi\sigma r_0^2 R^{2/3} \quad (6a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Ең ақырында, протонлардың кулоналық ийтерисиүи менен байланыслы болған W_k энергиясын есапқа алыш керек. Бул энергияның шамасын есаплауға болады ҳәм ол

$$W_k = \frac{3e^2}{5r_0} Z^2 M^{-1/3} \quad (7)$$

аңлатпасының жәрдеминде анықланады. (5)-б (6-а) ҳәм (7)-аңлатпаларды пайдаланып, ядроның толық байланыс энергиясын табамыз:

$$W = -aM + b \frac{(2Z - M)^2}{M} + 4\pi\sigma r_0^2 R^{2/3} + \frac{3e^2}{5r_0} Z^2 M^{-1/3}. \quad (8)$$

А ҳәм b коэффициентлеринин мәнислері белгисиз болып қалады. Егер олардың мәнислерин базы бир ядролар ушын тапса, онда (8)-формула басқа ядролар ушын эмпирикалық мағлыуматтар менен жақсы сәйкес келетүғын W ның мәнислерин береди (XXXII кестеде байланыс энергияларының сан мәнислері келтирилген, сонлықтан олар W деген белгиси бойынша айрылады).

Тамшы модели ядро тәрепинен тез қозғалатуғын бөлекшени тутып алыш процесси менен жасалма айланысларда орын алатуғын ядроның буннан кейинги ыдырауын

былайынша қараўға мүмкіншилик береди. Ядродағы барлық бөлекшелердин бир бирине тығыз жайласыўына байланыслы ядроға келип киретуғын бөлекшениң кинетикалық энергиясы ядроның барлық бөлекшелеринин арасында бирдей болып тарқалады. Ядро қозған ҳалға өтеди ҳәм бул ҳалды сүйиқлықтың тамшысының қызыўы менен салыстырыўға болады. Л. Д. Ландаудың көрсетиинше, ядроның "температурасы" ҳәм оның ядроға кирип келген бөлекшениң энергиясының есабынан жоқарылаўы ҳақында гәп етиүге болады. 10 МэВ шамасындағы қоздырыў энергиясында бул "температураның" мәниси $\sim 10^{11}$ К ға тең болып шығады. Қозған ядродан бөлекшениң ушып шығыўын "пуўланыў" деп қараўға болады. Флуктуациялардың нәтийжесинде ядродағы бөлекшелердин бири ядроның "қызған" бөлекшесинин орташа энергиядан әдеўир үлкен болған энергияға ийе болыўы мүмкін ҳәм бул жағдайда ол бет керими күшлерин жеңеп, ядродан "пуўланады".

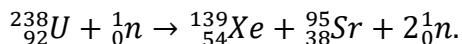
Ядроны мәлим дәрежеде тек сүйиқ тамшы менен ғана емес, ал қатты дene - кристалл менен салыстырыўға болады. Кристалда бөлекше ушын энергия зонасын пайда ететуғын энергия қәддилеринин үзлики қатарының бар екенлиги мәлим (II том, 163-сүйрет). Сонықтан ядрода да көп санлы энергия қәддилери пайда болады. Қоздырыўдың киши энергияларында қәддилер бир биринен үлкен қашықлықтарда жайласады, қоздырыў энергиясы үлкейгенде олар бир бирине жақын жайласа баслайды ҳәм шама менен 15 МэВ шамасында руқсат етилген энергиялық ҳаллардың үзлиksiz областын пайда етеди. Қәддилердин тарқалыўының усындаи характеристи тәжирийбелерде алынған мағлыұматлар менен тастыыйқланады. Төменги қәддилер ү-нурлары шығарылғанда (373-параграф), ал бар бири менен жұдә тығыз жасласқан жоқары қәддилер нейтронлардың тутылыўында бақланады.

Ядролардың протонлар менен нейтронлардан туратуғынлығы ядродағы кулонлық өзара тәсирлесиў күшлеринин тутқан орнының үлкен емес екенлигин көрсетеди. Тек протонлар ғана Кулон күши менен тәсирлеседи. Кулон күшлери ийтерилис күшлери болып табылады. Сонықтан усындаи күшлердин тәсиринде ядроның ыдыраўы керек. Бөлекшелерди ядроның ишинде услап туратуғын күшлери нейтронлар менен протонлардың арасындағы тартысың күшлери болып табылады. Бундай күшлердин шамасы қашықлыққа байланыслы тез кемейеди ҳәм сонықтан олар тийкарынан ядролардың ишинде көринеди.

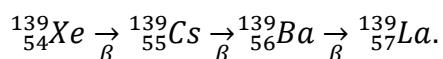
Протонлар менен нейтронлардың арасындағы тәсир ететуғын күшлердин характеристин есапқа алып ядроның тамшы моделине салыстырғанда толығырақ модельн дөретиүге мүмкіншилик береди. "Қабықлық" атамасына ийе болған бундай модель М.Майер ҳәм басқа да физиклер тәрепинен раýажландырылды. Бул модельде ядроны пайда ететуғын бөлекшелер белгili болған қабықтарда жайласады. Бул жағдай ядролардың қәсийетлериндеги дәүирлікти анықтайты. Бөлекшелердин толық саны 2, 8, 20, 50, 82 ҳәм 126 болған ядролар айрықша қәсийетлерге ийе болады. Бирақ, ядроның ишинде тәсир ететуғын күшлердин тәбияты елеге шекем анық емес болып келмекте. Сонықтан ядроның теориясы усы үақытларға шекем басланғыш ҳалда болып келмекте ҳәм буннан кейинги раýажланыўды талап етеди.

§ 381. Ядролардың бөлинүүи. Шынжырлы реакцияның алыныўы. Ядроның бөлинүүи биринши рет уранда табылды; бөлинүү процесси ядроның еркин ҳалында да (спонтан бөлинүү), нейтронлардың тәсиринде де жүрийи мүмкін. Спонтан бөлинүү совет физиклери К. А. Петржак ҳәм Г. Н. Флёрөв тәрепинен $^{238}_{92}U$ ядросында табылды. Усындаи бөлинүүде уранның ядроны еки сыныққа бөлинеди. Олар Менделеевтиң дәүирлік системасының орта бөлимине тийисли элементлердин ядролары болып табылады. Уранның спонтан бөлинүүи жұдә әстелик пенен өтеди; уран ядроларының жасының орташа шамасы 10^{16} жылға тең.

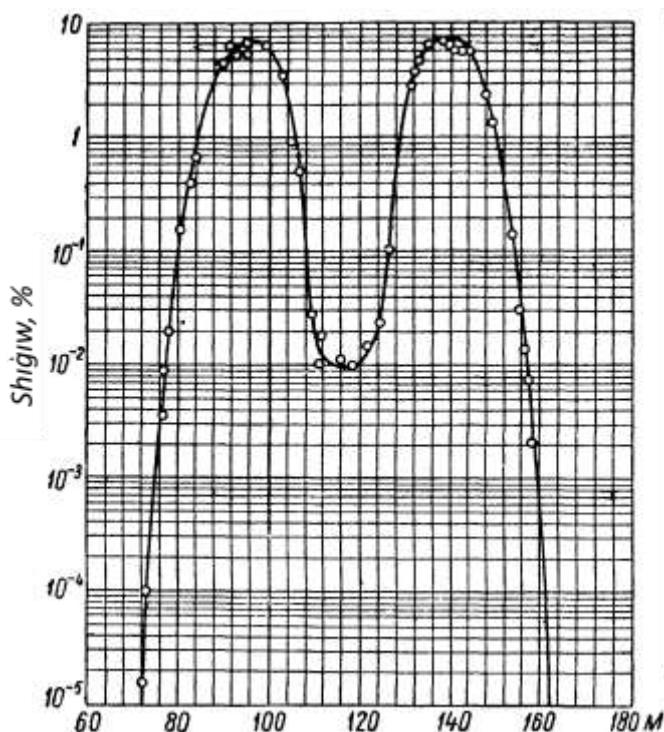
Нейтронлардың тәсириндеги уран ядроларының бөлиниүи 1936—1937 жыллары Ган, Лиза Мейтнер ҳәм Штрајманлар тәрепинен *трансуран элементтерин*, яғни $Z > 92$ болған элементтерди жасалма жоллар менен алыў мақсетинде өткерилген жұмыслардың нәтийжесинде табылды. Бул изертлеўшилер уранды нейтронлар менен бомбалап жасалма радиоактивликтиң пайда болғанлығын анықлады. Бирақ, бул радиоактивликтиң алып журийшилериниң не екенлигин бир мәнисли анықлаудың сәти түспеди. Буннан кейин өткерилген көп санлы тәжирийбелер $^{238}_{92}U$ изотопының өзине әсте қозғалатуғын бир нейтронды қосып алыўының нәтийжесинде бөлиниүине алып келди. Уран $^{238}_{92}U$ еки сынықта бөлинеди екен. Бул сынықтар орташа атомлық салмаққа иие болған еки элементтиң ядролары болып табылады; усының менен бирге бөлиниүде бирден үшке шекемгі еркін нейтронлар пайда болады. Бөлиниү сынықтардың ҳәр қыйлы жупларының пайда болыўы менен жүреди. Мысалы ретинде бөлиниүдин мынадай процессин келтиремиз:



Пайда болған $^{139}_{54}Xe$ ҳәм $^{95}_{38}Sr$ ядролары нейтронлардың жүдә көп атрықмашлығы менен тәрийипленеди ($^{136}_{54}Xe$ менен $^{88}_{38}Sr$ ксенон менен стронцийдин ең аўыр стабилли изотоплары болып табылады), сонлықтан олар орнықлы емес ҳәм избе-из өтетуғын бир қатар β -ыдыраўларға ушырайды. Мысалы, $^{139}_{54}Xe$ мынадай β -ыдыраўларының дизбегине алып келеди:



Бул дизбек лантанның стабилли болған $^{139}_{57}La$ изотопы менен питеди.



412-сүйрет.
Уранның бөлиниүинде ҳәр қыйлы
сынықтардың пайда болыўының
итималлығы.

412-сүйретте уран $^{235}_{92}U$ тиң шығыўын (процентлердеги) беретуғын иймеклик келтирилген. Иймеклик $M = 118$ шамасында жайласқан минимумға қарата симметриялы. Буннан бирдей массаға иие болған сынықтарға бөлиниүдин итималлығының M массалары ҳәр қыйлы болған сынықтарға бөлиниүдин итималлығынан үлкен болатуғынлығы келип шығады. Массалары жүдә ҳәр қыйлы болған сынықтарға бөлиниү (160 тан үлкен ҳәм 76 дан киши) жүзеге келмейди.

Уран $^{235}_{92}U$ дың бөлиниүи жүдә үлкен энергияның, атап айтқанда 150 МэВ шамасына тең энергияның бөлининп шығыўы менен жүреди.

Бөлиниүде ажыралып шығатуғын энергияның шамасын 380-параграфтағы (8)-формуланың жәрдемінде баҳалауға болады. Бөлиниү процесси мынадан ибарат: келип түскен нейтронның тәсиринде қозған ҳалға өткен тамшы-ядро шама менен бирдей өлшемлерге ийе болған еки тамшыға бөлинеди. Аүыр ядролар ҳәм орташа массаларға ийе болған ядролар ушын бөлекшелердин арасындағы байланыс энергиясының шамасы дерлик бирдей болғанлықтан, дәслепки ядро менен еки жаңа ядролардың энергияларындағы айырма 380-параграфтағы (8)-формуланың тек еки соңғы ағзасы менен байланыслы. Олардың бириңиси ядроның бетинин майданына пропорционал болған бетлик энергияны береди. Ядролар тендей еки бөлекке бөлинеди деп болжайық. R арқалы дәслепки ядроның радиусын, ал R_1 арқалы пайда болған ядролардың радиусын белгилейик. Бөлиниүде көлемниң сақланыў шәрти мынаны береди:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = 2 \cdot \frac{4}{3}\pi R_1^3.$$

Буннан R_1 ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$R_1 = \frac{R}{2^{1/3}}.$$

Бетлик энергияның өзгериси 380-параграфтағы (6)-формула бойынша мынаған тең болады:

$$\Delta W_{bet} = \sigma \cdot 4\pi R^2 - \sigma \cdot 4\pi R_1^2 = \sigma \cdot 4\pi R^2 \left(1 - 2^{-\frac{1}{3}}\right) \cong -0,26\sigma \cdot 4\pi R^2.$$

Бетлик энергия тамшының еки тамшыға бөлиниүндеги тамшы-ядроның бетинин үлкеййининиң салдарынан жүзеге келди.

Екинши ағза ядродағы бөлекшелердин арасындағы кулонлық тәсирлесиүдің энергиясының өзгериси менен байланыслы. Бул энергия ядроның радиусы ҳәм зарядлық сан қатнасатуғының $\frac{3Z^2e^2}{5R}$ формуласының жәрдемінде анықланатуғын болғанлықтан, онда ядро бөлингенде оның шамасы мынадай шамаға киширейеди:

$$\Delta W_k = \frac{3Z^2e^2}{5R} \left(1 - 4^{-\frac{1}{3}}\right) \cong 0,37 \cdot \frac{3Z^2e^2}{5R}.$$

Бөлиниүдеги энергияның толық өзгериси (ажыралып шығатуғын энергияны он деп есаплаймыз) мынаған тең:

$$\Delta W \cong -0,26\sigma \cdot 4\pi R^2 + 0,37 \cdot \frac{3Z^2e^2}{5R}.$$

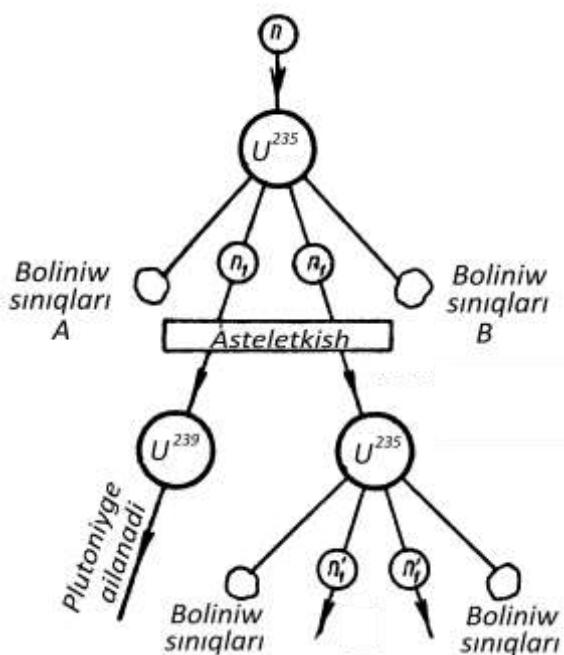
Ядроның бетлик энергиясының өзгериси менен бөлекшелердин кулонлық өз-ара тәсирлесіүиниң энергиясының өзгерисиниң шамаларына байланыслы энергияның бул өзгерисиниң мәнисиниң терис те, он да болыуы мүмкін. Женил ядролар ушын бетлик энергияның өзгериси үлкен орынды ийелейди, сонлықтан бундай ядроны бөлиү ушын энергияны жумсау керек болады. Аүыр ядролар ушын (үлкен Z лер) бөлекшелердин арасындағы кулонлық өз-ара тәсирлесіү үлкен орынды ийелейди; бундай ядролардың бөлиниүи энергияның бөлининп шығыўы менен биргеликте жүреди. Сәйкес есаплаўлар, энергияның бөлининп шығыўы менен жүретуғын реакциялардың Z зарядлық саны шама менен 90 болған ядролардан басланатуғынлығын көрсетеди.

$^{235}_{92}U$ ядроларының бөлиниү процесси шынжырлы реакция (яғнай өсетуғын) түринде жүре алады. Мәселе соннан ибарат, бир $^{235}_{92}U$ ядросы бөлингенде сынықтар менен бирге екіден үлке шекемги нейтрон пайда болады. Бул нейтронлар буннан кейин еки үш $^{235}_{92}U$ ядроларының бөлиниүин жүзеге келтириүи мүмкін. Реакция күшейеди ҳәм белгили болған шараптларда партланыў реакциясына айлана алады.

Еки жағдайға байланыслы бундай реакцияны ис жүзинде әмелге асырыў жүдә қыйын. Олардың бириңиси тәбийи уранның $^{238}_{92}U$ ҳәм $^{235}_{92}U$ изотопларының араласпасынан туратуғынлығы менен байланыслы. Олардың бири болған $^{238}_{92}U$ (99% муғдарында қатнасатуғын) бөлиниү процессине алып келмей, нейтронлардың көпшлигигин тутады.

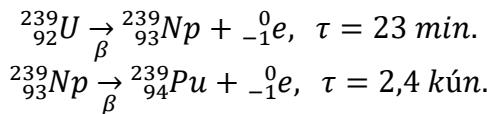
Екинши жағдай $^{235}_{92}U$ изотопының бөлиниүинин тийкарынан әстелек менен қозғалатуғын "жыллылық" нейтронлары деп аталатуғын нейтронлардың тәсиринде жүретуғының байланыслы. Ал, бөлиниү процессинде алынатуғын нейтронлар болса тез қозғалатуғын нейтронлар болып табылады. Бул тез қозғалатуғын нейтронлардың бир бөлими бир бөлек уранның шеклеринен ушып кетиши, ал екинши бөлиминин $^{238}_{92}U$ ядролары менен тұтып алыныш мүмкін (бундай жағдайды $^{239}_{92}U$ изотопы пайда болады). Солай етеп, алынған нейтронлардың тек бир бөлими ғана $^{239}_{92}U$ изотопының жаңа бөлиниү актлерине алып келеди; бул нейтронлардың санының аз болышты ҳәм соның салдарынан реакцияның тоқтауы мүмкін. Реакцияның жүриүин тәмийинлеп турың ушын тәбийи уранды $^{235}_{92}U$ изотопы менен байытыш ямаса нейтронларды жасалма түрде әстелетиү керек.

Нейтронларды әстелетиү үсылы уран қазанлары деп аталатуғын дүзилислерде (реакторларда) үзлиksiz жүретуғын ядролық реакцияны жүзеге келтириүгө мүмкіншилик берди. Нейтронларды әстелетиү қандай да бир затта (мысалы, графитте) әмелге асырылады. Бундай затта нейтронлар тийкарынан сарпимли соқлығысыштарға ушырайды. Қазанда болып өтетуғын процесстің схемасы 413-сүйретте келтирилген. Қазанда n нейтрон $^{235}_{92}U$ ядросы менен биригип, оның A ҳәм B сынықтарына бөлиниүин болдырады ҳәм еки ямаса үш тез ушатуғын нейтронларды пайда етеди. Бул нейтронлар әстелеткиш арқалы өткенде олардың бир бөлими $^{238}_{92}U$ тәрепинен жутылады. Бул $^{239}_{92}U$ изотопының пайда болышты ҳәм жаңа нейтронлардың пайда болышты ҳ.т.б. болдырады. Қазандағы реакцияның стационар түрде өтиүи мүмкін. Бундай жағдайда энергияның үлкен муғдары бөлиніп шығады. Қазанның дүзилисінин схемасы 382-параграфта келтирилген.

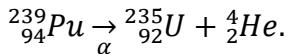


413-сүйрет.
Уран қазанының ҳәрекет етийинин
схемасы.

Уран қазанында болып өтетуғын процесслерди изертлеү жаңа трансуран элементлеринин ашылышына алып келди. $^{239}_{92}U$ изотопы β -радиоактивлик қәсийетке ийе болады еken ҳәм оның ярым ыдыраү үақыты $\tau = 23$ мин қа тең. $^{239}_{92}U$ изотопының β -ыдырауының нәтийжесинде зарядлық номери $Z = 93$, массалық саны $M = 239$ болған элемент пайда болады; бул элемент нептуний атамасына ийе болды. Нептунай де β -радиоактивли ҳәм ол зарядлық номери 94 ке тең болған жаңа элементтин пайда болышына алып келеди. Айланыўдың барлық схемасы мынадай түрге ийе:



Плутоний 24000 жылға тең үлкен ярым ыдырау дәүирине иие ҳәм ол α-радиоактивлик қәсийетке иие. Оның α-радиоактивлигинин, нәтийжесинде ${}_{92}^{235}U$ изотопы пайда болады:



Плутоний нейтронлардың тәсиринде бөлиніүгө қәбилетли, бул оны шынжырлы (партланыұшы) реакцияларды алыў ушын пайдаланыўға мүмкіншилік береди.

Хәзирги үақытлары Np ҳәм Pu ден басқа және жети трансуран элементи белгили. Олар америций (Am , $Z = 95$), ол сегиз изотопқа иие, олардың ишиндеги ең орнықтысы ярым ыдырау дәүири 760 жыл болған ${}_{95}^{243}Am$ болып табылады;

кюрий (Cm , $Z = 96$), жети изотопқа иие, олардың ең орнықтысы ярым ыдырау үақыты 20 000 жыл болған ${}_{96}^{245}Cm$;

үш изотопқа иие берклий (Bk , $Z = 97$);

сегиз изотопқа иие калифорний (Cf , $Z = 98$), олардың ишиндеги ең орнықтысы ${}_{98}^{249}Cf$ ушын ярым ыдырау үақыты 500 жыл;

эйнштейний (E , $Z = 99$) төрт изотопқа иие;

үш изотопы бар фермий (Fm , $Z = 100$);

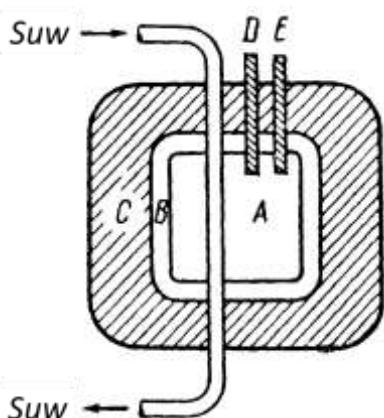
менделевий (Mv , $Z = 101$). Барлық трансуран элементлер радиоактивлик қәсийетке иие ҳәм массалық саны $4n + 1$ формуласы (n - пүтин сан) менен аңлатылатуғын радиоактивли семействоға киреди.

§ 382. Ядролық энергетика. Бұннан алдыңғы параграфларда тәбийий радиоактивли реакцияларда ҳәм жасалма түрде жүзеге келтирилген ядролық реакцияларда реакцияланатуғын заттың массасының ҳәр бир бирлигинен энергияның оғада үлкен муғдарының бөлиніп шығатуғынлығы айтылды. Бирақ, ядроның ишиндеги энергияны пайдаланыўдың перспективалары көп үақыттар дауамында түсніксіз болып келди. Тәбийий-радиоактив элементлердин ишинен тек уранды әдеўир үлкен муғдарда алыўға болады. Бирақ, уранның тәбийий радиоактивлигинде бөлиніп шығатуғын қуýат соншама аз болғанлықтан, ол әмелій жақтан ҳеш қызығыұды пайда етпейди. Жасалма радиоактивлик болса стабилли изотоплардың атомларын тез қозғалатуғын бөлекшелер менен бомбалаудың есабынан ғана алынады. Тәжирийбелер бундай жағдайда бөлекшелердин басым көп санының серпимли соқлығысыұларда энергияларын жоғалтатуғынлығын көрсетti (мысалы, Резерфорд тәжирийбесіндеги α-бөлекшелери). Олардың тек үлкен болмаған бөлими ғана ядролар менен олардың бөлеклерге бөлинетуғындей дәрежеде тығыз соқлығысады. Сонлықтан, бөлеклерге бөлинійдің айрым алынған акты ғана энергиядағы утыұды беретуғын болса да, бөлеклерге бөлинійдеги алынатуғын энергияның шамасы дәслепки бөлекшелердин энергияларынан әдеўир киши.

Ядроның ишиндеги энергияны әмелде пайдаланыў ҳақындағы мәселениң шешими ядролардың бөлинійи ашылғаннан ҳәм шынжырлы реакцияны алыудың усылы табылғаннан кейин анықланды. Ұзлиksiz өтетуғын ҳәм регулировкаланатуғын ядролық реакция ядролық қазанларда (реакторларда) алынады. Қазанларда тәбийий уран ямаса ${}^{235}U$ менен байытылған уран пайдаланылады. Шынжырлы ядролық реакцияның жүрийиниң зәрүрли болған шәрти қазандағы уранның жеткилик мүғдарының болыуынан ибарат. Ядролық реакцияда пайда болатуғын нейтронлар уранның бети арқалы сыртқы шыға алады ҳәм, усыған сәйкес, шынжырлы реакцияның рауажланыўынан сыртқы шығып қала алады. Усындау нейтронлардың санының үлкен болмауы ушын уранның бетинин шамасының оның көлеминен киши болыуы тиис. Оның ушын қазандағы

уранның массасының жеткиликли дәрежеде үлкен ҳәм базы бир критикалық массадан үлкен болыўы керек. Екинши тәрептен, реакцияның жүдә үлкен тезлик пенен жүрмейі ушын нейтронлардың санын, олардың дым көбейип кетпеўі ушын ретлестириў зәрүр. Бул артықмаш жыллылық нейтронларының бор ямаса кадмий сыйылдың элементлердин жәрдемінде жутылыуын пайдаланыў арқалы әмелге асырылады.

Ядролық қазанның дүзилисінин схемасы 414-сүйретте көлтирилген. Бул сүйретте *A* арқалы уранның ҳәм әстелеткиштин (әдетте графиттің) блоклары жайластырылған кеңислик, *B* арқалы реакция жүретуғын областтан шығатуғын нейтронлардың бир бөлімин кейин қарай қайтаратуғын шағылыштырғыш, *C* арқалы қоршаған орталықты ядролық реакцияда пайда болатуғын нурланыўдың тәсиринен қорғайтуғын қатлам, *D* ҳәм *E* арқалы *A* көлемине киргизиў реакцияны әстелететуғын бор менен кадмийден соғылған стерженлер белгиленген. Ядролық реакцияның құйаты белгили болған шектен жоқарылаған жағдайда стерженлерди киргизиў автомат түрде әмелге асырылады. Уран блокларын салқынлатыу ушын суу өткериледи.



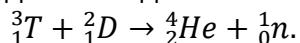
414-сүйрет.
Ядролық қазынның схемасы.

Бириңи совет қазынында тәбийи уран пайдаланылды; әстелеткиш хызметин графит атқарды. Өлшеўлар тәбийи уранды пайдаланғанда ҳәр бир жыллылық нейтронына жаңадан пайда болған 1,337 нейтронның сәйкес келетуғынлығын көрсетti. Нейтронлар сыйнаның усында үлкен болмаған артықмашлығы үзлиksiz өтетуғын ядролық реакцияның алышыуын жүдә қыйын мәселеге айландырыды. Бириңи совет қазанына 45 тонна уран салғанда ғана ислей баслады. Ҳәзирги ўақытлары әдеўир жетилистирилген қазанлар соғылған.

Ядролық реакциялардың жүрийинин нәтийжесинде қазанда көп муғдардағы жыллылық бөлинip шығады. Бул жыллылықты техникалық мақсетлерде пайдаланыўға болады. Ядролық реакцияларда бөлинip шығатуғын энергияда ислейтуғын дүньядағы бириңи электростанцияның ("атом электр станциясы") Советлер Союзында қурылғанлығы белгили. Бул электр станциясында ^{235}U менен 5 процентке шекем байытылған уранда ислейтуғын қазан пайдаланылады (тәбийи урандағы ^{235}U изотопының муғдары 0,7 %). Қазаның жәрдемінде суу пуызы жоқары температураларға шекем қыздырылады, бул пуыз турбогенераторды ҳәрекетке келтиріди. Ҳәзирги ўақытлары СССР да құйаты үлкен болған басқа атомлық электр станциялары, атомлық двигателдердің жәрдемінде қозгалысқа келтирилгетуғын атом муз жарғышы қурылмақта.

Ядролық реакциялар атом бомбасында пайдалыналады. Атом бомбасының конструкциясының жүдә қысқа ўақыттың ишинде массалары критикалық массадан киши болған уран ямаса плутонийден туратуғын блокларды массасы критикалық массадан үлкен болған бир массаға қосыуда әмелге асыратуғындай болыўы керек. Нәтийжеде партланыў характерине ииye болған ядролық реакция жүзеге келеди. Водород бомбасы деп

аталатуғын бомбада жеңил ядролардың аўырырақ болған ядроларға биригиү реакциясы болып табылатуғын термоядролық реакция пайдаланылады. Бундай реакция жұдә көп мұғдардағы жыллылықтың бөлиніп шығыўы менен жүреди. Себеби, жеңил ядролардағы бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясының шамасы орта элементлердеги бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясына салыстырғанда киши. Термоядролық реакция тек ядролардың кинетикалық энергиялары олардың соқлығысында жұдә киши аралықтарға шекем жақынласыўы ушын жеткилик болған жұдә жоқары температураларда өте алады. Водород бомбасында дейтерий менен тритийдин биригиү реакциясы пайдаланылады:



Реакцияның жүзеге келийи ушын зәрүрли болған жоқары температура шама менен миллион градус температураларда алатуғын уран ямаса плутон бомбасынан соғылған "жамның" (ямаса "пилтениң") жәрдемінде алғынады.

Хәзирги үақытлары парахатшылық шарайтларындағы энергиялық мақсеттер ушын пайдаланыў мүмкін болған регулировкаланатуғын термоядролық реакцияны алғыға қаратылған кең көлемдеги жұмыслар алып барылмақта.

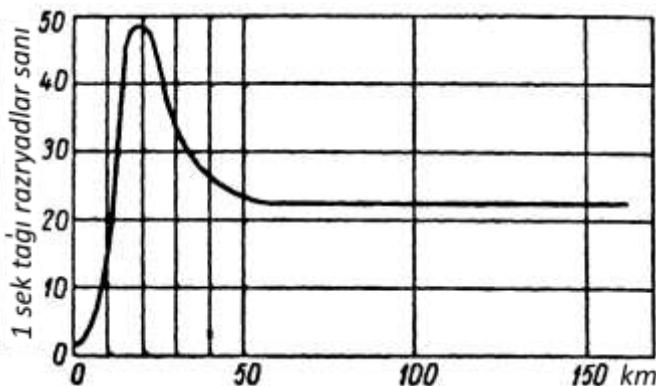
§ 383. Космослық нурлар. Космослық нурлар дүньялық кеңисликтен жердин атмосферасына келип түсетеуғын ҳәм көп санлы ядролық айланысларды жүзеге келтиретуғын оғада үлкен энергияларға иие болған бөлекшелердин ағысы болып табылады. Соңғы үақытлары оғада көп санлы жұмыслар космослық нурларды үйрениүге бағышланған болса да, олардың келип шығыўы менен тәбиятының көп тәреплери анық емес болып келмекте. Соңлықтан бизлер космослық нурларға қысқа түрде иркилип өтемиз.

1901-жылдың өзинде атмосферадағы ҳаўаның барлық үақытта аз-кем ионласқан екенлигі табылды. Егер ҳаўаның порциясын қалың қорғасын дийўаллары бар ыдысқа салма, онда ионласыў әдеўир кемейеди екен. Бирақ, бундай жағдайда да ионизация аз дәрежеде болса да сақланады. Жоқарыда көрсетилген бақлаўлардың тийкарында жердин қабығында базы бир мұғдарда тұрақты түрде болатуғын тәбийий радиоактив элементлер тәрепинен шығарылғын ұ-нурлардың тәсирінде пайда болады деген болжаў айтЫЛДЫ. Егер бул гипотеза дұрыс болғанда ҳаўаның ионизациясы бийикликке байланыслы кемейген болар еди. 1910-жылы ҳаўа шарының жәрдемінде көтерилиуде орынланған өлшеўлер бул жуўмақты тастыыйқламады. Ионизацияның шамасы биринши 1000 м бийикликке көтерилгенде кемейген ҳәм буннан кейин үлкейген. 5000 м бийикликтеги ионласыў болса жердин бетиндеги ионласыўдан үш есе үлкен болған. Буннан кейин 35 км ге шекем көтериле алатуғын шар-зондларда орнатылған өзлери жазатуғын электроскоплар ионласыўдың шама менен 20 км бийикликке шекем үлкейетуғынлығын ҳәм оннан кейин дерлик тұрақты қаталуғынлығын көрсетти. Буннан ҳаўаның ионласыўының жердин атмосферасына дүньялық кеңисликтен келетуғын нурланыўдың тәсирінде болады деген болжаў пайда болды. Бул нурланыў космослық нурлар атамасына иие болды.

Космослық нурлардың өтиўшилик қәбилетлигин өлшеў ушын Милликен ҳәм совет физиги Л. Б. Мысовский, ал оннан кейин бир қатар изертлеўшилер тәрепинен суўлары радиоактив элементлерге иие болмаған таў көллериңе электроскопларды батырыў менен тәжирийбелер өткерилген. Ионизация 1000 метрлик тереңлікте де бақланған. Бул космослық нурлардың жұдә жоқары болған өтиўшилик қәбилетликке иие болатуғынлығын көрсетеди. Ионизацияның интенсивлігі электроскоптың үстіндеги сүй қатламының қалыңлығына пропорционал кемейеди екен; бул жағдай космослық нурлардың атмосфераның жоқарғы қатламларынан төменги қатламларына қарай бағытланғанлығын көрсетеди.

Кейинирек (1947-жылы) космослық нурларды изертлеў 160 км бийикликке шекем көтерилген ракетаға орнатылған автомат түрде ислеитуғын әсбаплардың жәрдеминде өткерилди. 415-сүйретте 160 км ге шекемги бийикликтердеги есаплағыштың разрядларының саны бойынша өткерилген иймеклик берилген (371-параграф). Көринип тұрғанында, иймеклик 20 км бийикликке шекем тик түрде жоқарылайды ҳәм буннан кейин бираз төменлейди. Ал, 50 км бийикликтен баслап абсцисса көшерине параллель жүреди. Әлбетте, 50 ка бийикликтеги ҳәм оннан жоқарыда жайласқан есаплағышлардың разрядының турақты интенсивликке ийе болған бириңши космослық нурланыудың тәсиринде пайда болған. 20 км бийикликтеги максимум атмосферада космослық нурлардың тәсиринде жүзеге келетуғын екинши процесслердин есабынан пайда болған.

Қорғасындағы космослық нурлардың жұтылығын өлшеүлер қорғасынның бириңши 10 сантиметрін өткенде олардың интенсивлигінің шама менен 30% ке кемейетуғынлығын көрсетти. Буннан кейинги жұтылығы әдеүір әстелік пенен жүреди; қалыңлығы 10 см болған қорғасын арқалы өткен космослық нурлар қорғасынның 1 м қалыңлығы арқалы өте алады. Буннан космослық нурлардың бир текли емес екенligи ҳәм кеминде еки қураушыдан [кем өтетуғын (жұмсақ) ҳәм көбірек өтетуғын (өткір)] туратуғынлығын көрсетти.



415-сүйрет.
Есаплағыштағы разрядлар санының бийикликке байланыслы өзгериси.

Космослық нурларды дәслеп үлкен энергияға ийе болған фотонлардың ағысы деп болжады. Демек бундай нурлар өзиниң тәбияты бойынша өткір ү-нурларына үқсас. Бирак, кейинирек бул гипотезаны өзгертиүге мәжбүрлекен фактлер пайда болды.

Мәселе соннан ибарат, космослық нурлардың интенсивлиги геомагнитлик кеңликten ғәрэзли екен: экватордағы интенсивлик Жердин магнит майданының полюсларының қасындағы интенсивликten киши. Бул кеңликтік эффект Жердин магнит майданының дүньялық кеңисликten ушып келген зарядланған бөлекшелерге тәсіри менен түсіндіріледи. Солай етип, бириңши космослық нурлардың бир бөлиминең энергиясы жүдә жоқары ҳәм шама менен $10^9 - 10^{11}$ эВ ҳәм оннан да жоқары болған электрик зарядланған бөлекшелерден туратуғынлығы гүмәнсиз болды.

Жердин бетиниң қасындағы космослық нурланыудың интенсивлиги үлкен емес: космослық нурдан көлеми 1 см^3 болған ҳаўада 1 сек үақыттың ишинде ионлардың шама менен екеүин пайда етеди. Бирақ ҳәр бир космослық бөлекше тәрепинен алып келинетуғын энергияның шамасы жүдә үлкен болғанлықтан (атомлық масштаблардағы көз-қарас бойынша), бул бөлекше көп санлы ядролық айланыслырды жүзеге келтире алады. Ҳәзирги үақытлардағы эксперимент техникасы Вильсон камерасының, есаплагышлардың ҳәм қалың қатламлы фотопластинкалар усылының жәрдеминде айрыым космослық бөлекшениң тәсирин бақлауға мүмкіншилик береди. Космослық бөлекшелердин жолларының изиниң бириңши фотосүйретлери Д. В. Скобельцын тәрепинен алынды (1929-жылы). Вильсон камерасын магнит майданына жайластырып, Д. В. Скобельцын бөлекшелердин траекторияларының айысын бойынша олардың заряды

менен энергиясын анықлауға тырысты. Бирак, оның қолында бар болған магнит майданларында траекториялар сезилерліктей майыспаған. Бул бөлекшелердин энергиясының жүдә үлкен екенлигин көрсетти. Кейинирек кернеўлиги 20 000 ә ке шекемги магнит майданларын пайдаланғанда космослық бөлекшелердин траекторияларының майысыңын бақлаудың сәти түсти.

Егер кернеўлиги H болған магнит майданындағы бөлекшениң траекториясының майысын радиусы R болса, онда мынадай теңлік орын алады:

$$R = \frac{cv}{\frac{e}{m}H}.$$

Бул теңліктегі $\frac{e}{m}$ - бөлекшениң зарядының массасына қатнасы, v - бөлекшениң тезлигі. Бөлекшениң қозғалыс мұғдары mv ны p арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$p \cdot c = eRH.$$

Солай етип, егер бөлекшениң заряды белгили болса, R менен H бойынша оның қозғалыс мұғдарын анықлауға болады. Бөлекшениң салыстырмалық теориясының формулалары орынланатуғында дәрежедеги үлкен тезликлеринде $p \cdot c$ шамасы бөлекшениң энергиясы W ге жууық түрде тең:

$$W = p \cdot c.$$

Буннан, егер бөлекшениң заряды белгили болса, онда Вильсон камерасында өткерилген бақлаулар бойынша бөлекшениң энергиясы ҳақында гәп етийге болатуғыны келип шығады.

Траекторияның майысқанлық радиусы R менен бир қатарда бөлекшениң характеристикасы ушын Вильсон камерасындағы оның изин де пайдаланыуға болады. Жолының узынлығының бир бирлигіндегі бөлекше тәрепинен пайда етилетуғын ионластырыу қаншама құшлы болса, оның изи соншама жуўан болады. Теория тез қозғалатуғын бөлекше пайда еткен ионизацияның шама менен оның зарядының квадраты e^2 қа пропорционал, оның тезлигиге кери пропорционал екенлигин ҳәм бөлекшениң массасынан ис жүзинде ғәрэзли емес екенлигин көрсетеди.

Космослық нурлар тәрепинен пайда етилген бөлекшелердин жолларының излерин изертлеу 1932-жылы Андерсон тәрепинен позитронлардың ашылығына алып келди. Фотосүретлерде магнит майданының тәсиринде бөлекшелердин излеринин қарама-қарсы бағыттарға айысқан жупларын көриүге болады. Излердин усындағы түри бөлекшелердин тек зарядының белгиси бойынша айрылатуғының, усының менен бирге излердин биреүиниң электронға тийисли екенлиги гүмәнсyz. Солай етип, электронға уқсас болған, оннан тек зарядының белгиси менен айрылатуғын бөлекшениң бар екенлиги табылды. Бизинге жоқарыда көргенимиздей (377-параграф), кейинирек позитронлар ядролық айланыслардың басқа типлеринде де табылды.

Космослық нурлар тәрепинен пайда етилген бөлекшелерди Вильсон камерасының жәрдемінде бақлау дәслепки үақытлары үлкен кемшиликтегі иие болды. Тез ушатуғын космослық бөлекшелердин пайда болығы салыстырмалы сийрек болатуғын үақыя болғанлықтан көр санлы сүүретлерди түсириүге туұры келеди. Нәтийжеде түсирилген сүүретлердин басым көпшилигінде ҳеш нәрсе де болмайды ҳәм тек олардың айрыымларында ғана тосыннан бөлекшелердин траекторияларының излері табылады.

Бул усылды жетилистириүттеге блэket ҳәм Оккиалини тәрепинен әмелге асырылды. Олар Вильсон камерасын еки есаплағыштың арасына жайластырды. Есаплағыштың екеуі де бир үақытта бөлекшени регистрациялаған моментте, яғни бөлекше еки есаплағыш арқалы өткен жағдайда сүүретке түсириүттеге жүргизилген. Усындағы жоллар менен пайдасыз түсирилген сүүретлер сапластырылған. Усындағы автомат түрде ҳәрекет ететуғын камералардың жәрдемінде нөсерлер деп аталатуғын, яғни бир үақытта көп санлы бөлекшелер пайда болатуғын ағыслар ашылды. Бундай нөсерлер тийкарынан үлкен массаға иие қатты денелерде, мысалы камераның дийўалларында пайда болады. Егер

камераның ишине қорғасын дийўалды жайластырса, онда усы дийўалдағы нөсердин пайда болыўын бақлаўға болады. 7-сүретте (қосымшаға қараңыз) ишинде үш қорғасын пластинкалар жайластырылған камераның жәрдеминде түсирилген еки фотосүрет көрсетилген. Изи жоқарыда көринип турған бир космослық бөлекше биринши пластинкада үш тез бөлекшениң пайда болыўына, ал олардың ҳәр қайсысының келеси пластинкада көп санлы жаңа бөлекшелерди пайда ететуғынлығын көринип тур. Нәтийжеде каскадлық нөсер пайда болған.

Нөсерлердин пайда болыўын былайынша түсіндіриўге болады. Үлкен тезликке ийе болған зарядланған бөлекшениң энергиясының жоғалыўының еки түри бар:

а) *ионизациялық жоғалтыў*, зарядланған бөлекше қасынан өткен бөлекшелердин ионланыўын болдырады;

б) *радиациялық жоғалтыў*, ядроның қасынан өтип баратырған зарядланған бөлекше усы ядроның майданында төзлениў алады ҳәм нәтийжеде ол нурландырады. Егер бөлекшелердин тезлиги үлкен болса, онда нурланыў жүдә өткір болады, яғни үлкен энергияға ийе γ -фотонлардан турады. Егер бундай фотонның энергиясы $2m_0c^2$ шамасынан әдеўир үлкен болса (m_0 арқалы электронның тынышлықтағы массасы белгиленген), онда затта қозғалыўының барысында фотонның энергиясы жоқары болған позитрон-электрон жубын пайда ете алғыў мүмкін (377-параграф). Бул бөлекшелердин ҳәр қайсысы болған позитрон менен электрон γ -фотонларды нурландырады, ал пайда болған бул фотонлар өз гезегинде жупларды пайда етеди ҳ.т.б. Жаңа бөлекшелердин пайда болыў процесси пайда болған электронлардың энергиясы базы бир критикалық мәнистен киши болғанша даўам етеди. Пайда болған бөлекшелердин жыйинағы нөсерди пайда етеди.

Энергияның радиациялық жоғалыўлары менен жуплардың пайда болыў итималлығы нурланыў өтетуғын заттың атомларының зарядлық санының квадраты Z^2 қа пропорционал. Ҳәр қыйлы затлардағы космослық нурлардың жұтылышын бақлаў усындағы ғәрәзликтің жумсақ қураўшы ушын дұрыс екенлигин көрсетеди. Сонықтан, космослық нурлардың жумсақ қураўшыларын электронлардан, позитронлардан ҳәм олар нурландырған γ -фотонлардан турады деп есаплаўға болады.

Өткір қураўшының жұтылышы басқа нызамлықты береди. Өткір қураўшыны жұтыў заттың жутатуғын қатламындағы электронлардың санынан ғәрәзли. Бул өткір қураўшының тек энергияның ионизациялық жоғалыўын беретуғынлығын аңғартады. Өткір қураўшыны пайда ететуғын бөлекшелердин тәбияты көп үақытларға шекем белгисиз болып келди. Тек 1936-1937 жыллары өткерилген жұмыслардың нәтийжесинде бул қураўшының мезонлар атамасына ийе болған бөлекшелердин айрықша түринен туратуғынлығын мәлим болды.

Ең соңғы үақытлары Н. А. Добротин менен В. И. Векслердин бақлаўларының нәтийжесинде атомлардың ядролары менен электромагниттик емес өз-ара тәсирлесіўлердин нәтийжесинде нөсерлердин пайда болатуғынлығы табылды ("электронлық-ядролық" нөсерлер).

§ 384. Мезонлар. Космослық нурлардың пайда болыўы. Энергияның радиациялық жоғалыўлары бөлекшениң массасының квадратына пропорционал. Сонықтан "жеңил" электронлар менен позитронлар энергияларын барлық үақытта радиацияға жумсайды ҳәм космослық нурлардың өткір қураўшысын бере алмайды. "Аўыр" протонлар жүдә аз нурландырады, сонықтан космослық нурлардың өткір қураўшысын жүдә үлкен энергияға ийе протонлардан турады деп болжаўға болар еди. Бирақ, бир қатар фактлер бул гипотезаға қайшы келди ямаса, ең кеминде, өткір қураўшының қурамына тек протонлардың ғана кирип қоймайтуғынлығын көрсетеди. Мәселе соннан ибарат, Вильсон камерасының жәрдеминде алынған сүреттер өткір қураўшыда магнит майданында ҳәр қыйлы тәреплерге қарай аўысатуғын, яғни он зарядланған ҳәм терис зарядланған бөлекшелердин бар екенлигин көрсетти. Усының менен бир қатарда тез қозғалатуғын

протонлардың ҳаўданы күшли ионластырыўы керек ҳәм сонлықтан олардың излери жуўан болады. Ҳақыйкатында, өткір қураўшыда бар болған бөлекшелердин траекториялары электронлар менен протонлар қалдыратуғын излердин жуўанлығының арасындағы орташа түрге ийе. Буннан өткір қураўшыда массасы протон менен электронның массаларының арасында болған бөлекшелер қатнасады деген болжаў пайда болды. Бул бөлекшелер мезонлар атамасына ийе болды (грек тилинде "мезос" "орташа" мәнисин аңғартады). Андерсонның, Неддермайердин ҳәм басқалардың жұмысларында мезонлардың массаларының электронның массасынан шама менен 200-300 есе үлкен екенлиги анықланды. Мезонлардың он зарядқа ийе болыўы да, терис зарядқа ийе болыўы да мүмкін; сан мәниси бойынша мезонлардың заряды электронның заряды $|e|$ ге тең. Тәңиздин қәддиндеги мезонлардың орташа энергиясы $\sim 3 \cdot 10^9$ эВ ке тең, бирақ энергиясы 10^{10} эВ ҳәм оннан да жоқары болған мезонлар табылады. Ҳәзирги ўақытлары мезонлардың қәсийетлерин үйрениў бойынша көп санлы изертлеўлер алып барылмақта. Бул изертлеўлердин әдеўир үлкен бөлими совет физиклерине тийисли.

Тез электронлар сыйқлы, мезонлар да нөсерлерди пайда ете алады. 8-сүйретте (қосымшаға қараңыз) Вильсон камерасында алынған мезонлар пайда еткен нөсерлердин фотосүйретлери көрсетилген. Камера үш қорғасын дийўаллар менен бөлинген. Мезон (жоқарыдағы бир бөлекшениң изи) биринши пластинка арқалы энергиясын дерлик өзгертпей өткен; екинши пластинкада ол нөсерди пайда еткен. Бул нөсер үлкен өтиўшилик қәсийетлерге ийе бөлекшелерден турады, олардың көпшилиги үшинши пластинка арқалы тезлигин сезилерлікте өзгерпестен өтеди. Базы бир бөлекшелер үшинши пластинкада екинши үлкен болмаған нөсерлерди пайда етеди.

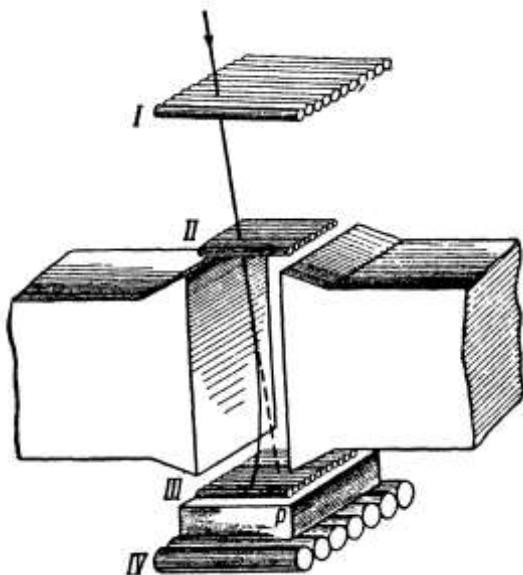
Мезонлар тәрепинен пайда етилген нөсерлерди еки типке бөлиүге болады:

- а) мезонлар тәрепинен ядролардан үрып шығарылған тез қозғалатуғын электронлар пайда еткен ионизациялық нөсерлер ҳәм
- б) радиациялық нөсерлер, мезонлар ядролардың қасынан өткенде жұдә өткір үнурларын пайда етеди; ал пайда болған бул ү-нурлар электрон-позитронлар жупларын ҳәм нөсерди пайда етеди.

В 1946-1947 жыллары А. И. Алиханов, А. И. Алиханян ҳәм олардың басшылығында ислейтуғын изертлеўшилдер группасы Алагез таўында тәңиздин қәддинен 3250 м бийикликте космослық бөлекшелердин массалары өлшеди. Олар пайдаланға әсбап схема түринде 415-сүйретте келтирилген. Есаплағышлардың үш I, II ҳәм III қатарлары (хәр бир есаплағыш трубка түrine ийе) сәйкес келиў схемасы бойынша тутастырылған (371-параграф). Сәйкес радиотехникалық схеманың жәрдеминде бөлекше есаплағышлардың барлық үш системасы арқалы өткенде неон лампалары жанады. Усының менен бирге олар қайсы есаплағыш арқалы бөлекшениң өткен екенлигин де көрсетеди. II ҳәм III есаплағышларының системаларының арасына үлкен магниттың полюслары жайласқан. Есаплағышлардың I ҳәм II системаларының арасындағы бөлекшениң траекториясы туўры сызық түrine ийе. Егер магнит майданы болмағанда бөлекше буннан кейин де туўры сызықты қозғалған болар еди (416-сүйреттеги пункттир сызық). Ҳақыйқатында бөлекшениң траекториясы дөңгелектин дугасы түrine ийе болады. Оның иймеклик радиусын анықлаўға болады. Себеби III системаның қайсы есаплағышы арқалы бөлекшениң өткенлиги белгили. Есаплағышлардың III системасының артында P қорғасын пластинкасы ҳәм есаплағышлардың IV системасы жайласқан. Әсбаптың бул қосымша бөлими бақланатуғын бөлекшелердин өтиў қәбилетлигін табыў ушын қолланылады. Бөлекшениң траекториясының иймеклик радиусы ҳәм оның өте алышылық қәбилетлигі бойынша оның массасын табыўға болады.

Ҳәзирги ўақытлары массасы электронлық массадан 200-300 есе үлкен болған мезонлардан (μ - ҳәм π -мезонлар) басқа массасы 500-600 электронлық массаға тең,

бөлекшелердин ҳәм массасы шама менен 1000 электронлық массаға тең болған К-бөлекшелер деп аталатуғын бөлекшелердин бар екенлиги белгили⁶⁴. Ең ақырында, космослық нурланыудың қурамында массасы протон менен дейтронның массаларының арасында болған аүыр бөлекшелер де табылды ("гиперонлар").



416-сүйрет.
Космослық бөлекшелердин массаларын
анықтайтуғын А.И.Алиханов пенен
А.И.Алиханянның әсбабының схемасы.

Мезонлардың қәсийетлерин бүннан былай үйрениү олардың орнықлы емес ҳәм ыдырайтуғынлығын көрсетти. Мезонлардың ыдырауы Вильсон камерасында ҳәм қалың қатламлы пластинкалар усылының жәрдеминде анықланған. Мезонлардың жасау үақыты 417-сүйретте көрсетилген дүзилистиң жәрдеминде өлшеннди. Есаплағышлардың системасы мезонның өтийин белгилейди, ал бул бөлекше бүннан кейин P қорғасын пластинкасының жәрдеминде тормозланады. Мезонның ыдырауының нәтийжесинде жаңа бөлекше пайда болады. Бул бөлекше DF траекториясы бойынша қозғалады ҳәм B есаплағышлары тәрепинен регистрацияланады. Арнаұлы радиотехникалық дүзилистиң жәрдеминде "жаңа" бөлекшениң ушып шығыуындағы "кешигиүді" өлшеүге болады.

Мезонлардың қәсийетлерин үйрениү ушын қалың қатламлы фотопластинкалар усылы жемисли болып шықты. 371-параграфта бул усылдың бириńши рет Л.В.Мысовский ҳәм А.П.Жданов тәрепинен жүзеге келтирілгенлиги ҳәм пайдаланылғанлығы көрсетилди. Ҳәзирги үақытлары мезонлардың бир неше сортының бар екенлиги табылды. Ең бириńши мезонлар он, терис ҳәм нейтраль мезонлар болып табылады (π^+ , π^- ҳәм π^0 -мезонлар). Олардың массалары электронның массасынан шама менен 280 есе үлкен). Зарядланған π -мезонлар әдеүир жеңіл болған ҳәм электронның массасына шама менен 215 есе үлкен ҳәм заряды дәслепки π -мезонның зарядындай болған мезонларға (μ -мезонлар деп аталатуғын мезонларға) айланады ("ыдырайды"). Усының менен бирге және бир жеңіл бөлекше (ν нейтрино болыўы итимал) шығарылады. π -мезонлардың жасау үақыты жүдә

⁶⁴ Ҳәзирги физика бойынша мезон (әйилемги грек тилинде μέσος "орташа") ноллик барионлық санға иие болған адрон болып табылады. Элементар бөлекшелердин стандарт моделинде мезонлар бирдей сандағы кварклар менен антикварклардан туратуғын қурамлық элементар бөлекше. Мезонларға пионлар (π -мезонлар), каонлар (K -мезонлар) ҳәм басқа да аүырырақ болған мезонлар киреди. Пионлар болып табылатуғын π^+ мезонның массасы 139,6 МэВ, ал электр зарядына иие болмаған π^0 мезонның массасы 135,0 МэВ. Ал каонлардың массасы 493-498 МэВ тиң әтирапында. Мезонлардың ишиндеги массасы үлкен болған бөлекшени Ипсилон (Υ) деп атайды. Оның массасы 9460 МэВ (Аўдарыўшылар).

киши, шама менен 10^{-8} сек. Пайда болған μ -мезонлар да орнықлы емес ҳәм $2,2 \cdot 10^{-6}$ сек шамасына тең болған ярым ыдыраў дәүириниң ишинде электронға (ямаса позитронға) ҳәм еки нейтриноға ыдырайды. Солай етип, мезонлардың ыдырауының улыўма схемасы мынадай түрге ийе болады:

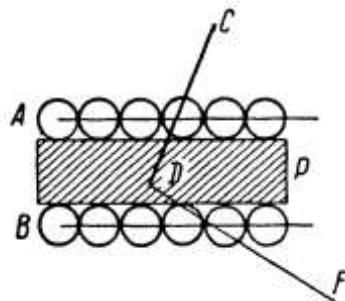
$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu \rightarrow \pm e + \nu + \nu.$$

π -мезонның μ -мезонға айланыуының қалың қатламлы фотопластинкадағы излер бойынша табылыўы мүмкін.

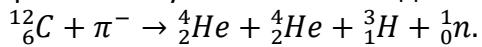
Элементар бөлекшелердин әхмийетли болған характеристикасы болып олардың спини хызмет етеди. π -мезонлардың спини нолге тең, μ -мезонлардың спини протонлар менен нейтронлардың спинлери сыйқылыштың $\frac{1}{2}$ ге тең⁶⁵.

417-сүрет.

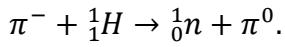
Мезонлардың жасаў ўақытын анықлаў.



Мезонлар атомлардың ядролары менен соқлығысқанда ядролық айланысларды жүзеге келтире алады. Бундай айланысқа мысал сыпатында π^- -мезонның тәсиринде углерод ядросының бөлеклерге бөлинүй болып табылады:



π^- -мезон менен протон соқлығысқанда нейтрон менен нейтраль мезонның пайда болыўы мүмкін:



Нейтраль мезон орнықлы емес ҳәм еки фотонға айланады: $\pi^0 \rightarrow 2h\nu$. Нейтраль мезонның жасаў ўақыты шама менен $3 \cdot 10^{-14}$ сек. π -мезонлар жүдә ядролық актив бөлекше болып табылады, яғни олар ядролық реакцияларды жеңил жүзеге келтире алады. π -мезонның ядроның ишине кириўи мүмкін, усының нәтийжесинде ядроның "парланауы", яғни ядроның көп сандағы айырым бөлекшелерге ыдырауы орын алады. А. П. Жданов қалың қатламлы фотопластинкаларда "жулдызлардың" пайда болыўын, яғни бир ноқаттан ҳәр қылыш тәреплерге қарай бағытланған бөлекшелердин траекторияларын бақлады. Оған бир жағдайда бир ноқаттан 47 ҳәм екинши жағдайда 35 траекторияның шығыуын бақлаудың сәти түсти. Пластинканың фотографиялық қатламының құрамына зарядлық саны 47 ге тең болған гүмис ҳәм зарядлық саны 47 ге тең болған бром киретуғын болғанлықтан, жулдызлардың пайда болыўын бул элементлердин ядроларының жүдә үлкен энергияға ийе болған космослық бөлекшениң тәсириндеги толық қыйрауы деп қараўға болады. П. И. Лукирский менен Н. А. Перфилов қалың қатламлы фотопластинкаларда пайда болған излер бойынша атомның ядросына келип үрүлғанда терис зарядланған мезонның ядроның парланауын жүзеге келтириүге қәбілетли екенлигин көрсетти; бундай жағдайда ядро оны қурайтуғын протонлар менен нейтронларға бөлинеди.

μ -мезонлардың π -мезонлардан өзгешелиги олардың ядролық актив емеслигінде. Усы ўақытларға шекем μ -мезонлардың тәсириндеги ядролардың ыдырауы бақланған жоқ.

⁶⁵ Бул, әлбетте, дұрыс емес. Барлық мезонлардың спинлери нолге ямаса пүтин санға тең (Айдарыўшылар).

Жұдә үлкен энергияға ийе болған бөлекшелердин бар екенлиги айырым үақытлары (жұдә сийрек) онлаған мың квадрат метр майданды өзиниң ишине қамтып алатуғын оғада үлкен нөсерлердин болатуғынлығын менен тастыыйқланады. Бундай нөсерди пайда ететуғын бөлекшениң энергиясы 10^{15} - 10^{17} эВ шамасынан кем болмауы керек.

Мезонлардың ыдырауының бар екенлиги мезонлардың атмосферадағы күшли жутылатуғынлығы менен тастыыйқланады. Атмосферадағы мезонлардың бақланатуғын жутылышы есаплаулар жолы менен алынған мезонлардың қорғасындағы ямаса басқа да тығыз затлардағы жутылышынан үлкен болып шықты. Бул атмосферада қозғалысының барысында мезонлардың бир бөлекиниң ыдырап үлгеретуғынлығы аңғартады. Мезонлардың өлшеў жолы менен алынған атмосфераның белгили болған қатламындағы (мысалы 2 км қалыңлықтағы) жутылыш коэффицитентин күтилген коэффициент пенен салыстырып, олардың орташа жасаў үақытын анықлауға болады. Усындај жоллар менен алынған мезонлардың жасаў үақытының ұзынлығы тиккелей өлшеўлерде алынған мәнистен үлкен болып шығады. Был мынадай жағдай менен байланыслы: қорғасынның қатламында иркилип қалған, яғни үақыттың есапланыўы өткерилетуғын координаталар системасына салыстырғанда дерлик тынышлықта болатуғын мезонлардың жасаў үақытының ұзынлығы тиккелей өлшенеди. Ал атмосферада болса мезон жақтылыштың тезлигине жақын тезликлер менен қозғалады. Соныңтан салыстырмалық теориясының түрлендириў формулаларына сәйкес үақытты "қайтадан өлшеў" ди өткериў керек (299-параграф). Егер усындај қайтадан есаплауды әмелге асырса, онда еки усыл менен өлшенген т лар бир бирине сәйкес келеди. Солай етип, тез қозғалатуғын мезонлардың үстинен өткериленген бақлаулар салыстырмалық теориясының үақытты түрлендириў формулаларының дұрыс екенлигин тексерип көриүге мүмкіншилик береди.

Ең ақырында космослық нурлардың пайда болыуы ҳақындағы мәселеге тоқтаймыз. Мезонлардың жасаў үақытының қысқа екенлиги олардың бириңи бөлекшелер болып табылмайтуғынлығын көрсетеди; олар атмосферада қандай да бир басқа бөлекшелердин тәсиринде пайда болады. Мезонлардың тәңиздин қәддиндеги энергиясының орташа мәниси $3 \cdot 10^9$ эВ болғанлықтан, бириңи бөлекшелердин энергиясының шамасы бул шамадан киши болмауы керек. С. Н. Вернов тәрепинен шар-зондлардың жәрдемінде 30 км ге шекемги бийикликтерде өткериленген туұрыдан-туұры өлшеўлер, бундай бийикликтерде ҳеш қандай тез ушатуғын электронлар менен позитронлардың болмайтуғынлығын көрсетti. Екинши тәрептен, С. Н. Вернов пенен Н. А. Добротинниң биргеликтеги жұмысларында Жердин магнит майданының бириңи космослық нурларын шығысқа қарай айыстыратуғынлығын көрсетti. Оң зарядланған бөлекшелер усындај айысыуға ушырауы керек. Бул бөлекшелердин үлкен болмаған бөлими атмосферада әдеўир үлкен теренгликтерге шекем өтеди (Алиханов пенен Алиханянның Алагез тауындағы өлшеўлерi), олардың көпшилиги атомлардың ядролары менен өз-ара тәсирлесиўдин салдарынан мезонлардың (өткір қураушы) ҳәм электронлар менен позитронлардың (жумсақ қураушы) пайда болыуына алып келеди.

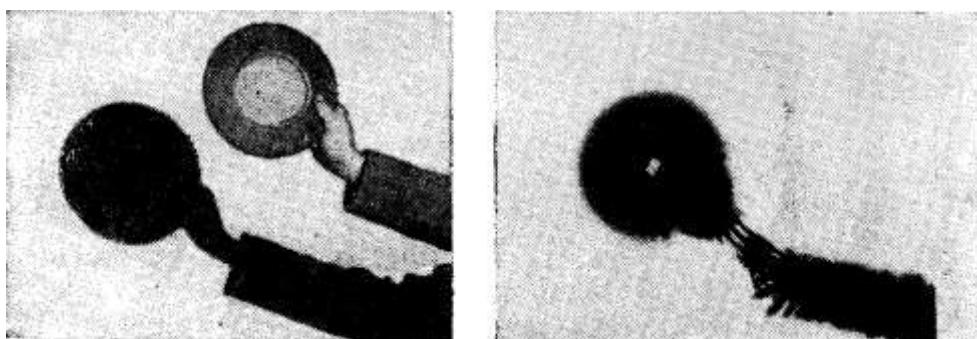
Соңғы үақытлары жұдә тез ушатуғын α -бөлекшелері ямаса протонлар менен ҳәр қыллы қатты затлардан туратуғын нышаналарды бомбалау жолы менен мезонларды жасалма түрде алғыудың сәти түсти. Бундай жағдайда қалың қатламлы фотопластинкаларда π -мезонлардың излери регистрацияланды. Мезоны электронларының энергиясы 335 МэВ болған электронлық синхротронда жасалма түрде алынған өткір ү-нурлары менен нышананы нурландырғанда да алынды.

Бириңи космослық нурлардың дереклери усы үақытларға шекем белгисиз болып келмекте. Космослық нурлар Жер шарына дүньялық кеңисликтиң барлық бөлімлеринен келеди. Олардың пайда болыуын Құяштағы ямаса айырым жулдызлардағы қандай да бир белгili болған процесслер менен байланыстырыудың сәти түспеди. Я. П. Терлецкий

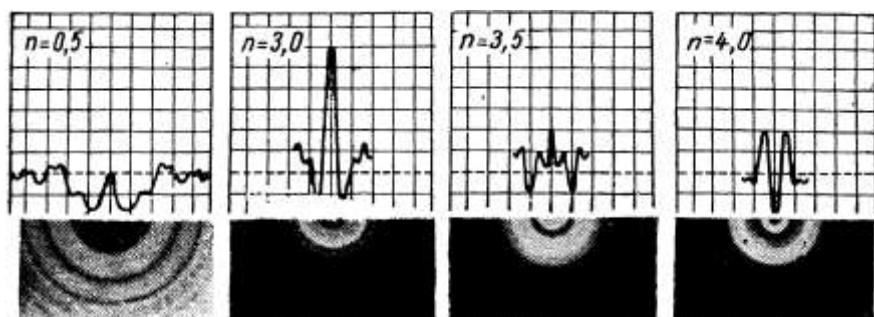
зарядланған бөлекшелер жулдызлардың әтирапында пайда болатуғын электромагнит майданында тезлениў алады деген гипотезаны ұсынды. Бундай электромагнит майдан жулдызлардың магнит моменти бар болған жағдайда ҳәм жулдыз үсі магнит моментиниң көшерине паралель болмаған көшердин әсерегендегі айланғанда пайда болады. Бундай жулдыз оғада үлкен болған тәбийи бетатронды пайда етеди.

Тезлениўдің басқа механизми Ферми тәрепинен ұсынылды. Оның теориясында бөлекшелер энергияны бизиң Галактикамыздың қозғалатуғын газдин құшлы ионласқан бұлты тәрепинен пайда етілген магнит майданы менен тәсирлесиўдің барысында жулдызлар аралық заттың кинетикалық энергиясынан алынады.

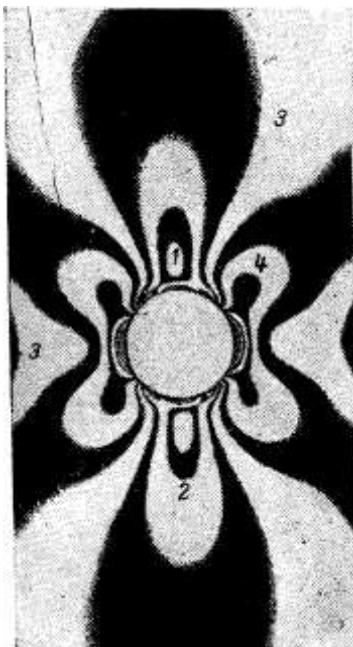
ҚОСЫМША



1-сүрет. Сая пайда болғандағы нурлардың дифракциясы.

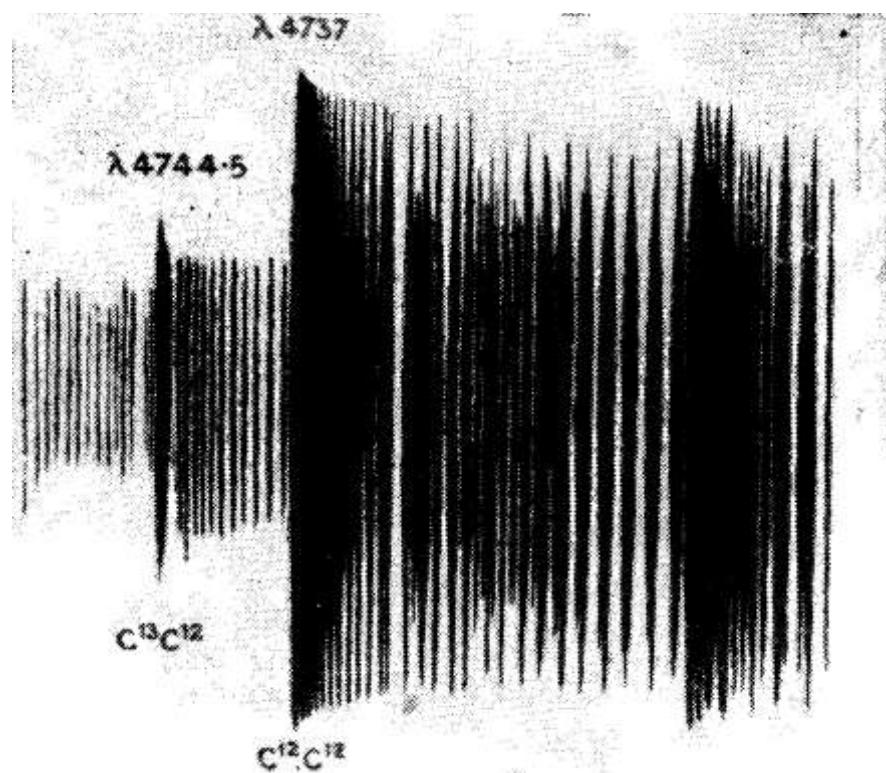


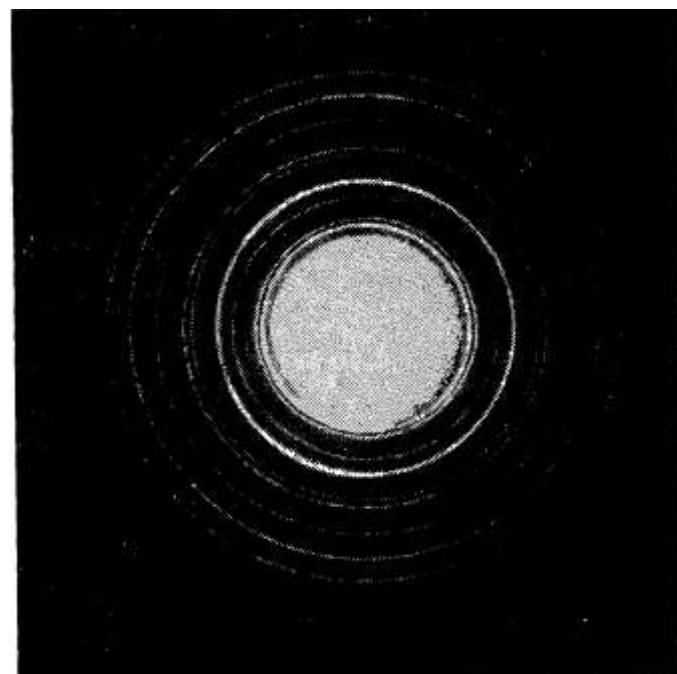
2-сүрет. Дөңгелек саңлақтан алынатуғын дифракция.



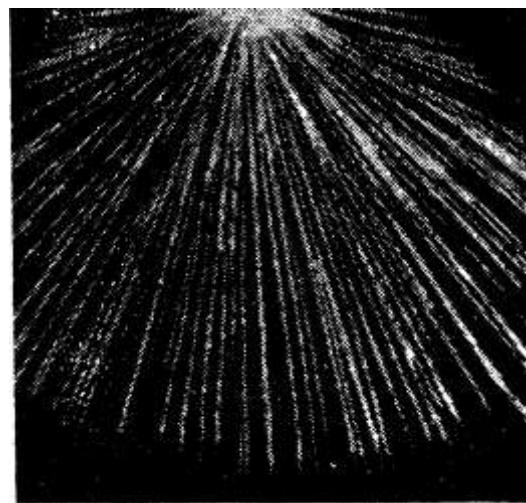
3-сүйрет.

Дөңгелек тесиги бар пластинканы созғанда
пайда болатуғын изохромлар.

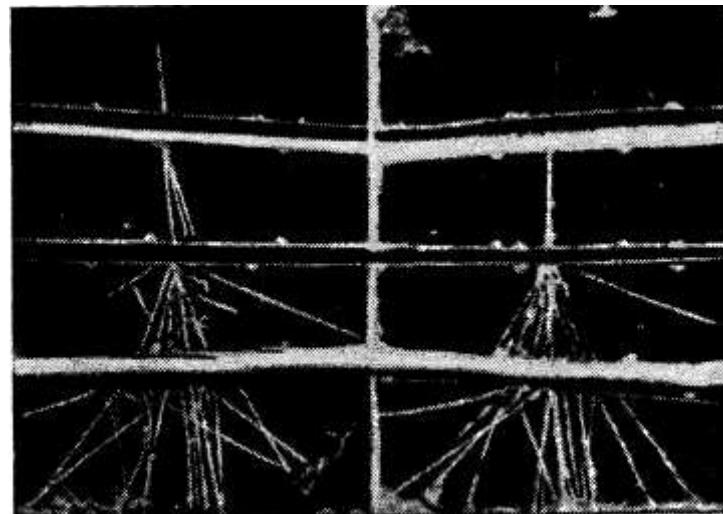
4-сүйрет. С₂ жолақларының изотоплық жылжыўы.



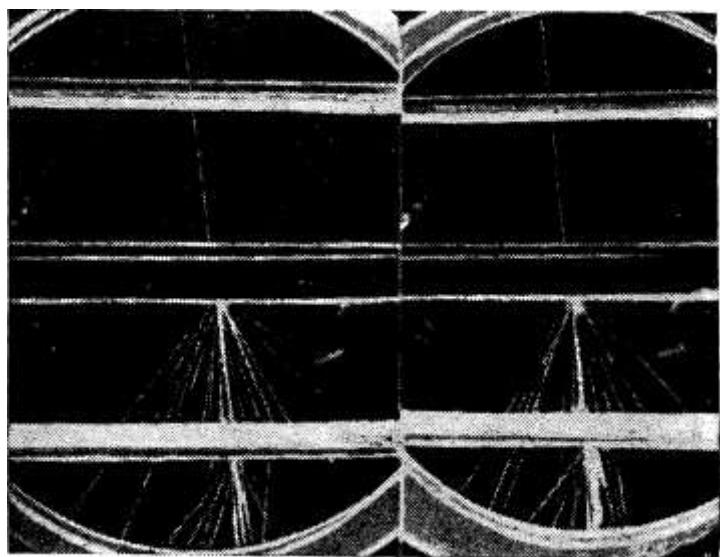
5-сүйрет. Электронлардың мыс фольга арқалы өтийинде пайда болатуғын дифракциялық дөңгелектер.



6-сүйрет. α -бөлекшелеринің излери.



7-сүйрет. Каскадлық нөсердин пайда болыўы.



8-сүрет. Мезон пайда еткен нөсер.

