

Л.Д.Ландау, А.И.Ахиезер, Е.М.Лифшиц.

Улыўма физика курсы

Механика ҳәм молекулалық физика

Орысша екнши басылыўынан қарақалпақ тилине

Б.Әбдикамалов тәрeпинен аўдарылған.

Мазмуны

Биринши басылыўына алғы сөз

I БАП. Ноқат механикасы

- § 1. Қозғалыстың салыстырмалылық принципи
- § 2. Тезлик
- § 3. Импульс
- § 4. Реактив қозғалыс
- § 5. Инерция орайы
- § 6. Тезлениў
- § 7. Күш
- § 8. Физикалық шамалардың өлшемлери
- § 9. Бир текли майдандағы қозғалыс
- § 10. Жумыс ҳәм потенциал энергия
- § 11. Энергияның сақланыў нызамы
- § 12. Ишки энергия
- § 13. Қозғалыс шегаралары
- § 14. Серпимли соқлығысыўлар
- § 15. Импульс моменти
- § 16. Орайлық майдандағы қозғалыс

II Бап. Майдан

- § 17. Электр тәсирлесиўи.
- § 18. Электр майданының кернеўилиги
- § 19. Электростатикалық потенциал
- § 20. Гаусс теоремасы

- § 21. Әпиұайы жағдайлардағы электр майданлары
- § 22. Гравитациялық майдан.
- § 23. Эквивалентлилик принципи.
- § 24. Кеплер қозғалысы

III БАП. Қатты денениң қозғалысы

- § 25 Қатты денениң қозғалысының түрлері
- § 26. Қозғалыұшы қатты денениң энергиясы
- § 27. Айланыұ моменти
- § 28. Айланыұшы денениң қозғалыс теңлемесі
- § 29. Тең тәсир етиұшы күш
- § 30. Гироскоп
- § 31. Инерция күшлері

IV БАП. Тербеліслер

- § 32. Гармоникалық тербеліслер
- § 33. Маятник
- § 34. Сөниұшы тербеліслер
- § 35 Мәжбүрий тербеліслер
- § 36. Параметрлик резонанс

V БАП. Затлардың қурылысы

- § 37. Атомлар
- § 38. Изотоплар
- § 39. Молекулалар

VI БАП. Симметрия ҳаққында тәлимат

- § 40. Молекулалар симметриясы
- § 41. Айналық изомерия
- § 42 Кристаллық пәнжере
- § 43. Кристаллық системалар
- § 44 Кеңісликтегі топарлар
- § 45 Кристаллық класслар
- § 46 Химиялық элементлердің пәнжерелері
- § 47. Бирикпелердің пәнжерелері
- § 48. Кристаллық тегісликлер
- § 49. Кристаллардың тәбийй қапталлары

VII БАП. Жыллылық

- § 50. Температура
- § 51. Басым
- § 52. Затлардың агрегат халлары
- § 53. Идеал газ
- § 54. Сыртқы майдандағы идеал газ
- § 55. Максвелл бөлистирилиұи
- § 56. Жумыс хәм жыллылық муғдары
- § 57. Газлердин жыллылық сыйымлылығы
- § 58. Конденсацияланған денелер

VIII БАП. Жыллылық процесслери

- § 59. Адиабаталық процесс
- § 60. Джоуль-Томсон процесси.
- § 61. Стационар ағыс
- § 62. Жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы
- § 63. Карно цикли
- § 64. Қайтымсызлықтың тәбияты
- § 65. Энтропия

IX БАП. Фазалық өтиўлер

- § 66. Затлардың фазалары
- § 67. Клапейрон-Клаузиус формуласы
- § 68. Пуўланыў
- § 69. Критикалық ноқат
- § 70. Ван-дер-Ваальс теңлемеси
- § 71. Сәйкес халлар нызамы
- § 72. Ериў ноқаты
- § 73. Кристаллық модификациялар
- § 74. Екинши әўлад фазалық өтиўлери
- § 75. Кристаллардың тәртиплескенлиги
- § 76. Суйық кристаллар

X БАП. Еритпелер

- § 77. Ериўшилиқ
- § 78. Суйықлықлар араласпасы
- § 79. Қатты еритпелер
- § 80. Осмослық басым

- § 81. Рауль ызааы
- § 82. Суйықлықлар араласпасының қайнауы
- § 83. Кери конденсация
- § 84. Суйықлықлар араласпасының қатыуы
- § 85. Фазалар қағыйдасы

ХІ БАП. Химиялық реакциялар

- § 86. Реакция жыллылығы
- § 87. Химиялық тең салмақлық
- § 88. Тәсир етиуши массалар ызааы
- § 89. Күшли электролитлер
- § 90. Әззи электрлитлер
- § 91. Активация энергиясы
- § 92. Реакциялардың молекулалығы
- § 93. Шынжырлы реакциялар

ХІІ БАП. Бетлик кубылыслар

- § 94. Бет керими
- § 95. Адсорбция
- § 96. Шетки мүйеш
- § 97. Капилляр күшлер
- § 98. Майысқан бет астындағы пуудың серпимлилиги
- § 99. Аса қызыу хәм аса салқынлау кубылысларының тәбияты
- § 100. Коллоидлық еритпелер

ХІІІ БАП. Қатты денелер

- § 101. Әпиуайы созыу
- § 102. *әр тәреплеме қысыу
- § 103. Жылжыу
- § 104. Эластиклик
- § 105. Кристаллардағы дефектлер
- § 106. Эластикликтің тәбияты
- § 107. Қатты денелердеги сүйкелис

ХІV БАП. Диффузия хәм жыллылық өткизгишлик

- § 108. Диффузия коэффициенти
- § 109. Жыллылық өткизгишлик коэффициенти
- § 110. Жыллылық қарсылығы

- § 111. Теңлесіу ұақыты
- § 112. Еркін қозғалыу ұзынлығы
- § 113. Газлердеги диффузия хәм жыллылық өткізгішлик
- § 114. Жылжығышлық
- § 115. Термодиффузия
- § 116. Қатты денелердеги диффузия

XV БАП. Жабысқақлық

- § 117. Жабысқақлық коэффициенті
- § 118. Газлер менен сұйықлықлардың жабысқақлығы
- § 119. Пуазейль формуласы
- § 120. Уқсаслық ұсылы
- § 121. Стокс формуласы
- § 122. Турбулентлилик
- § 123. Сийреклетілген газлер
- § 124. Аса өткізгішлик

Предметлик көрсеткіш

Тийкаргы физикалық кубылыслар хәм әхмийетли физикалық ызамлар хәққында оқыұшыда көз-қараслар пайда етиұ китаптың тийкаргы мақсети болып табылады. Китапты дөретиұде Л.Д.Ландау тәрөпинен Москва мәмлекетлик университетиниң физика-техникалық факультетинде оқылған лекциялардың стенографиялық курсы пайдаланылды. Екинши басылымға үлкен емес дүзетиұлер хәм анықлықлар киргизилген. Кестелер саны 11, иллюстрациялар 140.

Биринши басылыұына кирисиұ

Тийкаргы физикалық кубылыслар хәм әхмийетли физикалық ызамлар хәққында оқыұшыда көз-қараслар пайда етиұ китаптың тийкаргы мақсети болып табылады. Авторлар тек ғана баслы мәселелерди есапка алып үлкен емес көлемдеги китапты жазыұға умтылды. Сонлықтан китап келтирилген материалларды толық түсиндириұге умтылмайды.

Формулалар карап атырылған кубылыслар арасындағы байланысларды оқыұшылардың түсиниұи ұшын келтирилген. Сонлықтан формулалар мүмкиншилигиниң болғанынша ең әпиұайы мысалларға байланыслы келтирилип шығарылады. Формулалар менен теңлемелерди системалы түрде келтирип шығарыұ теориялық физика курсларында келтирилиұи керек деген көз-қарасты басшылыққа аламыз.

Бул кітапты оқыу үшін алгебра менен тригонометрия менен қатар дифференциал есептеу және векторлық алгебра элементтері менен де таныс болу керек. Соның менен бірге оқыушы орта мектеп көлеміндегі тейқарғы физикалық және химиялық түсініктер менен таныс деп есепланады. Авторлар бул кітапты университетлердің физика факультеттерінің және физика әхмийетлі орынды ийелейтуғын техникалық жоқары оқыу орынларының студенттері, соның менен бірге орта мектептердің физика мұғаллимлері үшін пайдалы болады деп үміт етеді.

Бул кітап қоеу-жылы жазылды. Бірақ баспадан шығарылуы уыс уақытларға шекем созылып келді. Баспадан шығуы үшін кітап толықтырылды және пүткиллей қайтадан жазылды. Бірақ кітаптың планы менен тейқарғы мазмұны өзгеріссіз қалдырылды.

Тилекке қарсы трагедиялық автомобиль катастрофасына кейінгі наұқаслануына байланысы бизің ұстазымыз және достымыз Л.Д.Ландау кітаптың басылып шығуына қатнаса алған жоқ. Бизлер оның көрсеткен жоллары менен хәрекет етуге тырыстық.

Кітапты жазуыдың дәслепкі вариантындағыдай және 1947-жылы Москва мәмлекетлік университети тәрөпинен Л.Д.Ландаудың физика-техникалық факультетте оқыған лекцияларының стенографиялық есабы түрінде шыққан кітаптағыдай ең дәслепкі сайлап алынған материалларға сүйендік.

Баянлаудағы байланысларды бузбау мақсетінде дәслепкі план бойынша жыллылық қубылысларын экспериментте изертлеу кітаптың кейінде өз алдына бапқа көширилиуі керек еді. Тилекке қарсы бул планды орынлау мүмкіншилиги болмады және кітапты баспадан шығаруыды кешиктирмеу үшін сол бапсыз-ақ кітапты шығаруыды мақул көрдик.

А.И.Ахиезер, Е.М.Лифшиц. 1965-жыл, июнь.

I БАП. НОҚАТ МЕХАНИКАСЫ

§ 1. Қозғалыстың салыстырмалылық принципі

Қозғалыс, яғни бір дененің басқа денелерге салыстырғандағы орын алмастырылуы механиканың тийкарығы түсиниги болып табылады. Бул денелерсиз биз барлық уақытта да салыстырмалы болған қозғалыс хақында айта алмаймыз. Басқа денелерге салыстырмағандағы денелердің абсолют қозғалысы хақындағы гәплер мәниске ийе емес.

Қозғалыстың салыстырмалылығы кеңислик түсинигинің өзинің салыстырмалылы екенлигине байланыслы. Бизлер абсолют кеңисликтеги аўхал хақында айта алмаймыз, аўхал хақында айтылғанда тек ғана басқа денелерге салыстырғандағы аўхал нәзерде тугылады.

Шәртли түрде қозғалмайды деп есапланатуғын денелерди физикада *есаплау системасы* деп атайды хәм усы денелерге салыстырғанда басқа денелердің қозғалысы изертлениледи. Есаплау системасын ықтыярлы түрде шексиз көп санлы усыллар менен сайлап алыу мүмкин. Бундай жағдайда қандай да бир дененің хәр қыйлы есаплау системасына салыстырғандағы қозғалысы улыўма жағдайларда хәр қыйлы болыуы мүмкин. Егер система усы дененің өзи менен байланыслы болса. Онда бундай системаға салыстырғанда дене қозғалмайды. Бирақ басқа есаплау системаларына салыстырғанда дене басқаша қозғалатуғын болып шығады. Қала берсе хәр қыйлы системаларда қозғалыслар хәр қыйлы, яғни хәр қыйлы траекториялар бойынша болады.

Хәр қыйлы есаплау системалары бирдей хуқыққа ийе хәм қандай да бир дененің қозғалысын изертлегенде олардың хәр бирин сайлап алыу бирдей мүмкиншиликке ийе болады. Бирақ улыўма айтқанда физикалық кубылыслар хәр қыйлы есаплау системаларында хәр қыйлы болып өтеди. Сонлықтан хәр қыйлы есаплау системаларын бир биринен айырыу мүмкиншилиги бар. Усыған байланыслы қозғалыслар әпиуайы түрде алынатуғын есаплау системаларын сайлап алыу тәбийий нәрсе болып табылады.

Басқа денелерден алыста турған денени қарайық. Бундай жағдайда бул денеге басқа денелер тәсир етпейди деп есаплауға болады хәм бундай денени *еркин қозғалыушы* дене деп атаймыз.

!лбетте хақықатта еркин қозғалыу шәрти қандай да бир дәлликте жүзеге келиуі мүмкин. Бирақ принципаллық жақтан денени басқа денелер менен тәсир етиспейди деп қәлеген дәлликте есаплау мүмкин.

Қозғалыстың басқа түрлериндей, еркин қозғалыс та хәр қыйлы есаплау системаларында хәр қыйлы болып көринеди. Бирақ, егер биз еркин қозғалыушы басқа бир дене менен байланысқан есаплау системасын сайлап алатуғын болсақ қозғалыс жүдә әпиуайыласады: қозғалыс туўры сызықлы тең өлшеули қозғалысқа айланады. Басқа сөз бенен айтқанда бундай жағдайда қозғалыс шамасы да, бағыты да турақлы тезлик пенен болады. Бул тастыйықлау Галилей тәрепинен ашылған *инерция нызамы* деп аталатуғын нызамның мәнисин қурайды. Еркин қозғалыушы дене менен байланысқан есаплау системасы *инерциал есаплау системасы* деп аталады. Инерция нызамын *Ньютонның биринши нызамы* деп те атайды.

Физиканы биринши үйрениў барысында өзиниң айрықша қасиетлерине ийе инерциал есаплаў системасын пайдаланыў абсолют кеңислик түсинигин анықлаўға мүмкиншилик береді деген надурис пикирдиң пайда болыўы мүмкін. Инерциал есаплаў системалары шексиз көп болғанлықтан бундай деп ойлаўға болмайды. Шынында да, егер базы бир система қандай да бир инерциал есаплаў системасына салыстырғанда бағыты бойынша да, шамасы бойынша да турақлы тезлик пенен қозғалатуғын болса, онда бул системаның өзи де инерциал есаплаў системасы болып табылады.

Инерциал есаплаў системаларының бар болатуғынлығының логикалық зәрүрлик емес екенлигин атап айтыўымыз керек. Денелердиң қозғалысы туўры сызықлы хәм тең өлшеўли болатуғын усындай есаплаў системаларының бар екенлигин тастыйықлаў принципінде тәбияттың тийкарғы нызамларының бири болып табылады.

Еркин қозғалысты изертлеўдиң барысында бизиң ҳәр қыйлы инерциялық системаларды бир биринен айыра алмайтуғынлығымыз анық нәрсе. Басқа физикалық қубылысларды изертлеўдиң барысында бир инерциал есаплаў системасын екиншисинен ажыратыўдың, усының нәтийжесинде айрықша бир инерциал есаплаў системасын ажыратып алыўдың мүмкиншилиги бола мағ деген сораў пайда болады. Егер усындай ажыратып алыў мүмкін болғанда усы системаға салыстырғандағы абсолют кеңислик хәм абсолют тынышлық халлары болады деп жуўмақ шығарыўға болар еди. Бирақ усындай сайлап алынған инерциал есаплаў системасы болмайды, себеби барлық инерциал есаплаў системаларында барлық физикалық қубылыслар бирдей болып өтеди.

Барлық инерциал есаплаў системаларында тәбияттың нызамлары бирдей түрге ийе болады. Сонлықтан физикалық жақтан инерциал есаплаў системалары бир биринен паркқа ийе болмайды хәм бир бири менен эквивалент болады.

Бул физикадағы ең әҳмийетли болған нызамлардың бири *салыстырмалылық принципи* деп аталады. Бул принцип абсолют кеңислик, абсолют тынышлық хәм абсолют қозғалыс түсиниклериниң мәниске ийе болмайтуғынлығын аңлатады.

Барлық инерциал есаплаў системаларында физиканың барлық нызамлары бирдей, ал инерциал емес есаплаў системаларында ҳәр қыйлы болатуғынлығына байланыслы физикалық қубылысларды инерциал есаплаў системаларында үйрениўдиң аңсат болатуғынлығын аңлатады. Биз буннан кейин талқылаўларымызда тийкарынан инерциал есаплаў системаларын пайдаланамыз. Ал инерциал емес есаплаў системаларын пайдаланыў зәрүрлиги пайда болған жағдайларда бул ҳаққында атап айтылады.

Ҳақыйқатында физикалық экспериментлерде пайдаланылатуғын есаплаў системалары тек базы бир дәлликте ғана инерциал есаплаў системалары болып табылады. Ең әпиўайы болған есаплаў системасы сыпатында биз жасап атырған Жер менен байланыслы болған есаплаў системасын көрсетиўге болады. Жер өз көшери дөгерегинде хәм Қуяштың дөгерегинде айланатуғын болғанлықтан бул система инерциал есаплаў системасы болып табыламайды. Ҳәр бир ноқат сол еки қозғалысқа қатнаساتуғын болғанлықтан Жер бетиндеги ноқатлардың тезликлери

де, қозғалыс бағыттары да тұрақты болып қалмайды. Сондықтан Жер менен байланысқан есептеу системасы инерциал емес есептеу системасы болып табылады. Бірақ Жердің суткалық қозғалысы менен оның Күяш дөңгелегіндегі айланбалы қозғалысының тезліктерінің салыстырмалы киші екенлігін есепке алғанда жерді инерциал есептеу системасы деп бір қатар физикалық эксперименттер үшін әрмәртепке ийе болмайтуғындай киші қателестерге жол қоямыз. Жер менен байланысқан есептеу системасындағы қозғалыс инерциал есептеу системасындағы қозғалыстан жүде аз парққа ийе болса да айырым эксперименттерде сол парқты айқын бақылауға болады. Бұған мысал ретінде Фуко маятниктің көрсетуіне болады. Бул маятниктің тербеліс тегісliği Жер бетіне салыстырғанда әсте-ақырынлық пенен бурылады.

§ 2. Тезлік

Қозғалыс нызамларын үйреніуді өлшемлері киші болған денелерден баслаған тәбййй. Бундай дененің қозғалысы әпіұайы әмелге асады, бул жағдайда дененің айланыуын хәм усы дененің бір бөлімінің екінші бөліміне салыстырғандағы орынларының алмастырғанын есепке алмаймыз.

Қозғалғанда өлшемлерін есепке алмауға болатуғын денені материаллық нокат деп атаймыз хәм бул нокат механиканың үйренетуғын тийкарғы объектлерінің бири болып табылады. Материаллық нокат хақында «бөлекше» хақындағы сыяқлы биз тез-тезден гәп етеміз.

Базы бир денелерді материаллық нокат деп қарау мүмкіншілігі усы денелердің тек ғана абсолют өлшемлеріне байланыссы емес, ал физикалық эксперименттердің өткеріліу шараятларына байланыссы. Мысалы Жердің Күяш дөңгелегінде қозғалысын изертлегенде Жерді материаллық нокат деп қарауға болады. Бірақ суткалық айланысын изертлегенімізде Жерді материаллық нокат деп қарауға пүткіллей болмайды.

Материаллық нокаттың кеңісліктегі аухалын үш координатаның жәрдемінде анықлау мүмкін. Мысалы координаталар x, y, z декарт координаталары болуы мүмкін. Бундай жағдайда материаллық нокатты *үш еркинлік дәрежесіне* ийе болады деп айтады.

x, y хәм z санларының жыйнағы координата басынан шығатыуғын хәм усы материаллық нокат орналасқан нокатқа барып тирелетуғын бөлекшенің *\mathbf{r} радиус-векторын* пайда етеді.

Материаллық нокаттың қозғалысы оның *тезлігі* менен тәріпленеді. Бир теклі қозғалыста тезлік әпіұайы түрде уақыт бирлігінде өтілген жол сыпатында анықланады. Улыұма жағдайда тезліктің шамасы да, бағыты да өзгермелі болады. Бундай жағдайда тезліктің шамасы бөлекшенің шексіз киші шамаға ауысуы векторы $d\mathbf{s}$ тиң сол шексіз киші ауысуы орын алған уақыт dt ға қатнасына тең векторлық шама болады. Тезлік векторын \mathbf{v} арқалы белгілеп

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{s}}{dt}.$$

формуласына ийе боламыз.

Тезлик векторы \mathbf{v} ның бағыты $d\mathbf{s}$ векторының бағытына сәйкес келеді. Яғный тезлик векторының бағыты ұақыттың хәр бир моментинде бөлекшениң траекториясына түсірилген урынба бағытындай болады.

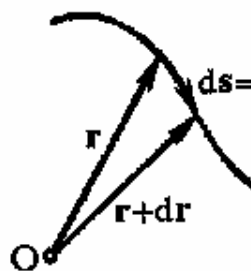
1-сүўретте базы бир материаллық ноқаттың қозғалыс траекториясы көрсетилген хәм t менен $t+dt$ ұақыт моментлериндеги радиус-векторлары \mathbf{r} менен $d\mathbf{r}$ лар берилген. Векторларды қосыў қағыйдасынан пайдаланып ноқаттың шексиз киши аўысыўы $d\mathbf{s}$ тиң бөлекшениң радиус-векторының ұақыттың дәслепки хәм кейинги моментлериндеги айырмасы екенлигин көрийўге болады, яғный $d\mathbf{s} = d\mathbf{r}$. Сонлықтан тезлик \mathbf{v} ны мына түрде көрсетиўге болады

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt},$$

яғный тезлик қозғалыўшы бөлекшениң радиус-векторының ұақыт бойынша алынған туўындысы екен. Радиус-вектор \mathbf{r} дың қураўшылары ноқаттың x , y хәм z координаталары болып табылады. Сонлықтан тезликтің қураўшылары ямаса тезликтің x , y , z көшерлерине түсірилген проекциялары

$$v_x = \frac{dx}{dt}, v_y = \frac{dy}{dt}, v_z = \frac{dz}{dt}$$

шамаларына тең болады.



1-сүўрет

Тезлик материаллық ноқаттың қозғалыс ҳалын тәриплеўши тийкарғы шама болып табылады. Демек бөлекшениң ҳалы алты шаманың жәрдемінде анықланады екен: үш координата хәм тезликтің үш қураўшысы.

Бир материаллық ноқаттың хәр қыйлы болған K хәм K' есаплаў системаларындағы тезликлери \mathbf{v} хәм \mathbf{v}' арасындағы байланысларды табамыз. Егер $d\tau$ ұақыты ишинде материаллық ноқат K есаплаў системасына салыстырғанда $d\mathbf{s}$ шамасына жылысса хәм K' системасының өзи K системасына салыстырғанда $d\mathbf{S}$ шамасына жылысса $d\mathbf{s}' = d\mathbf{s} + d\mathbf{S}$ ке ийе боламыз. Бул теңликтің еки тәрәпин де $d\tau$ ға бөлип, K системасының K' системасына салыстырғандағы тезлигин \mathbf{V} арқалы белгилеп

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \mathbf{V}$$

екенлигин аламыз.

Бир материаллық ноқаттың хәр қыйлы есаплаў системасындағы тезликлерин байланыстырыўшы бул формула *тезликлерди қосыў қәдеси* деп аталады.

Биринши рет қарағанда тезликлерди қосыў қәдеси өз-өзинен түсиникли сыяқлы болып көринеди. Бирақ бул жерде ўақыттың абсолютлығы ҳаққындағы надурис болжаў нәзерде тутылған. Атап айтқанда К системасындағы бөлекшениң ds шамасына жылжыў ушын кеткен ўақыт К' системасындағы сол материаллық нокаттың ds' аралығына жылжыў ўақтына тең деп есапланды. Ўақыттың абсолют емеслигине байланыслы бундай болжаў қәте болып табылады. Бирақ ўақыттың абсолют емеслиги тек жақтылықтың тезлигине жақын тезликлерде ғана сезиле баслайды. Жоқары тезликлерде келтирилип шығарылған тезликлерди қосыўдың қағыйдасы орынланбайды. Биз буннан былай тек ғана жеткиликли дәрежедеги киши тезликлерди қараймыз. Бундай жағдайларда ўақыттың абсолютлиги ҳаққындағы болжаўлар жақсы орынланады.

Ўақыттың абсолютлигине тийкарланған механика *ньютон механикасы* ямаса *классикалық механика* деп аталады. Бул китапта биз тек усы механиканы үйренемиз. Бул механиканың тийкарғы нызамлары Ньютонның 1687-жылы жарық көрген «Натурал философияның математикалық басламалары» деп аталатуғын китабында баянланған.

§ 3. Импульс

Материаллық нокаттың басқа денелер менен тәсир етиспейтуғын жағдайлардағы қозғалысын еркин қазғалыс деп атаймыз. Бундай жағдайларда оның тезлиги инерциал есаплаў системалырында өзгермейди. Егер материаллық нокат басқа денелер менен тәсирлесетуғын болса оның тезлиги ўақыттың өтиўи менен өзгереді. Бир бири менен тәсир етисетуғын бөлекшелердиң тезликлериниң өзгериўи бир биринен ғәрезсиз емес, ал өз-ара байланыслы. Усындай байланысты табыў ушын *туйық система* түсинигин киргиземиз. Туйық системадағы бөлекшелер бир бири менен тәсирлеседи, ал сырттағы қоршап турған орталықтың бөлекшелери ямаса денелери менен тәсирлеспейди. Усындай туйық система ушын тезликке байланыслы, ал ўақыт бойынша өзгермей қалатуғын бир қатар шамалар бар. Бундай шамалар механикада әҳмийетли орынларды ийелейди.

%өзгермейтуғын ямаса басқаша айтқанда *сақланып* қалатуғын (*сақланатуғын*) бундай шамалардың бирин *системаның толық импульси* деп атаймыз. Системаның толық импульси туйық системаға кириўи хәр бир бөлекшениң импульсларының векторлық қосындысына тең. Материаллық нокаттың импульсиниң векторы оның тезлиги менен әпиўайы байланысқа ийе: импульс тезликке пропорционал. Пропорционаллық коэффициенти хәр бир материаллық бөлекше ушын характерли турақлы шама болып табылады хәм материаллық нокаттың *массасы* деп аталады. Импульс векторын \mathbf{p} , материаллық бөлекшениң массасын m хәм тезлигин \mathbf{v} арқалы белгилеп

$$\mathbf{p} = m \mathbf{v}$$

ға ийе боламыз. Барлық бөлекшелер ушын \mathbf{p} векторларының қосындысы системаның толық импульсин береді:

$$\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots = m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 + \dots$$

Бул аңлатпадағы индекслер бөлекшелердің номерине сәйкес келеді. Бул шама уақыттың өтіуі менен өзгермей қалады:

$$\mathbf{P} = \text{const.}$$

Солай етип туйық системаның толық импульси сақланады. Усы тастыйықлау *импульстің сақланыуы* деп аталады. Биз 15- параграфта бул ызадың келип шығыуына қайтып келеміз.

Солай етип импульс векторлық шама болып табылады. Сонлықтан импульстің сақланыуы ызады үш ызамға бөлінеді хәм бул үш ызам толық импульстің кураушыларының уақыттан ғәрезсиз турақлы болып қалатуғынлығын аңлатады.

Импульстің сақланыуы ызадына *масса* деп аталатуғын жаңа шама киреди. Бул ызамды пайдаланып бөлекшелердің массаларының қатнастарын анықлауға болады. Мейли еки материаллық бөлекше бир бири менен соқлығысатуғын болсын. Олардың массаларын m_1 хәм m_2 арқалы белгилейміз. Мейли \mathbf{v}_1 хәм \mathbf{v}_2 арқалы олардың соқлығысқанға дейинги, \mathbf{v}_1' хәм \mathbf{v}_2' арқалы соқлығысқаннан кейинги тезликлери белгиленген болсын. Бундай жағдайда импульстің сақланыуы ызамынан

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = m_1 \mathbf{v}_1' + m_2 \mathbf{v}_2'$$

екенлиги келип шығады. Бөлекшелердің тезлигиниң өзгерисин $\Delta \mathbf{v}_1$ хәм $\Delta \mathbf{v}_2$ арқалы белгилеп жоқарыдағы теңликти

$$m_1 \Delta \mathbf{v}_1 + m_2 \Delta \mathbf{v}_2 = 0$$

түрінде жазамыз. Буннан

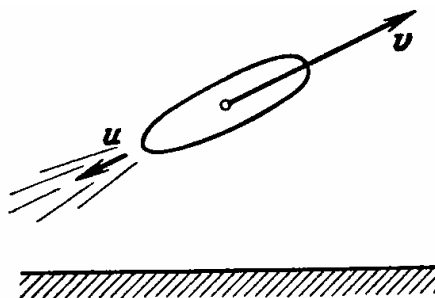
$$\Delta \mathbf{v}_2 = - \frac{m_1}{m_2} \Delta \mathbf{v}_1$$

ге ийе боламыз.

Солай етип өз-ара тәсирлесетуғын еки бөлекшенің тезликлериниң өзгериси олардың массаларына кери пропорционал екен. Сол қатнас жәрдеминде тезликлердің өзгериси бойынша бөлекшелердің массаларының қатнасын табыуға болады. Сонлықтан биз қандай да бир денениң массасын бир бирликке тең етип алып басқа денелердің массасын анықлауымыз мүмкин. Физикада массаның усындай бирлиги ретинде грамм қолланылады. (8-параграфты қараңыз).

§ 4. Реактив қозғалыс

Импульстің сақланыуы ызады тәбияттың фундаменталлық ызамларының бири болып табылады хәм бир қатар кубылыстарда көринеди. Дара жағдайда бул ызам реактив қозғалыстың тийкарында жатады.



2-сүрөт

Массасының өзгерисине байланышы ракетаның тезлигинин калай өзгөрөтүгөнүгөн табыўды көрсөтөміз. Базы бир t ўақыт моментиндеги ракетаның тезлигин v , ал массасын M арқалы белгилейміз. Мейли усы ўақыт моментинде ракетаға салыстырғанда тезлиги u болған газ ракета соплосынан қысылып шыға басласын. dt ўақыты ишинде ракетаның массасы кемейип $M+dM$ шамасына тең болады. Бул жерде $-dM$ шыққан газдың массасы. Усының менен бирге ракетаның тезлиги өседі хәм $v + dv$ ға тең болады. Енди t хәм $t+dt$ ўақыт моментлериндеги ракета+шығарылған газ системасының импульсин салыстырамыз. Ракетаның дәслепки импульси Mv ға тең екенлиги анық. Ал $t+dt$ ўақыт моментиндеги ракетаның импульси $(M+dM)(v+dv)$ ға (dM ниң шамасы терис), ал шығарылған газдың импульси $-dM(v-u)$ ге тең. Себеби Жерге салыстырғандағы газдың тезлиги $v-u$ ға тең (2-сүрөт). Импульстин сақланыў нызамы бойынша еки ўақыт моментиндеги импульсларды салыстырыўымыз керек:

$$Mv = (M+dM)(v+dv) - dM(v-u).$$

Бул аңлатпадағы екінши тәртіпли киши шама болған $dMdv$ ны есапқа алмай

$$Mdv + u dM = 0$$

ямаса

$$\frac{dM}{M} = -\frac{dv}{u}$$

теңлемелерине ийе боламыз.

Газдың тезлиги ўақыттың өтиўи менен өзгермейди деп есаплаймыз. Сонлықтан кейинги теңлемени былайынша көширип жазамыз:

$$d \ln M = -d \frac{v}{u}.$$

Буннан

$$\ln M + \frac{v}{u} = \text{const.}$$

const тың мәниси дәслеп $v = 0$ болғандағы ракетаның массасының M_0 ге тең екенлигинен анықланады:

$$\text{const} = \ln M_0.$$

Бул мәнисти жоқарыдағы теңлемеге қоямыз

$$\ln M + \frac{v}{u} = \ln M_0.$$

Буннан ең кейинги аңлатпамызды аламыз:

$$v = u \ln \frac{M_0}{M}$$

Бул формула ракетаның тезлигинің оның массасының ғәрезлилигин анықлайды.

§ 5. Инерция орайы

Импульстың сақланыу нызамы менен *массаның сақланыу нызамы* деп аталатуғын массаның және де бир әхмийетли қәсийети байланыслы. Бул нызамның мәнисин түсиндириу ушын бөлекшелердің туйық системасындағы системаның *инерция орайы* деп аталатуғын ноқатты қараймыз. Инерция орайының координатасы бөлекшелердің координатасының орташа мәнисине тең болып, бөлекшениң массасында қаншама бирлик масса болса сол бөлекшениң координатасы соншама рет есапланады. Басқа сөз бенен айтқанда x_1, x_2, \dots шамалары массалары m_1, m_2, \dots болған бөлекшелердің x координаталары болса, онда инерция орайының x координатасы

$$X = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}$$

формуласы жәрдемінде анықланады. Усы формулаға сәйкес формулаларды y хәм z координаталары ушын да жазыуға болады. Бул формулалардың барлығы да **R** радиус-векторы ушын жазылған бир аңлатпа түрінде жазылыуы мүмкин:

$$\mathbf{R} = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots},$$

бул формулада $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots$ арқалы айырым бөлекшелердің радиус-векторлары белгиленген.

Инерция орайы жүдә әхмийетли болған қәсийетке ийе: туйық системаның қурамына кириуши бөлекшелердің тезликлери уақыттың өтиуи менен өзгеретуғын болса да, инерция орайы тураклы тезлик пенен қозғалады. Хәқыйқатында да инерция орайының қозғалыс тезлигин қарайық. Ол мынаған тең:

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{R}}{dt} = \frac{m_1 \frac{d\mathbf{r}_1}{dt} + m_2 \frac{d\mathbf{r}_2}{dt} + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}.$$

Бул формулада $\frac{d\mathbf{r}_1}{dt}, \frac{d\mathbf{r}_2}{dt}, \dots$ сәйкес биринши, екинши х.т.б. бөлекшениң тезликлери. Бул

тезликлерди $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots$ арқалы белгилесек

$$\mathbf{v} = \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}$$

аңлатпасын аламыз. Бул аңлатпаның алымы системаның толық импульсы болып табылады. Оны биз **P** арқалы белгиледик. Сонлықтан ең ақырында

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{P}}{M}$$

формуласына ийе боламыз. Бул жерде $M = m_1 + m_2 + \dots$ барлық бөлекшелердің массалары.

Бул жерде системаның толық импульси сақланатуғын болғанлықтан инерция орайының да тезлиги ўақытқа байланыссы өзгермейди екен деген жуўмақ шығарамыз.

Алынған формуланы

$$P = MV$$

деп көширип жазып системаның толық импульси, оның инерция орайының тезлиги хәм системаға кириўши бөлекшелердің массаларының қосындысы арасындағы қатнас айырым бөлекшениң импульси, тезлиги хәм массасы арасындағы қатнастай болатуғынлығы көремиз. Биз системаның толық импульсин усы системаның инерция орайында жайласқан массасы усы системаға кириўши бөлекшелердің массаларының қосындысына тең бир материаллық ноқаттың импульсындай деп қабыл ете алады екенбиз. Инерция орайының тезлигин системадағы бөлекшелердің тутасы менен алғандағы тезлиги түринде қараўға болады, ал айырым бөлекшелердің массаларының қосындысы барлық системаның массасына тең.

Солай етип курамалы денениң массасының оның бөлекшелерінің массаларының қосындысына тең екенлигин көремиз. Бул тастыйықлаў бизиң ушын әдетке айланған хәм өзинен өзи түсиниклидей болып көринеди. Хақыйқатында бул эпийайы нәрсе емес, ал импульстың сақланыўы нызамының нәтижеси болған физикалық нызамның мәнисин курайды.

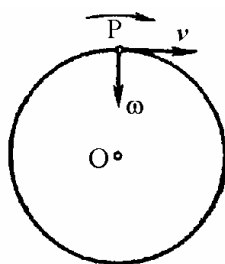
Туйық системаның инерция орайының тезлиги ўақытқа байланыссы өзгермейтуғын болғанлықтан, усы инерция орайы менен есаплаў системасын байланыстырып биз базы бир инерциаллық есаплаў системасын аламыз. Бундай система *инерция орайы системасы* деп аталады. Бөлекшелердің туйық системасының толық импульси бундай системада нолге тең. Бундай системадағы кубылысларды тәриплеў ушын бөлекшелердің тутасы менен қозғалыўының салдарынан пайда болатуғын курамаласыўлар сапластырылады хәм система ишиндеги процесслердің қәсийетлери айқынырақ көринеди. Усы себеплерге байланыссы инерция орайы системасы физикада жийи пайдаланылады.

§ 6. Тезлениў

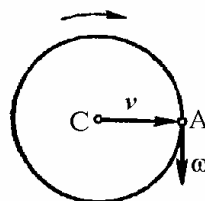
Материаллық ноқаттың қозғалысының улыўма жағдайларында оның тезлиги шамасы бойынша да, бағыты бойынша да ўзликсиз түрде өзгередиди. Мейли dt ўақыты ишинде тезлик dv шамасына өзгеретуғын болсын. Егер усы өзгеристиң ўақыт бирлигине қатнасын алатуғын болсак биз материаллық *ноқаттың* тезлениў векторын аламыз. Бул шаманы w арқалы белгилеп тезлениўдің

$$w = \frac{dv}{dt}$$

ге тең болатуғынлығын көремиз. Солай етип тезлениў бөлекшениң тезлигиниң өзгерисин анықлайды хәм шамасы жағынан тезликтен ўақыт бойынша алынған туўындыға тең.



3-сүрөт



4-сүрөт

Егер тезликтин багыты өзгөрмөсө, ягный материаллык нокат тууры сызык бойынша козгалатуугын болса тезлениудин өзи де усы багытта багытланган болып шамасы

$$w = \frac{dv}{dt}$$

га тең.

Материаллык нокаттын тезлигинин шамасы өзгөрмөй, тек багыты бойынша өзгөретуугын жагдайдагы тезлениуди аңсат аныклауға болады. Бул жагдай материаллык нокат шеңбер бойынша бир текли козгалганда орын алады.

Мейли, базы бир ўакыт моментинде бөлекшенин тезлиги v болсын (3-сүрөт). 4-сүрөтте келтирилген жәрдемши графикте v векторын C нокатынан басланатуугын етип қоямыз. Бөлекше шеңбер бойынша тең өлшеўли козгалганда v векторының ушы да (A нокаты) радиусы тезликтин абсолют мәниси v га болған шеңбер бойынша тең өлшеўли козғалады. A нокатының орын алмастырыў тезлигинин дәслепки P бөлекшесинин тезлениўи болып табылатуғынлығы түсиникли. Себеби A нокатының dt ўакыты ишинде орын алмастырыўы dv га тең хәм сонлықтан A нокатының тезлиги $\frac{dv}{dt}$ га тең. Бул тезлик C шеңберине түсирилген урынбаның багытына ийе болып v га

перпендикуляр. Сүрөтте ол w хәриби менен белгиленген. Егер биз P нокатында w векторын дүзетуугын болсақ, онда оның шеңбердин орайы O га қарай багытланатуғынлығы анық.

Солай етип шеңбер бойынша тең өлшеўли козгалатуугын материаллык нокаттын тезлениўи усы шеңбердин орайына қарай багытланған, ягный бөлекшенин тезлигине перпендикуляр болады.

Тезлениў w ның мәнисин анықлайық. Буның ушын v радиусына ийе шеңбер бойынша козғалыўшы A нокатының тезлигин табыў керек. P нокаты шеңберди T ўакытында бир рет айланып шықсын. Усындай ўакыт ишинде A нокаты да шеңберди бир рет айланып шығады хәм $2\pi v$ жолын өтеди. Сонлықтан w га тең болған A нокатының тезлиги

$$w = \frac{2\pi v}{dt}$$

га тең. Бул аңлатпаға дәўирдин мәниси $T = \frac{2\pi r}{v}$ ди қойсақ (P бөлекшенин траекториясының радиусы арқалы белгиленген) ақырғы аңлатпаны аламыз:

$$w = \frac{v^2}{r}.$$

Солай етип егер тезликтің мәнісі тек шамасы бойынша өзгеретуғын болса, онда тезлениў менен тезликтің бағытлары бирдей болады. Егер тезликтің тек бағыты өзгеретуғын болса (шамасы турақлы қалып), онда тезлениў хәм тезлик векторлары бир бирине перпендикуляр.

Улыўма жағдайда тезлик шамасы бойынша да, бағыты бойынша да өзгеріске ушырайды. Бундай жағдайда тезлениў еки қураўшыға ийе болады: биреўи тезлик бағытында, екіншісі тезликке перпендикуляр. Тезликке параллел болған тезлениўдің қураўшысы *урынба* ямаса *тангенциал* қураўшы деп аталады. Оның шамасы тезликтен ўақыт бойынша алынған туўындыға тең:

$$w_{\tau} = \frac{dv}{dt}.$$

Тезлениўдің екінші қураўшысы w_n *нормаль қураўшы* деп аталады. Ол бөлекшениң тезлигиниң квадратына пропорционал хәм берілген нокаттағы траекторияның иймеклик радиусына кері пропорционал.

§ 7. Күш

Егер материаллық бөлекше еркін қозғалатуғын болса, яғный бул бөлекше қоршап алған басқа денелер менен тәсірлеспейтуғын болса, онда оның импульси сақланады. Керісінше, егер бөлекше этирапындағы денелер менен тәсірлесетуғын болса, онда оның импульси ўақыттың өтиўи менен өзгереді. Солай етип биз материаллық нокаттың импульсиниң өзгерісін этираптағы денелер тәрепинен тәсірдің өлшеми сыпатында қабыл ете аламыз. Бул өзгеріс (ўақыттың бир бирлигиндеги) қаншама үлкен болса, тәсір де интенсивлирек болады. Сонлықтан тәсірді анықлаў ушын материаллық нокаттың импульс векторынан ўақыт бойынша алынған туўындыны қарап шығыў керек. Бул туўынды материаллық нокатқа тәсір етиўши *күш* деген атқа ийе.

Бундай анықлама тәсірлесиўдің бир тәрепин тәріплейді. Атап айтқанда бул анықлама материаллық нокаттың этираптағы денелердің тәсірін «сезиўиниң» дәрежесін белгилейді. Бирақ материаллық нокаттың этираптағы денелер менен тәсірлесиўін үйрене отырып бул тәсірлесиўди материаллық нокаттың халы менен этираптағы денелердің халын тәріплейтуғын шамалар менен байланыстырыў мүмкин.

Материаллық нокатлар арасындағы тәсір етисиў күшлери тек ғана сол бөлекшелердің ийелеген орынларына байланысly (классикалық механикада). Басқа сөз бенен айтқанда бөлекшелер арасындағы тәсір етиўши күшлер тек ғана олар арасындағы қашықлыққа ғәрезли, ал олардың тезликлерине байланысly емес.

Материаллық нокатлар арасындағы тәсірлесиўдің тийкарында жатқан физикалық қубылысларды үйрениўдің нәтийжесінде күштиң бөлекшелер арасындағы қашықлыққа ғәрезлигиниң характери анықланыўы мүмкин.

Координаталарына хәм этираптағы денелердің қәсийетлери менен өз-ара орналасыўларына ғәрезли болған материаллық нокатқа тәсір етиўши күшти « арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда

биз күш үшін екі аңлатпаның – материаллық нүктенің импульси \mathbf{p} ның уақыт бірлігіндегі өзгерісі және күш \mathbf{F} тің теңдігін жазамыз:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}.$$

Бұл теңлік материаллық нүктенің қозғалыс теңлемесі деп аталады.

Импульс $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ болғандықтан материаллық нүктенің қозғалыс теңлемесін былайынан жазаламыз:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}.$$

Солдай етіп материаллық нүктеге әсер етіуші күш материаллық нүктенің тезлігі менен массасының көбеймесіне тең болады екен. Бұл тастыйықлау *Ньютонның екінші заңы* деп аталатынын заңның мазмұнын курайды.

Бұл заңның « тің бөлекшесінің координаталарынан ғәрезілігінің анық түрі анықланған кейін ғана айқын мәніске ие болатындығын атап өтеміз. Бұндай жағдайда (яғни « функциясының түрі белгілі болса) қозғалыс теңлемесінің жәрдеміне материаллық нүктенің тезлігі менен координаталарының ғәрезілігін, басқа сөзбенен айтқанда бөлекшесінің траекториясын анықлауға мүмкіншілік туғылады. Усындай жағдайларда « тің түрі менен бірге *басланғыш шарттар* (басланғыш деп қабыл етілген уақыт моментіндегі бөлекшесінің ауқалы менен тезлігі) деп аталатынын шарттар белгілі болуы керек. Қозғалыс теңлемесі хәр бір dt уақыт интервалындағы тезліктің өсімін ($d\mathbf{v} = \frac{\mathbf{F}}{m} dt$) беретугын, ал тезлік бойынша бөлекшесінің кеңістіктегі орнының өзгерісі анықланатыны болғандықтан ($d\mathbf{r} = \mathbf{v} dt$) бөлекшесінің дәлелігі тезлігі менен дәлелігі орнының берілуіне хакыйқатында да бөлекшесінің бұннан былайғы қозғалысын анықлау үшін толық жеткілікті екендігі түсінікті. Атап айтқанда 2-параграфтағы бөлекшесінің механикалық қалы оның координаталары және тезлігі менен анықланады деген тастыйықлаудың мәнісі ұсыннан ибарат болады.

Қозғалыс теңлемесі векторлық теңleme болып табылады. Сондықтан оны көшкерлерге түсірілген тезленіудің проекциялары менен күштің проекцияларын байланыстыратуын үш теңleme түрінде көшіріп жазуы мүмкін:

$$m \frac{dv_x}{dt} = F_x, \quad m \frac{dv_y}{dt} = F_y, \quad m \frac{dv_z}{dt} = F_z.$$

Материаллық нүктелердің түйік системасына қайтып келеміз. Біздер бұндай нүктелердің импульстарының қосындысының сақланатындығын білеміз:

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots = \text{const}.$$

Бұл аңлатпадағы p_i арқалы i -материаллық нүктенің импульсі белгіленген. Бұл теңлемені уақыт бойынша дифференциаллаймыз:

$$\frac{d\mathbf{p}_1}{dt} + \frac{d\mathbf{p}_2}{dt} + \dots = 0.$$

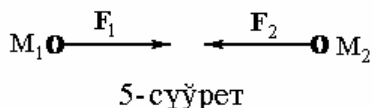
$$\frac{dp_1}{dt} = F_i$$

екенлигин есапқа алсақ (F_i арқалы i -материаллық нокатқа тәсір етіуші күш белгіленген)

$$F_1 + F_2 + \dots = 0$$

екенлігіне ийе боламыз.

Солдай етип туйық системадағы барлық күшлердің қосындысы нолге тең болады.



Егер система тек ғана екі денеге ийе болса, онда биринши дене тәрепинен екинши денеге тәсір ететуғын күш екинши дене тәрепинен биринши денеге тәсір ететуғын күшке шамасы жағынан тең. ал бағытлары бойынша қарама-қарсы болыуы керек. Бул тастыйықлау *тәсір менен қарсы тәсірдің теңлігі нызамы* (ямаса *Ньютонның үшінші нызамы*) деп аталады. Бул жағдайда тек ғана бир бағыт болғанлықтан (материаллық нокатларды байланыстыратуғын тууры менен бағытлас) «₁ күші менен «₂ күші бир туурының бағытында болады (5-сүрөтте M_1 менен M_2 екі материаллық нокатларды билдиреди).

§ 8. Физикалық шамалардың өлшемлери

Барлық физикалық шамалар анық өлшемлерде өлшенеди. Қандай да бир шаманы өлшеу дегенимиз сол өлшемди бирлік ретинде қабыл етилген өлшем менен салыстырыу болып табылады.

Принципинде хәр бир физикалық шама ушын ықтыярлы түрде қандай да бир бирлікті қабыл етіу мүмкін. Бирақ хәр қыйлы физикалық шамалар арасындағы қатнастарды пайдаланыу арқалы тийкаргы деп қабыл етилген базы бир шамалар ушын тек шекли сандағы ықтыярлы шамаларды сайлап алыу мүмкін. Ал басқа шамалар ушын усы *тийкаргы бирліклер* менен байланысқан бирліклерди дүзіуге болады. Бундай бирліклерди *тууынды бирліклер* деп атаймыз.

Физикада тийкаргы бирліклер ретинде узынлық, ўақыт хәм масса қабыл етилген.

Физикада узынлық бирлігі ретинде метрдің жүзден бирине тең сантиметр (см) хызмет етеди. Хәзирги ўақытлары метр криптон газиниң спектриндеги қызыл реңли сызықтың узынлығынан 1 650 763,73 есе үлкен болған шамаға тең.

Дәслеп метр 1792-жылы өлшенген Париж қаласы арқалы өтетуғын меридианның он миллионнан бир бөлеги сыпатында қабыл етилди хәм метрдің эталоны дүзилди. Метрди усындай етип «тәбийий» анықлау жүдә қыйын, сонлықтан кейинирек Париж қаласындағы %лшемлер менен салмақлардың халықаралық бюросында сақланып турған платина-иридийден исленген метрдің прототипи болған базы бир эталон қолланыла баслады. Бирақ хәзирги ўақытлары усы усылдан да бас тартылды хәм жоқарыда гәп етилген «жақтылық» метриниң анықламасы

(«криптон газинің спектріндегі қызыл реңді сызықтың ұзындығынан 1 650 763,73 есе үлкен болған шама») қолланылады.

Киші ұзындықтарды өлшеуі үшін төмендегідей бірліктер қолланылады: микрон, $1 \text{ мкм} = 10^{-4} \text{ см}$ ~ миллимикрон, $1 \text{ ммкм} = 10^{-7} \text{ см}$ ~ ангстрем, $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ см}$ ~ ферми, $1 \text{ ферми} = 10^{-13} \text{ см}$.

Астрономияда қашықтықтар жақтылық жылы менен өлшенеді (жақтылық нурының бір жылда өткен жолының ұзындығы). 1 жақтылық жылы $9,46 \cdot 10^{17} \text{ см}$. 3.25 жақтылық жылына, яғни $3,08 \cdot 10^{18} \text{ см}$ ге тең қашықтық *парсек* деп аталады. Усындай қашықтықта Жердің орбитасы 1" мүйеш пенен көрінеді.

Физикада уақыт секундларда өлшенеді. Хәзиргі уақыттары секунд (*сек*) анық тропикалық жылдың (1900-жыл) анық бір бөлегі сыпатында анықланады. Тропикалық жыл деп Қуяштың бәхәргі күн теңлесіуі арқалы избе-из екі өтіуі арасындағы уақытты айтамыз. 1900-жылдың алыныуы тропикалық жылдың ұзақтығының тұрақты емес екенлігіне байланысly. Тропикалық жылдың ұзындығы хәр 100 жылда 0.5 *сек* қа ұзарады.

Дәслеп секунд Қуяш суткасының базы бір бөлегі сыпатында қабыл етилді ($1/86400$ бөлегі). Бірақ Жердің суткалық айланыуы тең өлшеулі емес хәм сутканың ұзындығы да өзгеріссіз қалмайды. Сутканың ұзындығының салыстырмалы тербелісі 10^{-7} ге тең. Техниканың хәзиргі уақыттарындағы қәдді үшін бул шама жүдә үлкен хәм сонлықтан секундты Жердің суткалық айланысының ұзындығына байланысly қабыл етіуге болмайды. Тропикалық жылдың ұзындығындағы салыстырмалы тербелістің мәнісі әдеуір киші, бірақ Жердің Қуяш дөгерігінде айланып шығыуының ұзындығына қарап та анықлау қанаатландырарлық нәтиже бермейді. Бул жағдайда да уақыттың бірлігінің эталонын жеткіліклі дәрежеде дәл ала алмаймыз. Бундай қыйыншылықтар тек ғана Жердің Қуяш дөгерігінде айланыуына тийкарланып емес, ал атомларда орын алатуғын дәуірлі процесслерге тийкарланғанда жоғалады. Бундай жағдайда «жақтылық» сантиметрдің ұзындықтың тәбійіі бірлігіне айланғанындай уақыттың да тәбійіі бірлігіне иіе боламыз.

Жоқарыда еслетіліп өтілгеніндей физикада масса граммларда өлшенеді. Бір грамм Париж қаласындағы өлшемлер хәм салмақлар бюросындағы сақланып тұрған килограммның мыңнан бирине тең.

Ең дәслеп 1 килограмм масса 4°C температурадағы бір дециметр куб суудың массасы сыпатында қабыл етилді (усындай температурада суу ең үлкен тығызлыққа иіе). Бірақ өлшеулердің дәллігінің өсіуіне байланысly метрдің ең дәслепкі анықламасындай бул анықламаны да сақлап тұруу мүмкін болмады: егер бул анықламаны сақлап тұрғанда тийкарғы эталонларды өзгертіп барыу зәрүрлігі пайда болды. Хәзиргі уақыттары дистилляцияланған суудың массасы 4°C да 1 *г* емес, ал 0.999972 *г* ға тең.

Бірақ килограммды қандай да бір килограммның эталоны сыпатында анықлау да метрді «штрихланған» өлшемге салыстырып анықлағандай кемшілікке иіе. Килограммды килограммның эталонына қарап емес, ал қандай да бір атомның ядросының массасына (мысалы протонның массасына) салыстырып анықлағанда бір қанша тәбійіілеу болған болар еді.

Енди туұынды бирликлердиң қалай дүзилетуғынлығын қарап шығамыз. Бирқанша мысаллар келтиремиз.

Тезликтің бирлиги сыпатында қандай да бир ықтыярлы тезликли алыўға болар еди (мысалы жақтылықтың вакуумдеги тезлиги ямаса Жердиң Куяш дөгерегинде айланыў тезлиги). Бирақ тезликтің бирлигин анықлағанда жолдың ўақытқа қатнасы екенлигин басшылыққа алыўға болады. Усындай жағдайда тезликтің бирлиги бир секундта бир сантиметр жолды өтетуғын тезликке тең болған болар еди. Бундай бирлик ушын $1 \frac{см}{сек}$ белгилеўи қолланылады. $\frac{см}{сек}$ символы тийкарғы бирликлердеги (узынлық сантиметрде, ўақыт секундта) *тезликтің өлшеми* деп аталады. Тезликтің өлшеми былай жазылады:

$$[v] = \frac{см}{сек}.$$

Тезлениўде де мәселе усылай шешиледі. Тезлениўдиң өлшеми сыпатында қәлеген тезлениўди қабыл етиўге болар еди (мысалы еркин түсиў тезлениўи). Бирақ тезлениўдиң ўақыт бирлигиндеги тезликтің өзгериси екенлиги ҳаққындағы анықламаны да басшылыққа алыўға болады ҳәм бирлик ретинде бир секундта тезлик $1 \frac{см}{сек}$ қа өзгеретуғын тезлениўдиң шамасын

бирлик ретинде қабыл етеди. Тезлениўдиң бундай бирли ушын $1 \frac{см}{сек^2}$ белгилеўи қолланылады.

$\frac{см}{сек^2}$ символы тезлениўдиң өлшеми болады:

$$[ω] = \frac{см}{сек^2}.$$

Енди күштиң өлшемин ҳәм оның бирлигин анықлаймыз. Бул ушын күштиң масса менен тезлениўдиң көбеймеси екенлиги ҳаққындағы анықламадан пайдаланамыз. Қандай да бир F физикалық шаманың өлшеми ушын [F] белгисин қолланып күш ушын мынадай аңлатпа аламыз:

$$[F] = [m][ω] = \frac{г * см}{сек^2}.$$

Күштиң бирлиги ретинде $1 \frac{г * см}{сек^2}$ ды алыў мүмкин. Бундай күш *дина* деп аталады. 1 *дина* күш массасы 1 г болған денеге $1 \frac{см}{сек^2}$ ге тең тезлениў береді.

Солай етип ҳәр қыйлы шамалар арасындағы байланысларды пайдаланыў арқалы бирликлери ықтыярлы түрде сайлап алынатуғын тийкарғы деп қабыл етилетуғын көп емес сандағы шамалардың жәрдемінде барлық физикалық шамалардың өлшемлерин анықлаўға болады екен. Тийкарғы бирликлер болған узынлық ушын сантиметрди, масса ушын граммды, ўақыт ушын секундты өз ишине алатуғын система *бирликлердиң физикалық системасы* ямаса СГС (CGS) системасы деп аталады.

Бул системадағы ықтыярлы түрде алынған үш тийкарғы бірліктің болыуы қандай да бир терең физикалық мәніске ийе деп ойламау керек. Бул тек усы бірліклерде дүзилген системаның практикалық жақтан қолайлылығына байланыслы. Принципінде ықтыярлы түрде алынған басқа да сандағы бірліклерге тийкарланған бірліклер системасын дүзиу мүмкин (бул мәселеге бизлер 22-параграфта қайтып келемиз).

Алгебралық шамалар менен қандай әмеллер жүргизилетуғын болса (яғный санлар үстінде қандай әмеллер жүргизилетуғын болса), өлшемлер менен де сондай математикалық әмеллерди жүргизиу мүмкин. Хәр қыйлы физикалық шамаларды өз ишине алатуғын қәлеген теңліктің еки тәрепиниң де өлшемлериниң бардей болыуының кереклиги өз-өзинен түсиникли. Бул жағдайды формулаларды тексергенде пайдаланыу керек.

Физикалық көз-қараслар бойынша көплеген жағдайларда қандай да бир физикалық шаманың тек ғана басқа базы бир анық шамалардан ғәрезли болатуғынлығын көриуге болады. Көпшилик жағдайларда өлшемлери бойынша-ақ изленип атырған байланыслардың характерин анықлау мүмкиншилиги тууылады. Төменде усыған байланыслы мысаллар менен танысамыз.

СГС бірліклер системасы менен қатар басқа да бірліклер системалары қолланылады. Бундай системаларда масса хәм узынлық ушын g хәм cm лерге қарағанда үлкенирек шамалар қолланылады. Халық аралық бірліклер системасы СИ (SI) мына бірліклерге тийкарланған: узынлық ушын метр, масса ушын килограмм хәм ўақыт ушын секунд. Бундай системадағы күштиң өлшеми *ньютон* (n) деп аталады:

$$1\ n = 1\ \frac{kg * m}{сек^2} = 10^5\ дин.$$

Техникалық есаплауларда күш басқа бірліклерде – килограммларда ($кГ$) өлшенеди. Бул массасы $1\ кг$ болған денениң теңиз қәддинде 45° кеңліктеги Жерге қарай тартылыс күши болып табылады. Оның шамасы

$$1\ кГ = 9.8910^5\ дин = 9.8\ n.$$

ға тең (дәлиреги $980\ 665\ дин$).

§ 9. Бир текли майдандағы қозғалыс

Егер кеңисліктің хәр бир ноқатында бөлекшеге анық күш тәсир ететуғын болса, онда бул күшлердің жыйнағын *күш майданы* деп атаймыз.

Улыўма жағдайларда майдан күшлери кеңисліктің бир ноқатынан екинши ноқатына өткенде де, ўақыттың өтиуи менен де өзгериуи мүмкин.

Материаллық ноқаттың ең әпиўайы болған бир текли хәм турақлы майдандағы қозғалысын қараймыз. Бундай майданның күшлери барлық ноқатларда да бирдей мәніске және бағытқа ийе болып ўақытқа байланыслы өзгермейди. Бундай майданға мысал ретінде Жердің бетіндеги салмақ майданын көрсетиуге болады.

Материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемеси

$$m \frac{dv}{dt} = F$$

тен $F = \text{const}$ болғанда

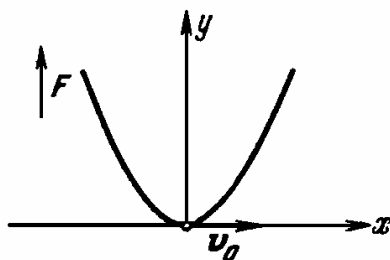
$$v = \frac{1}{m} Ft + v_0$$

екенлиги келип шығады. Бул аңлатпадағы v_0 материаллық нокаттың дәслепки тезлиги. Солай етип бир текли хәм турақлы майданда тезлик ўақыттың сызықлы функциясы болып табылады екен.

v ушын алынған аңлатпадан материаллық нокаттың күш векторы F пенен дәслепки тезлик векторы v_0 жататуғын тегисликте қозғалатуғынлығы келип шығады. Бул тегисликти x хәм y координаталары тегислиги сыпатында қабыл етемиз хәм y көшерин күш F тиң бағытында бағытлаймыз. Бөлекшениң v тезлигин анықлаўшы теңдеме тезликтің проекциялары v_x хәм v_y еки теңлемеге айырылады:

$$v_y = \frac{F}{m} t + v_{y0}, \quad v_x = v_{x0}.$$

Бул аңлатпадағы v_{x0} хәм v_{y0} тезликтің проекцияларының басланғыш мәнислери.



6-сүўрет

Тезликтің проекцияларының бөлекшениң сәйкес координаталарынан ўақыт бойынша алынған туўынды екенлигин еске алып кейинги теңлемелерди өзгертип көширип жазамыз:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{F}{m} t + v_{y0}, \quad \frac{dx}{dt} = v_{x0}.$$

Буннан мынадай аңлатпаларды аламыз:

$$y = \frac{F}{2m} t^2 + v_{y0} t + y_0, \quad x = v_{x0} t + x_0.$$

Бул аңлатпада x_0 хәм y_0 арқалы материаллық бөлекшениң координаталарының дәслепки (басланғыш) мәнислери белгиленген. Усы аңлатпалардың жәрдеминде бөлекшениң траекториясы анықланады. Егер ўақытты тезликтің проекциясы v_y нолге тең болған моменттен баслап есапласа (яғный $v_{y0} = 0$ болған моменттен басланса) бул аңлатпалар эпиўайыласады. Усы ўақыт моментиндеги бөлекше турған нокатқа координата басын орналастырамыз. Бундай жағдайда $x_0 = y_0 = 0$. Ең ақырында тезликтің ең басланғыш мәниси v_0 менен сәйкес келетуғын шаманы v_{x0} арқалы белгилеп төмендегини аламыз:

$$y = \frac{F}{2m} t^2, \quad x = v_0 t.$$

Бул аңлатпалардан t ны жоғалтсақ

$$y = \frac{F}{2mv_0^2} x^2$$

параболаның теңлемесін аламыз (6-сұйрет). Солай етіп бір теклі майданда бөлекше парабола тәрізлі орбита бойынша қозғалады.

§ 10. Жұмыс хәм потенциал энергия

Материаллық нокаттың базы бір \mathbf{F} күш майданындағы қозғалысын қараймыз. Егер \mathbf{F} күшінің тәсірінде материаллық нокат шексіз киші ds жолын өтетұғын болса, онда

$$dA = F ds \cos \theta,$$

(θ арқалы \mathbf{F} хәм ds векторлары белгіленген) аңлатпасы \mathbf{F} күшінің ds жолындағы *жұмысы* деп аталады. Еки \mathbf{a} хәм \mathbf{b} векторының абсолют шамаларының олар арасындағы мүйештің косинусына көбеймеси бул векторлардың *скаляр көбеймеси* деп аталады хәм \mathbf{ab} түрінде белгіленеди. Сонлықтан жұмысты күш векторының бөлекшениң орын аұыстырыұы векторына скаляр көбеймеси сыпатында анықлаймыз:

$$dA = \langle ds.$$

Бул аңлатпаны

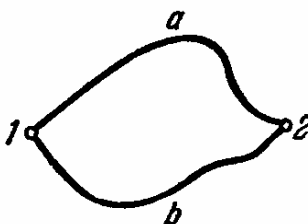
$$dA = \langle_s ds$$

түрінде жазыұ мүмкін (бул аңлатпада F_s арқалы \mathbf{F} күшінің бөлекшениң аұысыұы ds бағытындағы проекциясы белгіленген).

Майдан күшлериниң шексіз киші жолды өткенде емес, ал бөлекшениң шеклі жолында ислеген жұмысын анықлаұ ушын бул шеклі жолды шексіз киші ds жолларына бөліп хәм хәр бир усындай шексіз киші элементар жолды өткенде исленген жұмысты есаппап, кейін сол жоллардың барлығын бир бирине қосып шығыұ керек. Бул қосынды барлық жол бойынша исленген жұмысты береді.

Жұмыстың анықламасынан жолға перпендикуляр бағытта тәсір ететұғын күштиң жұмыс ислемейтұғынлығы келип шығады. Мысалы, материаллық нокат шеңбер бойынша тең өлшеұли қозғалғанда күшлердің жұмысы нолге тең.

Турақлы күш майданы, яғный ўақытқа ғәрезсіз күш майданы мынадай әхмийетли қәсийетке ийе: егер усындай майданда материаллық нокат туйық жол бойынша қозғалатұғын болса, басқа сөз бенен айтқанда нокат өзиниң дәслепки ийелеген орнына қайтып келетұғын болса, майдан күшлери тәрепинен исленген жұмыс нолге тең болады.



7-сұйрет

Бул қасиеттен басқа да әхмийетли тастыйықлау келип шығады: майдан күшлеринің бөлекшени бир аўхалдан екинши аўхалға көширгендеги жумысы усы көшириу әмелге асырылатуғын жолдың түрине ғәрезли емес, ал тек көшириудің дәслепки хәм ақырғы ноқатларының орны менен анықланады. Мысал келтирейик. 1 хәм 2 ноқатларын карайық хәм оларды еки иймеклик пенен тутастырайық (7-сүүрет). Бөлекше 1 ноқатынан 2 ноқатына а иймеклиги менен алып келинеди, ал кейин 2 ноқатынан 1 ноқатына b иймеклиги менен көшириледі деп есаплайық. Усындай жағдайдағы майдан күшлери тәрепинен улыўма жумыс нолге тең. Жумысты А ҳәрипи жәрдемінде белгилеп былайынша жазамыз:

$$A_{1a2} + A_{2b1} = 0.$$

Көшириудің бағыты өзгертилсе жумыс сөзсиз белгисин өзгертеди хәм сонлықтан жазылған аңлатпадан

$$A_{1a2} = -A_{2b1} = A_{1b2}$$

екенлиги келип шығады. Яғный жумыстың мәниси дәслепки 1 хәм ақырғы 2 ноқатларын тутастыратуғын иймекликтің түрине байланыссы емес екен.

Майдан күшлеринің жумысының көшириудеги жолдың түрине байланыссы емеслиги. Ал тек ғана жолдың дәслепки хәм ақырғы ноқатларының аўхалларына ғәрезлилиги жумыстың терең физикалық мәниске ийе екенлигин билдиреди. Оның жәрдемінде күш майданының әхмийетли характеристикасын анықлауға болады. Усы мақсетте кеңисликтің базы бир ноқатын аламыз, оны О менен белгилеймиз хәм есаплаудың басы ретінде қабыл етемиз. Буннан кейин бөлекшени усы ноқаттан қандай да бир ықтыярлы Р ноқатына майдан күшлери көширгендеги жумысты есаплаймыз. Бул жумысты $-U$ арқалы белгилеймиз. Бөлекше О ноқатынан Р ноқатына көширилгенде исленген жумыстың кери белгиси менен алынған U шамасын бөлекшениң Р ноқатындағы *потенциал энергиясы* деп атаймыз. Бул потенциал энергия Р ноқатының координаталары x, y, z лердің функциясы болып табылады:

$$U = U(x, y, z).$$

Майдан күшлеринің бөлекше қандай да бир ықтыярлы 1 ноқатынан ықтыярлы 2 ноқатына көшкенде исленген жумысы A_{12} мынаған тең:

$$A_{12} = U_1 - U_2.$$

Бул аңталпадағы U_1 менен U_2 лер сол еки ноқаттағы потенциал энергиялар. Жумыс жолдың дәслепки хәм ақырғы ноқатларындағы потенциал энергиялардың айырмасына тең.

Бир бирине шексиз жақын жайласқан Р хәм Р' ноқатларын аламыз. Бөлекшени Р ноқатынан Р' ноқатына көширгенде майдан күшлеринің исленген жумысы $-dU$ ға тең. Екинши тәрептен бул жумыс « ds ке тең (ds арқалы Р ноқатынан Р' ноқатына жүргизилген вектор белгиленген). 2-параграфта ds векторының Р' хәм Р ноқатларының dr радиус-векторларының айырмасына тең екенлиги көрсетилген еди.

Солай етип биз

$$Fdr = -dU$$

теңлігіне келеміз. Күш хәм потенциал энергияны байланыстыратуғын бул аңлатпа механиканың әхмийетли аңлатпаларының бири болып табылады.

$$Fdr = Fds = F_s ds$$

деп көширип жазып жоқарыдағы қатнасты былайынша жаза аламыз:

$$F_s = \frac{dU}{ds}.$$

Буннан күштің базы бир бағытқа түсірилген проекциясының шексиз киши dU өзгерисин усы бағыттағы шексиз киши ds шамасына бөлгенге тең болатуғынлығы келип шығады. $\frac{dU}{ds}$ аңлатпасын U дан бағыт s бойынша алынған туыңды деп атаймыз.

Бул қатнастардың мәнісін айқынластырыу үшін бир текли турақлы майдандағы потенциал энергияны анықлаймыз. Майдан күшлери F тің бағытын z ке параллел деп қабыл етемиз. Онда $Fdr = Fdz$. Бул аңлатпаны потенциал энергияның өзгериси менен теңлестіріп $-dU = Fdz$ аңлатпасын аламыз хәм буннан

$$U = -Fz + \text{const}$$

екенлігі келип шығады.

Биз потенциал энергияның ықтыярлы турақлыға шекемгі дәллікте анықланатуғынлығын көреміз. Бул жағдай улыұмалық характерге ийе хәм жұмыс есепланатуғын майданның басланғыш ноқаты O ның ықтыярлы түрде қабыл етилгенлігіне байланысly. Әдетте U ушын жазылған аңлатпадағы бул турақлыны нолге тең болатуғын етип алады. Бул жағдай бөлекше басқа бөлекшелерден шексиз үлкен аралықларға қашықласқанда потенциал энергия нолге тең болатуғынлығына келип шығады.

Күштің проекцияларын потенциал энергия менен байланыстыратуғын формулалардан күштің бағыты хаққында жуұмақлар шығарыу мүмкін. Егер базы бир бағытларда потенциал энергия өсетуғын болса ($\frac{dU}{ds} > 0$), онда күштің проекциясы бул бағытта терис мәніске ийе болады, яғный күш потенциал энергия кемейетуғын бағыт пенен бағытлас болады. Күш барлық ұақытта да потенциал энергия кемейетуғын бағытқа қарай бағытланған болады.

Функция максимум ямаса минимумға ийе болатуғын ноқталарда туыңды нолге тең болғанлықтан күш те потенциал энергия максимумға ямаса минимумға жететуғын ноқатларда нолге тең болады.

§ 11. Энергияның сақланыу ызамы

Турақлы майдан күшлери тәрепинен бөлекшени бир ноқаттан екінші ноқатқа көширгенде исленген жұмыстың жолдың түрине ғәрезсизлігі оғада әхмийетли болған ызамға (қатнасқа) — энергияның сақланыу ызамына алып келеди.

Бұл қатнасты алыў ушын бөлекшеге тәсир ететуғын күш « тиң былай жазылатуғынлығын еске түсиремиз:

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt}.$$

Тезлениўдиң қозғалыс бағытындағы проекциясы $\frac{dv}{dt}$ ға тең болғанлықтан күштиң усы бағыттағы проекциясы

$$F_s = m \frac{dv}{dt}$$

ға тең болады.

Енди усы күштиң шексиз киши $ds = v dt$ жолындағы жумысын анықлаймыз.

$$dA = F_s ds = mv dv$$

ямаса

$$dA = d\left(\frac{mv^2}{2}\right).$$

Солай етип күш тәрeпинен исленген жумыс $\frac{mv^2}{2}$ шамасының өсимине тең екен. Бул шама бөлекшениң *кинетикалық энергиясы* деп аталады.

Екинши тәрeптен жумыс потенциал энергияның кемейиўиниң есабынан исленеди, яғный $dA = -dU$. Сонлықтан биз мынадай теңликти жаза аламыз:

$$-dU = d\left(\frac{1}{2}mv^2\right),$$

яғный

$$d\left(U + \frac{1}{2}mv^2\right) = 0.$$

Бул қосындыны E ҳәрипи менен белгилеп төмендегиге ийе боламыз:

$$E = \frac{mv^2}{2} + U = \text{const.}$$

Солай етип тек тезликке байланысly болған кинетикалық энергия менен тек координаталарға байланысly болған потенциал энергияның қосындысы бөлекше қозғалғанда өзгермейди екен. Бул қосынды бөлекшениң *толық энергиясы* ямаса тек *энергиясы* деп аталады. Ал алынған қатнас *энергияның сақланыў нызамы* деп аталады.

Бөлекше қозғалатуғын күш майданы қандай да бир басқа денелер тәрeпинен пайда етиледи. Майданның турақлы болыўы ушын сол басқа денелердиң қозғалмай турыўы керек. Сонлықтан биз энергияның сақланыў нызамын жүдә әпиўайы жағдай ушын (тек бир бөлекше қозғалады, ал сол бөлекше тәсир етисетуғын басқа денелер қозғалмай турады) алдық. Бирақ энергияның сақланыў нызамын көплеген қозғалыўшы бөлекшелер қатнаساتуғын улыўмалық жағдай ушын да алыўға болады. Егер бул бөлекшелер туйық системаны пайда ететуғын болса да энергияның сақланыў

нызамы орынланады. Бул жағдайда да барлық материаллық нокатлардың кинетикалық энергияларының өз алдына қосындысы менен олардың өз-ара тәсір етисіуіне сәйкес келетуғын потенциал энергияның қосындысы ұақыттың өтіуі менен өзгермей қалады, яғный

$$E = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + U(r_1 + r_2 + \dots)$$

(m_i арқалы i -бөлекшениң массасы, v_i арқалы i -бөлекшениң тезлиги белгиленген, U болса бөлекшелердің радиус-векторлары r_i ден ғәрезли болған потенциал энергиясы) турақлы болып қалады.

Сыртқы майданда бир бөлекше жайласқан жағдайдағыдай U функциясы хәр бир бөлекшеге тәсір етіуіші күш пенен байланысқан. Атап айтқанда i -бөлекшеге тәсір етіуіші күш F_i ди есаплағанда басқа бөлекшелердің барлығы да қозғалмай қалады деп есаплап усы бөлекше шексиз киши dr_i аралығына жылысқандағы (аұысқандағы) потенциал энергия U дың өзгерисин қарап шығыу керек. Усындай аұысыудағы бөлекше үстинен исленген жумыс $F_i dr_i$ потенциал энергияның сәйкес кемейіуіне тең.

Энергияның сақланыу нызамы қәлеген туйық система ушын орынланады хәм импульстің сақланыу нызамы менен бир қатарда механиканың ең әхмийетли нызамларының бири болып табылады.

Кинетикалық энергия барлық ұақытта да оң мәниске ийе шама. Тәсірлесиудің потенциал энергиясы оң мәнисти де, терис мәнисти де қабыл етіуі мүмкин. Егер еки бөлекшениң потенциал энергиясы усы бөлекшелер бир биринен шексиз үлкен аралықларға қашықласқанда нолге тең етип алынатуғын болса, онда потенциал энергияның белгиси усы бөлекшелердің тәсірлесиуінің (тартысыу ямаса ийтерисиу) характерине ғәрезли болады. Бөлекшеге тәсір етіуіші күш барлық ұақытта потенциал энергияның кемейіу бағытына қарай бағытланғанлықтан былайынша жуұмақлар шығарамыз: бир бирине тартылыушы бөлекшелердің бир бирине жақынласыуы потенциал энергияның кемейіуіне алып келеди хәм сонлықтан ол шама терис белгиге ийе болып шығады. Бир биринен ийтерилетуғын бөлекшелердің потенциал энергиясы оң мәниске ийе болады.

Энергия (жумыс та) төмендегидей өлшемге ийе болады:

$$[E] = [m][v]^2 = \frac{г * см^2}{сек^2}.$$

Сонлықтан СГС бирликлер системасындағы энергияның өлшем бирлиги $1 \frac{г * см^2}{сек^2}$ болады хәм бул бирлик *эрг* деп аталады. Эрг дегенимиз 1 дин күштиң 1 см аралықты өткенде исленген жумысы болып табылады.

СИ бирликлер системасында *джоуль* (*дж*) деп аталатуғын үлкенирек өлшем бирлиги қолланылады. Джоуль деп 1 н күштиң 1 м жолды өткендеги жумысына айтамыз:

$$1 \text{ дж} = 1 \text{ н} * \text{м} = 10^7 \text{ эрг}.$$

Егер күштің бірлиги ретінде килограмм қолланылатуғын болса энергияның сәйкес бірлиги 1 $\kappa\Gamma$ күштің 1 м жолдағы ислеген жумысы килограмметр ($\kappa\Gamma\text{м}$) болады. Джоуль менен килограмметр былай байланысқан: $1 \kappa\Gamma\text{м} = 9.8 \text{ дж}$.

Энергия дереклери бир бирлик ўақыт ишинде ислеген жумысы менен тәриплениди. Бул жумысты *қуўатлылық* деп атайды. Қуўатлылықтың бирлиги болып *ватт* (вт) хызмет етеди:

$$1 \text{ вт} = 1 \frac{\text{дж}}{\text{сек}}.$$

Қуўатлылығы 1 вт қа тең энергия дереги тәрепинен бир саат даўамында исленген жумыс $\text{ватт} \cdot \text{саат}$ ($\text{вт} \cdot \text{саат}$) деп аталады.

$$1 \text{ вт} \cdot \text{саат} = 3.6910^3 \text{ дж}$$

екенлигине аңсат көз жеткерийге болады.

§ 12. Ишки энергия

5-параграфта қурамалы системаның қозғалысы ушын оның тутасы менен алғандағы тезлиги түсинигиниң киргизилетуғынлығы түсиндирилген еди. Бундай жағдайда усындай тезлик ушын системаның инерция орайының тезлиги алынады. Бул системаның қозғалысының еки түрли қозғалыстан туратуғынлығын билдиреди: системаның тутасы менен алғандағы қозғалысы хәм системаның инерция орайына салыстырғандағы системаны қураўшы бөлекшелердиң «ишки» қозғалысы. Усыған сәйкес системаның энергиясы E тутасы менен алынған система ушын кинетикалық энергия $MV^2/2$ (M системаның массасы, V оның инерция орайының тезлиги) менен системаның ишки энергиясы $E_{\text{ишки}}$ ның қосындысынан турады. Ишки энергия өз ишине бөлекшелердиң ишки қозғалысына сәйкес келиўши кинетикалық энергияны хәм олардың тәсирлесиўине сәйкес келиўши потенциал энергияны алады.

$$E = \frac{MV^2}{2} + E_{\text{ишки}}.$$

Бул формуланың келип шығыўы өз-өзинен түсиникли, бирақ бир усы формуланы туўрыдан туўры келтирип шығарыўда да көрсетемиз.

Қозғалмайтуғын есаплаў системадағы қандай да бир бөлекшениң тезлигин (i -бөлекшениң тезлигин) $v_i + V$ деп жаза аламыз (V системаның инерция орайының қозғалыс тезлиги, v_i бөлекшениң инерция орайына салыстырғандағы тезлиги). Бөлекшениң кинетикалық энергиясы мынаған тең:

$$\frac{m_i}{2} (v_i + V)^2 = \frac{m_i V^2}{2} + \frac{m_i v_i^2}{2} + m_i (V v_i).$$

Барлық бөлекшелер бойынша қосынды алғанда бұл аңдатпаның бірінші ағзалары $MV^2/2$ ни береді (бұл жерде $M = m_1 + m_2 + \dots$). Екінші ағзалардың қосындысы системадағы ишкі қозғалыстардың толық кинетикалық энергиясына сәйкес келеді. Ал үшінші ағзалардың қосындысы нөлге тең болады. Хәқыйкатында да

$$m_1(Vv_1) + m_2(Vv_2) + \dots = V(m_1v_1 + m_2v_2 + \dots).$$

Кейінгі қаўсырма ишіндегі қосынды бөлекшелердің системаның инерция орайына салыстырғанлағы анықлама бойынша нөлге тең толық импульси болып табылады. Ең ақырында кинетикалық энергияны бөлекшелердің тәсірлесіуінің потенциал энергиясы менен қосып ізлеп атырған формуламызды аламыз.

Энергияның сақланыу ызамын қолланып қурамалы дененің стабиллигин (турақлылығын) қарап шыға аламыз. Бұл мәселе қурамалы дененің өзіннен өзі қурамалық бөлімлерге ажыралып кетіуінің шәртлерін анықлаудан ибарат. Мысал ретінде қурамалы дененің екі бөлекке ыдырауын көрейік. Бұл бөлеклердің массаларын m_1 хәм m_2 арқалы белгилейік. Және дәслепки қурамалы дененің инерция орайы системасындағы сол бөлеклердің тезліктері v_1 хәм v_2 болсын. Бундай жағдайда усы есаплау системасындағы энергияның сақланыу ызамы мына түрге ийе болады:

$$E_{\text{ишкі}} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + E_{1\text{ишкі}} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + E_{2\text{ишкі}}.$$

Бұл жерде $E_{\text{ишкі}}$ дәслепки дененің ишкі энергиясы, ал $E_{1\text{ишкі}}$ хәм $E_{2\text{ишкі}}$ дененің екі бөлегінің ишкі энергиялары. Кинетикалық энергия барқулла оң мәніске ийе, сонлықтан жазылған аңлатпадан

$$E_{\text{ишкі}} > E_{1\text{ишкі}} + E_{2\text{ишкі}}$$

екенлиги келип шығады. Бир дененің екі денеге ыдырауының шәрти усыннан ибарат. Егер дәслепки дененің ишкі энергиясы оның қурамалық бөлімлерінің ишкі энергияларының қосындысынан киши болса дене ыдырамайды.

§ 13. Қозғалыс шегаралары

Егер материаллық бөлекше тек ғана бир анық иймеклик бойынша қозғалатуғын болса, онда *бир өлшемлі* ямаса *бир еркінлік дәрежесіне* ийе қозғалыс хәкқында гәп етиледі. Бұл жағдайда бөлекшенің аўхалын (қай орында турғанлығын) бериу ушын тек бир координата жеткиликлі. Усындай координата сыпатында иймеклик бойлап есаплау басы ретінде қабыл етилген ноқатқа шекемги қашықтықты пайдаланыуға болады. Бұл координатаны x арқалы белгилейміз. Бир өлшемлі қозғалатуғын бөлекшенің потенциал энергиясы бир координатаның функциясы болады: $U=U(x)$.

Энергияның сақланыу ызамы бойынша мынаған ийе боламыз:

$$E = \frac{mv^2}{2} + U(x) = \text{const.}$$

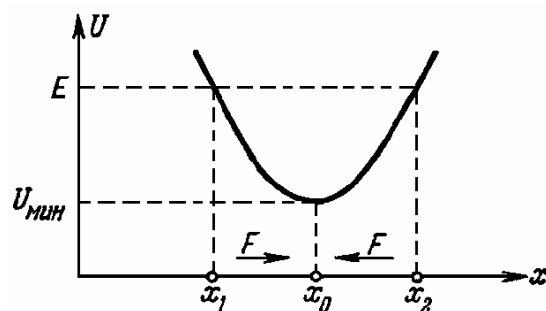
Кинетикалық энергия теріс мәніске ийе бола алмағанлықтан төмендегідей шарттың орынланыуы керек:

$$U \leq T.$$

Бұл теңсізлік бөлекшениң қозғалысының барысында тек потенциал энергиясы толық энергиядан үлкен болмайтуғын нөкатларда ғана жайласа алатуғынлығын көрсетеді. Егер биз усы энергияны теңдестирсек материаллық нөкаттың шегаралық аўхалларын анықлайтуғын

$$U(x) = E$$

теңлемесин аламыз.



8-сүўрет

Бир неше характерли мысаллар келтиремиз. 8-сүўретте келтирилген x тын ғәрезли болған функцияның түриндей түрге ийе болатуғын потенциал энергиядан баслаймыз. Бундай күш майданындағы қозғалыстың шегараларын табыуымыз ушын x көшерине параллел етип $U = E$ туўрысын жүргиземиз. Бұл туўры потенциал энергияның ийемклиги болған $U=U(x)$ ты еки нөкатта кесип өтеді. Усы нөкатлардың абсциссалары x_1 хәм x_2 арқалы белгиленген. Қозғалыстың мүмкин болыуы ушын потенциал энергияның шамасы толық энергияның шамасынан үлкен болмауы керек. Бұл энергиясы E болған бөлекшениң қозғалысының тек ғана x_1 хәм x_2 нөкатлары арасында болатуғынлығы аңлатады. Ал x_1 нөкатынан шеп тәрепке хәм x_2 нөкатынан оң тәрепке бөлекше өте алмайды.

Кеңисликтің шекли областында қалатуғын қозғалыс *финитлик* қозғалыс деп аталады. Егер бөлекше шексіз үлкен аралықларға қашықласа алатуғын болса бундай бөлекшениң қозғалысын *инфинитлик* деп атайды.

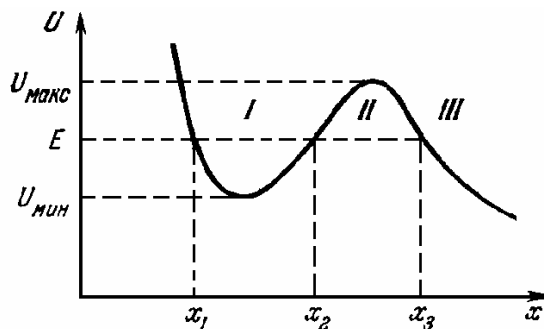
Демек финитлик областының энергиядан ғәрезли екенлиги өз-өзинен көринип тур. Биз қарап өткен мысалда бұл область энергияның кемейиуі менен киширейеди хәм $E=U_{\min}$ да бир нөкатқа жайналады.

x_1 хәм x_2 нөкатларында потенциал энергия толық энергияға тең хәм сонлықтан бұл нөкатларда кинетикалық энергия хәм оған сәйкес бөлекшениң тезлиги нолге тең. x_0 нөкатында потенциал энергия минимал мәнісине ийе, ал кинетикалық энергия менен бөлекшениң тезлиги

болса максималлық мәнісине тең. Күш потенциал энергия менен $F = - \frac{dU}{dx}$ арқалы байланысқан

болғанлықтан x_0 хәм x_1 нөкатлары арасында күш теріс, ал x_0 хәм x_2 нөкатлары арасында оң мәніске ийе болады. Бұл өз гезегинде күштің x_0 хәм x_2 нөкатлары арасында x тың киширейиу бағытында бағытланғанлығын, яғный шеп, ал x_0 хәм x_1 нөкатлары арасында оң тәрепке қарай

бағытланғанлығын көрсетеді. Сонлықтан, егер бөлекше оңға қарай бағытланған күштің тәсірінде x_1 нокатынан қозғала басласа (бул нокатта тезликтің нолге тең екенлігін еске түсіреміз) оның кем-кемнен тезлиги артады хәм x_0 нокатында тезлик максималлық мәнісине жетеді. Енди шеп тәрәпке қарай бағытланған күштің тәсірінде x_0 нокатынан x_2 нокатына шекем қозғалыу барысында бөлекшениң тезлиги кемейеді хәм x_2 нокатында нолге тең болады. Буннан кейин x_2 нокатынан x_0 нокатын қарай кери қозғалыс басланады. Усындай қозғалыслар ўақыттың өтиўи менен қайталаңады. Басқа сөз бенен айтқанда бөлекшениң қозғалысы дәўирли қозғалыс болады, ал қозғалыу дәўири бөлекшениң x_1 нокатынан x_2 нокатына жетемен дегенше кеткен ўақыттан еки есе үлкен болады.



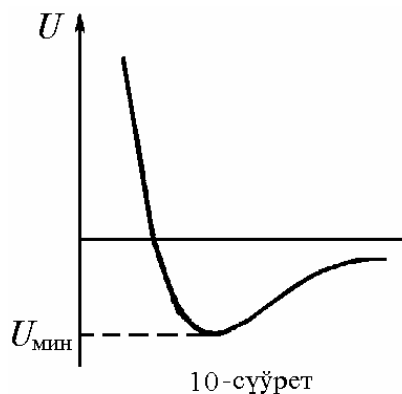
9-сүўрет

x_0 нокатында потенциал энергия минимумға жетеді хәм U дан x бойынша алынған туўынды нолге айланады. Сонлықтан бул нокатта күш нолге тең хәм усыған байланыслы x_0 нокаты бөлекшениң *тең салмақлық* нокаты болып табылады. Соның менен бирге бул нокат бөлекшениң *орнықты тең салмақлық* аўхалы болып табылады. Себеби бул аўхалдан шығарылса бөлекшени сол тең салмақлық ҳалына қайтарыўға бағытланған күш пайда болады. Бундай қәсийетке потенциал энергияның тек ғана минимум нокатлары ийе болады. Потенциал энергия максимумға тең нокатларда да күш нолге тең. Бирақ усндай нокаттан бөлекшени анаў ямаса мынаў бағытта қозғалтып жиберилгенде пайда болған күшлер еки жағдайда да усы нокатлардан қашықласыў бағытында тәсир етеди. Сонлықтан потенциал энергия максимумға ийе болатуғын орынлар *орнықсыз тең салмақлық* аўхаллары болып табылады.

Енди иймеклиги 9-сүўретте көрсетилгендей курамалы майдандағы бөлекшениң қозғалысын қараймыз. Бул иймеклик минимумға да, максимумға да ийе. Егер бөлекше E энергиясына ийе болатуғын болса ол еки областта қозғала алады: x_1 хәм x_2 нокатлары арасындағы I областы хәм x_3 нокатынан онда жайласқан III областы (бул областларда потенциал энергия толық энергияға тең болады). Биринши областтағы қозғалыс биз жоқарыда қараған мысалдағыдай тербелис характерине ийе болады. III областтағы қозғалыс инфинитлик болып бөлекше x_3 нокатынан оң тәрәпке қарай шексиз аралықларға қашықласа алады. Егер бөлекше x_3 нокатынан баслап қозғала басласа (бул нокатта бөлекшениң тезлиги нолге тең), онда бул орындағы оңға қарай бағытланған күштің тәсірінде барлық ўақытта да тезлениў алады~ шексиз үлкен қашықлықта потенциал энергия нолге айланады, ал тезлиги $v_\infty = \sqrt{2mE}$ ге тең болады. Керисинше, егер бөлекше шексиз қашықласқан орыннан x_3 нокатына қарай қозғала басласа, оның тезлиги x_3 нокатында нолге

айланатуғындай болып кем-кемнен кемейеди. Бул нокатта бөлекше қозғалыс бағытын өзгертип қайтадан шексизлікке кетиуі керек. Бөлекше I областқа өте алмайды, себеби x_2 хәм x_3 нокатлары арасында жайласқан II қадаған етилген зонасы бөлекшени өткермейди. Усының менен бирге усы II область x_1 хәм x_2 нокатлары арасында жайласқан тербелиуши бөлекшени E энергиясы менен қозғалыс мүмкин болған III областқа да өткермейди. Бул қадаған етилген областты *потенциал тосқынлық (барьер)*, ал I областты *потенциал шуқыр* деп атаймыз. Биз қарап атырған жағдайда бөлекшениң энергиясының өсиуі менен тосынлықтың кеңлиги кемейеди хәм E — $U_{\text{макс}}$ болғанда толығы менен жоғалады. Усының менен бирге бөлекшениң тербелмели қозғалысы да жоғалады хәм қозғалыс инфинитлик қозғалысқа айналады.

Биз энергиясына байланысly бөлекшениң бирдей күш майданындағы қозғалысының финитлик болыуының да, инфинитлик болыуының да мүмкин екенлигин көрдик. Бул жағдайды потенциал энергиясының иймеклиги 10-сүүретте көрсетилген майдандағы қозғалыс мысалында да анық көрсетиу мүмкин. Бул жағдайдағы оң мәниске энергияға инфинитлик қозғалыс, ал терис мәнисли энергияларға ($U_{\text{мин}} < E < 0$) финитлик қозғалыс сәйкес келеди.



Улыұма алғанда шексизлікте потенциал энергия нолге айланатуғын болса терис мәнисли энергия менен қозғалыс сөзсиз финитлик қозғалыс болады. Себеби шексизлікте ноллик потенциал энергия толық энергиядан үлкен болады хәм сонлықтан бөлекше шексизлікке шекем қашықласа алмайды.

§ 14. Серпимли соқлығысыұлар

Энергия менен импульстиң сақланыу нызамларын денелер соқлығысқандағы хәр қыйлы шамалар арасындағы байланысларды анықлау ушын қолланыу мүмкин.

Физикада соқлығысыұ деп айтқанда тек денелердиң бир бириуине тийисиуин емес, ал денелер арасындағы өз-ара тәсир етисиу кең мәнисте түсиниледи. Соқылғысатуғын денелер бир биринен шексиз үлкен қашықлықларда турғанда еркин денелер болып табылады. Бир бириниң тусынан өтип баратырғанда денелер бир бири менен тәсирлеседи хәм пүткиллей хәр қыйлы процесслердиң бақланыуы мүмкин: денелердиң биригиуі мүмкин, жаңа денелердиң пайда болыуы да мүмкин, соның менен бирге *серпимли соқлығысыұдың* да орын алыуы мүмкин. Серпимли соқлығысыұда денелер базы бир жақынласқаннан кейин өзлериниң ишки халларын өзгертпей

ажырасып кетеді. Денелердің ишкі халларының өзгеріуі менен өтетугын соқлығысыұларды *серпимли емес соқлығысыұлар* деп атайды.

!деттеги жағдайлардағы соқлығысыұлар дерлик барлық ўақытта да серпимли емес соқлығысыұлар болып табылады (ең кеминде соқлығысыұдың нәтийжесинде дене қызады, яғный кинетикалық энергияның бир бөлеги жыллылыққа айланады). Усыған карамастан физикада серпимли соқлығысыұлар ҳаққындағы түсиниклер айрықша әҳмийетке ийе. Себеби усындай соқлығысыұларды атомлық қубылыслар бойынша исленген экспериментлерде көппеп көриўге болады. Бирақ усыған карамастан әдеттегидей соқлығысыұларды да жеткиликли дәлликте серпимли деп караўға болады.

Массалары m_1 ҳәм m_2 болған еки бөлекшениң серпимли соқлығысыұын караймыз. Бөлекшелердің соқлығысыұға шекемги ҳәм соқлығысыұдан кейинги тезликлерин сәйкес v_1 , v_2 ҳәм v_1' , v_2' арқалы белгилеймиз. Бөлекшелерди бири (мейли ол массасы m_2 болған бөлекше болсын) соқлығысыұға шекем тынышлықта турды деп есаплансын (яғный $v_2=0$ болсын).

Серпимли соқлығысыұда бөлекшелердің ишкі энергиялары өзгермейтуғын болғанлықтан энергияның сақланыў нызамын қолланғанда буны есапқа алмаўға болады (ишкі энергиялардың өзгерисин нолге тең деп есаплаймыз). Соқлығысыұға шекем ҳәм соқлығысыұдан кейин бөлекшелерди тәсир етиспейди деп есаплағанлықтан энергияның сақланыў нызамы кинетикалық энергияның сақланыў нызамына алып келинеди ($1/2$ ге тең улыўмалық көбейткишти жазбаймыз):

$$m_1 v_1'^2 = m_1 v_1^2 + m_2 v_2'^2.$$

Импульстиң сақланыў нызамы мынадай векторлық теңликтиң жәрдеминде бериледи:

$$m_1 \mathbf{v}_1 = m_1 \mathbf{v}_1' + m_2 \mathbf{v}_2'.$$

Дәслеп тыныш турған бөлекшениң массасы үлкен, ал ушын келиўши бөлекшениң массасы киши болған жағдай (яғный $m_2 \gg m_1$) жүдә әпиўайы.

$$\mathbf{v}_2' = \frac{m_1}{m_2} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_1')$$

формуласынан $m_2 \gg m_1$ болғанда \mathbf{v}_2' тың жүдә киши болатуғынлығы келип шығады. $m_2 v_2'^2$ көбеймесиниң m_2 массасына кери пропорционал болғанлығынан усындай жуўмақты дәслеп тынышлықта турған бөлекшениң энергиясы ҳаққында да айтыўға болады. Буннан былайынша жуўмақ шығарамыз: ушып келиўши бөлекшениң энергиясы соқлығысыұдың салдарынан өзгермейди, яғный усы бөлекшениң тезлигиниң абсолют мәниси өзгерисиз қалады. Солай етип жеңил бөлекше аўыр бөлекше менен соқлығысқанда жеңил бөлекшениң тезлигиниң тек бағыты өзгереді, ал шамасы өзгерисиз қалады.

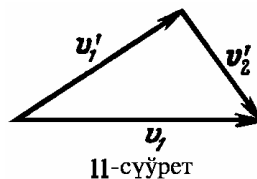
Егер бөлекшелердің массалары өз-ара тең болса сақланыў нызамлары мынадай түрлерге ийе болады:

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_1' + \mathbf{v}_2'.$$

$$v_1^2 = v_1'^2 + v_2'^2.$$

Биринши жазылған аңлатпадан \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_1' ҳәм \mathbf{v}_2' векторларының үш мүйешликти пайда ететугынлығы, ал екинши аңлатпадан сол үш мүйешликтиң гипотенузасы v_1 болған туўры

мүйешли үш мүйешлик екенлиги келип шығады. Солай етип массалары бирдей болған бөлекшелер соқлығысқанда олар туұры мүйеш бойынша хәр тәрепке қарай ушып кететуғынлығы келип шығады (11-сүўрет).



Еки бөлекшениң «маңлайдан» соқлығысыўын көремиз. Усындай соқлығысыўдың нәтийжесинде еки бөлекше де ушып келиўши бөлекшениң тезлиги бағытына сәйкес келиўши туұрының бағытында қозғалады. Бундай жағдайда биз импульстин сақланыў ызамындағы тезликлер векторларын олардың сан шамалары менен алмастыра аламыз, яғный мыналарды жазамыз:

$$m_2 v_2' = m_1 (v_1 - v_1').$$

Бул аңлатпаға

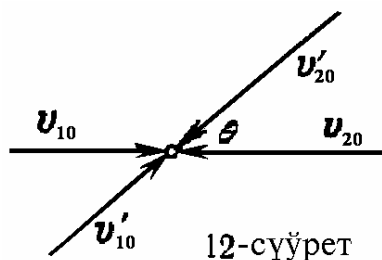
$$m_2 v_2'^2 = m_1 (v_1^2 - v_1'^2)$$

екенлигинен дерек бериўши энергияның сақланыў ызамын қоссақ v_1' пенен v_2' ларды v_1 арқалы аңлатыў мүмкиншилигине ийе боламыз. Екинши теңлемени биринши теңлемеге бөлип $v_2' = v_1 + v_1'$ екенлиги аламыз хәм соған сәйкес

$$v_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1, \quad v_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1.$$

Ушып келиўши бөлекше (биринши бөлекше) m_1 диң тыныш турған бөлекшениң массасы m_2 ден үлкен ямаса кишилигине байланыслы ушып келген бағытта қозғалыўын даўам етеди ямаса кейин қарай қайтады. Егер m_1 хәм m_2 массалары өз-ара тең болса, онда $v_1' = 0$, $v_2' = v_1$, яғный еки бөлекше тезликлери менен алмасады. Егер $m_2 \gg m_1$ болса, онда $v_1' = -v_1$ хәм $v_2' = 0$.

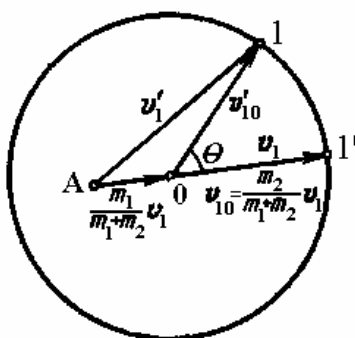
Улыўма жағдайда соқлығысыўды соқлығысыўшы бөлекшелердиң инерция орайы системасында қараған қолайлы. Бундай системада бөлекшелердиң импульсларының қосындысы соқлығысыўдан бурын да, соқлығысыўдан кейин де нолге тең болады. Сонлықтан егер биринши бөлекшениң соқлығысқанға шекемги хәм соқлығысқаннан кейинги импульсларын \mathbf{p} хәм \mathbf{p}' арқалы белгилесек, екинши бөлекшениң соқлығысқанға шекемги хәм оннан кейинги импульслары $-\mathbf{p}$ менен $-\mathbf{p}'$ қа тең.



Буннан кейин бөлекшелердиң соқлығысқанға шекемги хәм соқлығысқаннан кейинги кинетикалық энергияларын теңлестириў арқалы $p^2 = p'^2$ екенлигине ийе боламыз, яғный бөлекшелердиң импульсларының шамаларының өзгериске ушырамайтуғынлығын көремиз. Демек

биз қарап атырған жағдайда бөлекшелер соқлығысқанда тек ғана бөлекшелердің импульстарының бағыттары ғана өзгереді екен. Импульстар менен бирге бөлекшелердің тезликлери де өзгереді: тезликлер шамасы бойынша турақлы қалып, тек ғана бағыттарын өзгертеди (бул жағдай 12-сұўретте келтирилген, бул сұўреттеги 0 индекслери инерция орайы системасына тийисли екенлигин көрсетеди).

Тезликлердің бағыттарының өзгериў мүйешлерине келсек, бул мүйешлердің шамалары тек ғана энергия менен импульстиң сақланыў нызамлары бойынша анықланбайды, ал бөлекшелердің бир бири менен тәсирлесийўиниң айқын характери және соқлығысыў моментиндеги олардың бир бирине салыстырғандағы ийелеген орынларына байланысly.



13-сұўрет

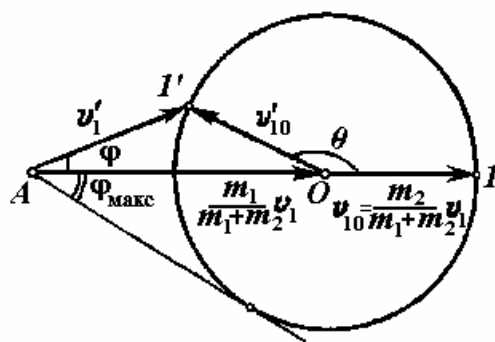
Дәслепки (ямаса лабораториялық) есаплаў системасындағы тезликлердің өзгериўиниң характерин анықлаў ушын (бундай системада соқлығысқанға шекем бөлекшелердің бири тынышлықта турды) төмендегидей графикалық усылды қолланамыз: 13-сұўретте көрсетилгендей таклетте инерция орайы системасында биринши бөлекшениң тезлиги v_{10} ге тең етип О1 векторын жүргиземиз. Бул тезлик сол бөлекшениң есаплаўдың лабораториялық системасындағы (бул системаның тезлиги еки бөлекшениң тезликлериниң де салыстырмалы тезлиги болып табылады) v_1 тезлиги менен $v_{10} = v_1 - V$ арқалы байланысқан. Бул жерде

$$V = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1$$

инерция орайының тезлиги болып табылады. Алыў әмелин орынлаў арқалы мынадай формула аламыз

$$v_{10} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v_1.$$

Биринши бөлекшениң соқлығысқаннан кейинги тезлиги v_{10}' v_{10} тезлигин базы бир θ мүйешине бурыў жолы менен алынады (яғный 13-сұўретте келтирилген шеңбердің қалеген О1' радиусы менен берилиўи мүмкин). Лабораториялық есаплаў системасына өтиў ушын барлық тезликлерге инерция орайы тезлиги V ны қосыў керек. 13-сұўретте ол А0 векторы жәрдемінде көрсетилген. Бундай жағдайда А1 векторы соқлығысқанға шекемги ушып келиўши бөлекшениң тезлиги v_1 менен сәйкес келеди, ал А1' векторы сол бөлекшениң соқлығысқаннан кейинги изленип атырылған тезлигин береді. Тап усындай сұўреттерди екинши бөлекшениң тезлиги ушын да салыў мүмкин.



14-сүрөт

13-сүрөттө $m_1 < m_2$ деп болжанган хэм сонлыктан А нокаты шеңбердин ишинде жайласады. Усынын менен бирге $A1'$ векторы (яғный v_1' тезлиги) кәлеген бағытқа ийе болыуы мүмкин.

Егер $m_1 > m_2$ болганда А нокаты шеңбердин сыртында жайласады (14-сүрөт). Бундай жағдайда соқлыгысқанға шекемги хэм оннан кейинги лабораториялық системадағы тезликлер арасындағы мүйеш - базы бир максималлық мәнистен үлкен бола алмайды (бул мәнис $A1'$ туўрысының шеңберге урыныуына сәйкес келеди). Бундай жағдайда $A1'O$ үш мүйешлигинин $A1'$ тәрәпи $O1'$ тәрәпине перпендикуляр болады. Сонлыктан

$$\sin \varphi_{\text{макс}} = O1'/AO = m_2/m_1.$$

Усылар менен бирге соқлыгысқаннан кейин бөлекшениң тэзлигинин 13-сүрөттө (ямаса 14-сүрөттө) 1 нокатында диаметрлик карама-карсы болган $1'$ нокатта орын алатуғын базы бир минималлық шамадан киши болмайтынлығын да аңғарыуымыз керек. Бул маңдайлық соқлыгысыуға сәйкес келеди хэм тезликтин минималлық мәниси

$$v_{1\text{мин}}' = \frac{|m_1 - m_2|}{m_1 + m_2} v_1$$

шамасына тең болады.

§ 15. Импульс моменти

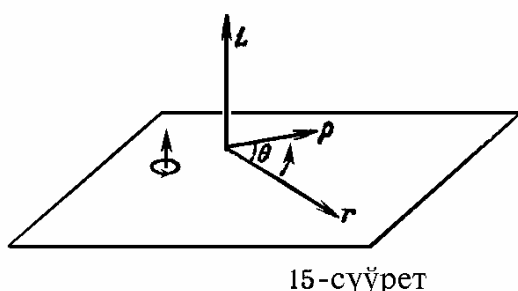
Кәлеген туйық системада энергия менен импульстен баска *импульс моменти* ямаса тек *момент* деп аталатуғын векторлық шама да сақланады. Бул шама айырым материаллық нокатлардың моментлеринин қосындысынан турады хэм төмендегидей жоллар менен анықланады:

Мейли материаллық нокат \mathbf{p} импульсине ийе болсын хэм оның кеңисликтеги аўхалы базы бир есаплаў басы болган 0 нокатынан баслап түсирилген \mathbf{r} радиус-векторының жәрдемінде анықлансын. Бундай жағдайда бул материаллық нокаттың моменти \mathbf{L} шамасы бойынша

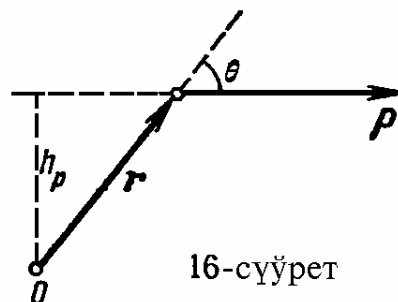
$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \mathbf{p} \sin \theta$$

ға тең, бағыты \mathbf{r} хэм \mathbf{p} векторлары жатқан тегисликке перпендикуляр вектор сыпатында анықланады (θ арқалы \mathbf{p} хэм \mathbf{r} векторлары арасындағы мүйеш белгиленген). Бул шэрт \mathbf{L} диң бағытын анықламайды, себеби «жоқары» ямаса «төменге» қарай бағытланған бағытлар анық емес

болып қалады. Бұл бағытты анықлаудың мынадай қәдесі қабыл етилген: \mathbf{r} ден \mathbf{p} ға қарай буралатуғын винтті көз алдымызға келтирейік, сонда винттің илгерилеу бағыты \mathbf{L} дің бағытына сәйкес келеді (15-сұррет).



15-сұррет



16-сұррет

\mathbf{L} шамасын басқа да көргізбелірек усыл менен сәулендириу мүмкін: $r \sin \theta$ көбеймесінің O нокатынан бөлекшениң импульсі бағытына түсірілген h_p перпендикуляр екенлігіне аңсат көз жеткеріуіге болады. Көп жағдайларда бұл аралықты O нокатына салыстырғандағы импульстің *ийині* деп аталады. Бөлекшениң моменти ийиннің импульстің шамасына көбеймесіне тең:

$$\mathbf{L} = \mathbf{p} h_p.$$

\mathbf{L} векторының жоқарыда келтирилген анықламасы векторлық алгебрадағы *векторлық көбейме* түсинигі менен сәйкес келеді: жоқарыда келтирилгендей анықлама бойынша дүзілген \mathbf{r} хәм \mathbf{p} векторларының көбеймеси болған \mathbf{L} векторын \mathbf{r} хәм \mathbf{p} векторларының векторлық көбеймеси деп атап төмендегідей етип жазады:

$$\mathbf{L} = [\mathbf{r}\mathbf{p}].$$

$\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ болғанлықтан

$$\mathbf{L} = m[\mathbf{r}\mathbf{v}].$$

Бұл формуланың жәрдеминде айырым бөлекшениң моменти анықланады. Бөлекшелер системасының моменти деп айырым бөлекшелердің моментлерінің қосындысынан тутатуғын

$$\mathbf{L} = [\mathbf{r}_1\mathbf{p}_1] + [\mathbf{r}_2\mathbf{p}_2] +$$

қосындысына айтамыз. Қәлеген туйық система үшін усындай қосынды ұақыт бойынша тұрақлы болып қалады. *Моменттің сақлынау нызамының* мәнісі усыннан ибарат.

Моментти анықлағанда ықтыярлы түрде сайлап алынған басланғыш нокат O ның бар екенлігіне итибар береміз. Усы O нокаттан баслап бөлекшениң радиус-векторы алынатуғын еди. \mathbf{L} векторының шамасы да, бағыты да усы нокаттың сайлап алыныуына байланысly болса да, бундай анықсызлықтың моменттің сақланыу нызамы үшін әхмийетке ийе емес екенлігін аңсат көріуіге болады. Хәқыйқатында да, егер биз O нокатын базы бир \mathbf{a} шамасына (шамасы бойынша да, бағыты бойынша да) жылыстырып қойсақ, усы шамаға бөлекшелердің барлық радиус векторлары өзгереді хәм сонлықтан моментке

$$[\mathbf{a}\mathbf{p}_1] + [\mathbf{a}\mathbf{p}_2] + \dots = [\mathbf{a}(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots)] = [\mathbf{a}\mathbf{P}]$$

шамасы қосылады. Бұл жерде \mathbf{P} аркалы системаның толық импульсі белгиленген. Бирақ туйық система үшін \mathbf{P} тұрақлы шама. Солай етип биз координата басын сайлап алыудың өзгерісіннің туйық системаның толық моментінің өзгеріуіне алып келмейтуғынлығын көреміз.

!детте бөлекшелер системасының моментин анықлағанда есаплау басы ретінде системаның инерция орайын алыу қабыл етилген. Тап усындай сайлап алыуды биз буннан кейин нәзерде тутамыз.

Бөлекшениң импульс моментинен уақыт бойынша алынған тууындыны анықлаймыз. Көбеймени дифференциаллау қәдесинен мынаны аламыз:

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \frac{d}{dt}[\mathbf{r}\mathbf{p}] = \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \mathbf{p} \right] + \left[\mathbf{r} \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right]$$

$\frac{d\mathbf{r}}{dt}$ бөлекшениң тезлиги \mathbf{v} болып табылады, ал $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$. Олай болса биринши ағза $m[\mathbf{v}\mathbf{v}]$ ға тең (себеби вектордың өзине векторлық көбеймеси нөлге тең). Тууындының екінши ағзасы болған

$\frac{d\mathbf{p}}{dt}$ да биз күш « ти көреміз. Солай етип

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = [\mathbf{r}\mathbf{F}].$$

$[\mathbf{r}\mathbf{F}]$ векторлық көбеймесин берілген 0 нокатына салыстырғандағы *күш моменті* деп атаймыз. Оны \mathbf{K} ҳарипи менен белгилейміз:

$$\mathbf{K} = [\mathbf{r}\mathbf{F}].$$

Жоқарыда импульс моменті ҳаққында айтқанымыздай бул жағдайда да мынаған кеуил бөлеміз: күш моментиниң шамасы күш « тиң «ийинге» көбеймесине тең (0 нокатынан күштиң бағытына түсірилген перпендикулярдың узынлығы):

$$K = Fh_F.$$

Солай етип материаллық нокаттың импульс моментиниң өзгеріу тезлиги усы бөлекшеге тәсир ететугын күштиң моментине тең екен:

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{K}.$$

Туйық системаның импульсиниң толық моменті сақланады, бул системаға кириуши бөлекшелердиң моментлериниң қосындысынан уақыт бойынша алынған тууындының нөлге тең болатуғынлығын көрсетеди:

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{L}_1 + \mathbf{L}_2 + \dots) = \frac{d\mathbf{L}_1}{dt} + \frac{d\mathbf{L}_2}{dt} + \dots = 0.$$

Буннан

$$\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 + \dots = 0$$

екенлиги келип шығады.

Биз бул жерде туйық системадағы бөлекшелерге тәсир ететугын күшлердиң қосындысы (7-параграф) ғана емес, ал күшлердиң моментлериниң қосындысының да нөлге тең екенлигин көреміз. Усы тастыйықлаулардың бириншиси импульстың сақланыу нызамына, ал екіншиси импульс моментиниң сақланыу нызамына тийисли.

Туйық системаның усындай қасиетлери менен кеңісликтің өзінің тийкарғы қасиетлери арасында терең байланыс бар.

Кеңіслик *бир текли*. Бул туйық системаның қасиетінің кеңісликтің қай жерінде турғанлығына байланыссыз екенлігі билдиреди. Кеңісликте бөлекшелер системасы шексіз киши аралыққа жылыссын хәм усының менен бирге системадағы бөлекшелердің барлығы да бирдей бағытта бирдей аралыққа жылыссын. Усы жылысыў векторын $d\mathbf{R}$ арқалы белгилейик. Усындай жағдайда i -бөлекше үстинен $\mathbf{F}_i d\mathbf{R}$ жумысы исленеди. Барлық жумыслардың қосындысы системаның потенциал энергиясының өзгерисине тең болыўы керек. Бирақ системаның кеңісликтің қай жерінде турғанлығынан ғәрезсизлігине байланыссыз потенциал энергияның бул өзгериси нолге тең болыўы керек. Солай етип

$$\mathbf{F}_1 d\mathbf{R} + \mathbf{F}_2 d\mathbf{R} + \dots = (\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots) d\mathbf{R} = 0.$$

Бул теңлік $d\mathbf{R}$ векторының қәлеген бағытында орынланатуғын болғанлықтан күшлердің қосындысы $\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots$ ның нолге тең екенлігі келип шығады.

Солай етип биз импульстың сақланыў нызамының кеңісликтің бир теклилігине байланыссыз екенлігін көрдик.

Тап сондай байланыс импульс моментінің сақланыў нызамы хәм кеңісликтің және де бир қасиеті болған изотроптылығы (яғный кеңісликтегі барлық бағытлардың эквиваленттілігі) арасында орын алады. Усындай изотроптылықтың бар болыўының салдарынан туйық системаның қасиетлери усы системаны тутасы менен бурғанда өзгермейди. Сонлықтан усындай бурыўларда исленген жумыс нолге тең болыўы керек. Соның менен бирге усындай шәрттен туйық системадағы күшлердің моментлерінің қосындысының нолге тең екенлігі келип шығады (усы мәселеге биз 28-параграфта қайтып келемиз).

§ 16. Орайлық майдандағы қозғалыс

Моменттің сақланыў нызамы туйық система ушын орынланып, усы системаның құрамына кириўши айырым бөлекшелер ушын орынланбайды. Бирақ усы нызамның күш майданында қозғалыўшы бир бөлекше ушын да орынланатуғын жағдай бар. Бул ушын майданның орайлық майдан болыўы керек.

Орайлық майдан деп потенциал энергиясы тек ғана майданның орайы деп аталатуғын нокатқа шекемгі r аралығынан ғәрезли болған функция болып табылатуғын майданға айтамыз: $U=U(r)$. Усындай майданда бөлекшеге тәсир ететуғын күш те r қашықтығына ғәрезли болып, кеңісликтің хәр бир нокатында усы нокатқа майданның орайынан жүргизилген радиус бағытында болады.

Усындай майданда қозғалыўшы бөлекше туйық системаны пайда етпесе де бул бөлекше ушын егер момент майданның орайына қарата анықланған болса импульс моментінің сақланыў нызамы орынланады. Хәқыйқатында да, бөлекшеге тәсир ететуғын күштің бағыты майданның орайы арқалы өлетуғын болғанлықтан усы нокатқа салыстырғандағы күштің ийини нолге тең хәм

сонлықтан күш моменти де нөлге тең. Буннан $\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{K}$ теңлемесине сәйкес $\mathbf{L} = \text{const}$ екенлиги келип шығады.

Момент $\mathbf{L} = m[\mathbf{rv}]$ радиус-вектор \mathbf{r} ге перпендикуляр болғанлықтан \mathbf{L} диң бағытының тұрақтылығынан бөлекше қозғалғанда оның радиус-векторының барлық уақытта да \mathbf{L} диң бағытына перпендикуляр болған тегіслікте қалыуының кереклиги келип шығады. Солай етип орайлық майданда бөлекшелер тегіс орбиталар бойынша қозғалады. Бұл орбиталар майданның орайы арқалы өтетұғын тегісліктерде жатады.

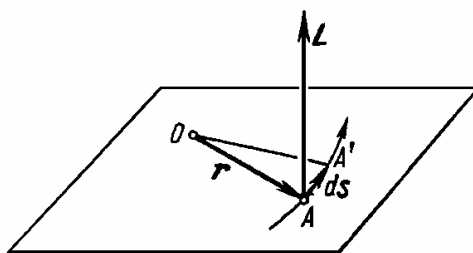
Усындай «тегіс» қозғалыста импульс моментиниң сақланыуы нызамына көргізбелі түр беріу мүмкін. Бұл ушын \mathbf{L} ди былайынша жазамыз:

$$\mathbf{L} = m[\mathbf{rv}] = \left[\mathbf{r} \frac{d\mathbf{s}}{dt} \right] = m \frac{[\mathbf{r} d\mathbf{s}]}{dt}.$$

Бұл жерде $d\mathbf{s}$ материаллық нокаттың dt уақыты ишіндеги орын алмастырыуы. Еки вектордың векторлық көбеймеси геометриялық жақтан усы векторлар тәрәпинен дүзілген параллелограммның майданына тең. Ал $d\mathbf{s}$ хәм \mathbf{r} векторларында дүзілген параллелограммның майданы dt уақыты ишінде қозғалыушы нокаттың радиус векторы басып өткен шексіз киши ОАА' секторының еки еселенген майданына тең (17-сүүрет). Бұл майданды dS арқалы белгилеп моменттиң шамасын былайынша жаза аламыз:

$$L = 2m \frac{dS}{dt}.$$

$\frac{dS}{dt}$ шамасы секторлық тезлік деп аталады.



17-сүүрет

Солай етип импульс моментиниң сақланыу нызамын секторлық тезліктің тұрақтылығы түрінде айтыу мүмкін екен: қозғалыушы нокаттың радиус-векторы бирдей уақытлар ишінде бирдей майданды басып өтеди. Усы түрдеги бұл тастыйықлау *Кеплердиң екінши нызамы* деп аталады.

Орайлық майдандағы қозғалыс хақындағы мәселениң әхмийети соннан ибарат, бир бири менен тәсир етисетуғын материаллық нокатлардың бир бирине салыстырғандағы қозғалысы хақындағы мәселе (*еки дене мәселеси* деп аталыушы мәселе) усы мәселеге алып келинеди.

Бундай қозғалысты еки бөлекшениң инерция орайы системасында қараймыз. Бундай системада бөлекшелердиң импульсларының қосындысы нөге тең:

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = 0.$$

Бул жерде v_1 хэм v_2 лер бөлекшелердің тезликлери. Бөлекшелердің салыстырмалы тезлигин киритемиз:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2.$$

Бул теңдиклерден хэр бир бөлекшениң тезлигин олардың салыстырмалы тезлиги аркалы аңлататуғын мына формулаларды аңсат аламыз:

$$v_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v, \quad v_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} v.$$

Бул формулаларды бөлекшениң толық энергиясы аңлатпаларына қоямыз:

$$E = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + U(r).$$

Бул жерде $U(r)$ бөлекшелер арасындағы салыстырмалы қашықтықтың функциясы түрінде жазылған бөлекшелердің өз-ара потерциал энергиясы (яғный $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ векторының абсолют шамасынан). Ағзаларды эпийайы келтириуден кейин $E = \frac{mv^2}{2} + U(r)$ аңлатпасын аламыз, бул жерде

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

бөлекшелердің келтирилген массасы деп аталады.

Биз бул жерде еки бөлекшениң бир бирине салыстырғандағы қозғалыс энергиясының массасы m болған бөлекшениң $\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$ тезлиги менен потенциал энергиясы $U(r)$ болған орайлық майданда қозғалғанындағы бир бөлекшениң энергиясындай болатуғынлығын көремиз. Басқа сөз бенен айтқанда еки бөлекшениң қозғалысы хаққындағы мәселе сыртқы майдандағы бир «келтирилген» бөлекшениң қозғалысына алып келинеди.

Егер усы мәселе шешилген болса (яғный «келтирилген» бөлекшениң траекториясы $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ анықланған болса)

$$\mathbf{r}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{r}, \quad \mathbf{r}_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{r}.$$

формулалары жәрдемінде m_1 хэм m_2 бөлекшелериниң траекторияларын анықлаўға болады. Бул формулалар бөлекшелердің инерция орайына салыстырғандағы радиус-векторлары \mathbf{r}_1 менен \mathbf{r}_2 лерди анықлайды ($\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, бул формулалар $m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = 0$ теңлемесинен келип шығады хэм жоқарыда тезликлер ушын келтирилген $\mathbf{v}_1 = \frac{d\mathbf{r}_1}{dt}$ хэм $\mathbf{v}_2 = \frac{d\mathbf{r}_2}{dt}$ формулаларына сәйкес). Бул жерде еки бөлекшениң де системаның инерция орайына салыстырғанда тек өлшемлери бойынша бир биринен айрылатуғын хэм бөлекшелердің массаларына кери пропорционал болған геометриялық уқсас орбиталар бойынша қозғалатуғынлығын көринип тур:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Қозғалыстың барысында бөлекшелер инерция орайы арқалы өтіуші бір туұрының еки ушында жайласады.

II Бап. МАЙДАН

§ 17. Электр тәсирлесиўи

Жоқарыдағы бапта биз күшке анықлама бердик хәм оны потенциал энергия менен байланыстырдық. Енди биз хәр қыйлы физикалық кубылыслардың тийкарында жататуғын базы бир тәсирлесиўлерди айқын түрде таллаўға өтемиз.

Тәбияттағы ең әҳмийетли болған тәсирлесиўлердин бири *электрлик тәсирлесиў* болып табылады. Мысалы атомлар менен молекулалардағы тәсирлесиў келип шығыўы бойынша тийкарынан электрлик тәсирлесиў болып табылады; сонлықтан бундай тәсирлесиў хәр қыйлы денелердин ишки қурылысын анықлайды.

Электр тәсирлесиў күшлери бөлекшелердин айрықша физикалық характеристикасы болған *электр зарядының* бар екенлиги менен байланысly. Электр заряды жоқ денелер бир бири менен электрлик жақтан тәсирлеспейди.

Егер денелерди материаллық ноқатлар деп қарай алатуғын болсақ, онда олар арасындағы электрлик тәсирлесиў күши бул денелердин зарядларының көбеймесине туўры пропорционал хәм олар арасындағы қашықлықтың квадратына кери пропорционал. Бундай аўхал *Кулон ызамаы* деп аталады. Электрлик тәсирлесиў күшин F хәрипи менен, денелердин зарядларын e_1 хәм e_2 хәриплери менен, ал олар арасындағы қашықлықты r хәрипи менен белгилесек Кулон ызамаын былайынша жазамыз:

$$F = \text{const} * \frac{e_1 e_2}{r^2}.$$

F күши зарядларды тутастырыўшы туўры бағытында бағытланған хәм тәжирийбелердин көрсетиўинше бар қанша жағдайларда зарядланған денелердин тартысыўына, бир қанша жағдайларда ийтерисиўине сәйкес келеди. Усы себепли хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар хаққында айтылады: бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядланған денелер бир биринен ийтериледи, ал хәр қыйлы зарядлар менен зарядланған денелер бир бирине тартысады. Усының менен бирге Кулон ызамаындағы күштин оң белгиси ийтерисиўге, терис белгиси тартысыўға сәйкес келеди. Қандай зарядларды оң белгиге ийе, ал қандай зарядларды терис белгиге ийе деп есаплаўдың бир биринен паркы жоқ. Ал хәзирги ўақытлары физикадағы зарядларды сайлап алыў шәрти әййемги греклер тәрeпинен қабыл етилген. Сөзсиз есапқа алыў керек болған нәрсе сол зарядлардың белгилеринин хәр қыйлылығы ямаса бирдейлиги болып табылады. Егер биз барлық оң белгиге ийе зарядларды терис белгиге ийе, ал терис белгиге ийе зарядлары бар бөлекшелерди оң зарядланған денелер деп есапласақ физика илими ызамларында ҳеш қандай өзгерис болмаған болар еди.

Биз электр зарядлары менен биринши рет ушырастық хэм усыған байланыслы олардың өлшем бирликлери ҳақында еле ҳеш нәрсе билмейтуғын болғанлықтан Кулон ызамындағы пропорционаллық коэффициентин бирге тең етип алыўымызға болады: $F = \frac{e_1 e_2}{r^2}$. Усының менен бирге биз зарядтың анық бир бирлигин пайда етемиз: бул бир биринен бир сантиметр қашықлықта турған хэм усындай қашықлықта бир динаға тең күш пенен зарядтың бирлиги болады. Бул бирлик *зарядтың электростатикалық бирлиги* деп аталады. Кулон ызамындағы пропорционаллық коэффициентти бирге тең алыўға тийкарланған бирликлер системасын электростатикалық система ямаса СГСЭ системасы деп аталады. Бундай системадағы зарядтың өлшеми:

$$[e] = ([F][r]^2)^{1/2} = \left(\frac{2 * \text{сМ}}{\text{сек}^2} \text{сМ}^2 \right)^{1/2} = 2^{1/2} \text{сМ}^{3/2} \text{сек}^{-1}.$$

СИ системасында *кулон* деп аталыўшы зарядтың төмендегиге тең үлкен өлшеми пайдаланылады:

$$1 \text{ кулон} = 1 \text{ К} = 3 \cdot 10^9 \text{ зарядтың СГСЭ бирлиги}.$$

Электр тәсирлесиўи ушын жазылған аңлатпаға ийе бола отырып еки e_1 хэм e_2 зарядлары арасындағы электрлик тәсирлесиўге сәйкес келетуғын потенциал энергияны табыўға болады. Егер усы еки заряд арасындағы қашықлық dr шамасына өзгеретуғын болса $dA = \frac{e_1 e_2}{r^2} dr$ жумысы исленеди. Екинши тәрептен бул жумыс U потенциал энергияның кемейиўиниң есабынан исленеди. Сонлықтан

$$-dU = \frac{e_1 e_2}{r^2} dr = -e_1 e_2 d\left(\frac{1}{r}\right).$$

Буннан

$$U = \frac{e_1 e_2}{r}.$$

Дурысын айтқанда бул жерде биз және бир турақлы қосылыўшыға ийе болыўымыз керек; бөлекшелерди бир биринен шексиз үлкен аралықларға қашықластырғанда потенциал энергияны нолге тең болады деп есаппа бул турақлыны биз нолге тең етип алдық Солай етип еки зарядтың бир бири менен тәсир етисиўиниң потенциал энергиясы усы зарядлар арасындағы қашықлыққа кери пропорционал екен.

§ 18. Электр майданының кернеўилиги

Кулон ызамына зарядлардың көбеймеси киретуғын болғанлықтан қандай да бир e зарядына басқа e_1 заряды тәрепинен тәсир ететуғын күшти былайынша жазыў мүмкин:

$$F = eE.$$

Бул жерде E арқалы e зарядының шамасынан ғәрезсиз, ал тек e_1 заряды менен e хэм e_1 зарядлары арасындағы қашықлықтан ғәрезли болған вектор. Бул векторды *электр майданының*

кернеуілігі ямаса e_1 майданы тәрәпинен пайда етилген электр майданы деп атаймыз. Шамасы жағынан ол мынаған тең

$$E = \frac{e_1}{r^2}$$

хәм e_1 менен e зарядлары арасын тутастырыушы тууры бойлап бағытланған. e зарядына e_1 зарядына тәсир етиуші күш e заряды турған орындағы e_1 заряды пайда еткен электр майданының кернеуілігі менен e зарядының көбеймесине тең деп айтыуға болады.

Солай етип биз электрлик тәсирлесиуді тәриплеудің басқа усылына келемиз. 1-бөлекше 2-бөлекшени тартады ямаса ийтереди деп айтыудың орнына биз биринши бөлекше e_1 электр зарядына ийе бола отырып қоршаған этирапында айрықша күш майданы болған электр майданын пайда етеди; екинши бөлекше болса 1-бөлекше менен тәсир етиспейди, ал оған тек 1-бөлекше тәрәпинен пайда етилген электр майданы тәсир етеди деп айтамыз.

Усындай етип еки түрлі усыл менен тәриплеудің тек ғана формал айырмаға ийедей болып көриниуі мүмкин. Хәқыйкатында бул ондай емес хәм электр майданы түсиниги формал характерге ийе емес. Ғақыт бойынша өзгермели болған электр (хәм магнит) майданларын үйрениу усы майданлардың электр зарядлары болмаса да бар бола алатуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан тәбияттағы бөлекшелердің хәқыйқый екенлигиндей майдан да физикалық хәқыйқатлық болып табылады. Бирақ бул мәселелер усы жерде баянланатуғын бөлекшелердің тәсирлесиуі хәққындағы тийкарғы мағлыұмалар шеклеринен сыртта жайласқан.

Көп сандағы электр зарядлары тәрәпинен пайда етилген электр майданы электрлик тәсирлесидің төмендегидей фундаменталлық қәсийетиеге ийе: еки заряд арасындағы тәсирлесиу үшінши зарядтың қатнасыуынан ғәрезли емес. Буннан әхмийетли жуұмақ шығарамыз: егер көп сандағы зарядланған денелер бар болатуғын болса, онда олар тәрәпинен пайда етилген электр майданы хәр биз заряд тәрәпинен пайда етилген электр майданларының векторлық қосындысына тең. Басқа сөз бенен айтқанда хәр қыйлы зарядлар тәрәпинен пайда етилген электр майданы сол зарядлар тәрәпинен пайда етилген электр майданларының қосындысына тең екен. Электр майданының бул әхмийетли қәсийети *суперпозиция* қәсийети деп аталады.

Электр майданының суперпозиция қәсийетин электр тәсирлесиуі фактинен тиккелей келип шығатуғын нәтийже деп қарауға болмайды. Хәқыйкатында электр майданының бул терең қәсийети тәбияттың нызамы болып табылады. Бул қәсийеттиң болыуы тек ғана электр майданына тийисли болып қоймайтуғынлығын хәм физикада жүдә әхмийетли орын ийелейтуғынлығын аңғарыуымыз керек.

Суперпозиция қәсийетин курамалы денениң усы денеден алыс қашықлықлардағы электр майданын табыуға қолланамыз. Егер денени курайтутғын бөлекшелердің зарядлары e_1, e_2, \dots болса, онда r қашықлығында пайда болатуғын майданлар былай жазылады:

$$E_1 = \frac{e_1}{r^2}, \quad E_2 = \frac{e_2}{r^2}, \dots$$

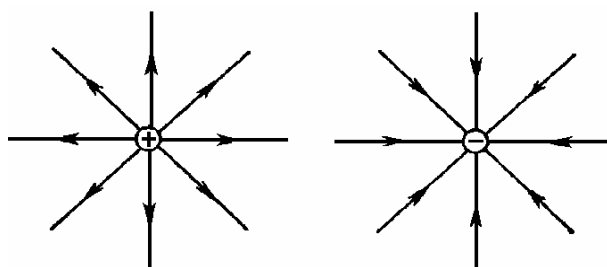
Денеден үлкен қашықтықтарда барлық қашықтықтарды бірдей деп, ал усы айырым бөлекшелерден берілген нокатқа караған бағытларды да бірдей деп караўға болады. Сонлықтан суперпозиция қасийетин E қосынды майданды табыў ушын пайдаланып E_1, E_2, \dots майданларын алгебралық қосамыз:

$$E = \frac{e_1 + e_2 + \dots}{r^2}.$$

Биз курамалы денениң зарядының заряды

$$e = e_1 + e_2 + \dots$$

болған денениң зарядынан айырмасының жоқ екенлигин көремиз. Басқа сөз бенен айтқанда курамалы денениң заряды усы денени курайтуғын бөлекшелердің зарядларының қосындысына тең хәм бул зарядлардың өз-ара жайласыўларына хәм қозғалысына байланысly емес екен. Бул тастыйықлаў *зарядтың сақланыў нызамы* деп аталады.

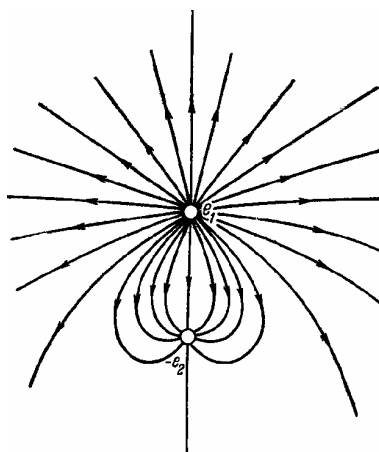


1-сүүрет

Улыўма жағдайда электр майданы нокаттан нокатқа өткенде шамасы жағынан да, бағыты бойынша да өзгерип курамалы характерге ийе болыўы мүмкин. Майданды графикалық түрде сүүретлеў ушын *электр күш сызықларынан* пайдаланыў мүмкин. Бул кеңисликтің хәр бир нокатында бар болған, усы нокатқа тәсир етиўши электр майданының бағытына ийе сызық болып табылады.

Егер майдан бир заряд тәрепинен пайда етилетуғын болса, онда күш сызықлары зарядтың белгисине байланысly усы зарядтан басланатуғын ямаса усы зарядқа келип киретуғын туўры сызықлар болып табылады (1-сүүрет).

Күш сызықларының анықламасынан кеңисликтің хәр бир нокатынан (бул нокатта зарядтың болмаўы керек) усы нокатта электр майданының тәсир етиў бағытында тек ғана бир күш сызығы өтетуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Басқа сөз бенен айтқанда кеңисликтің электр зарядлары жоқ нокатларында күш сызықлары бир бири менен кесилиспейди.



2-сүүрет

Турақлы майдандағы электр күш сызықтарының туйық болыуы мүмкін емес. Ғақыйқатында да күш сызығын бойлап зарядты көширгенде күш жол бағдарында болғанлықтан майдан күшлери тәрeпинен оң мәнисли жумыс исленеди. Сонлықтан егер туйық күш сызықлары болғанда усындай сызықларды бойлап зарядты көширип дәслепки аўхалға алып келингенде исленген жумыс нолге тең болмаған болар еди. Бул энергияның сақланыў нызамына қайшы келеди.

Солай етип күш сызықларының қандай да бир орында басланыўы ямаса үзилиўи яки шексизликке кетиўи керек. Күш сызықларының басланыў ямаса үзилиў нокатлары майданды пайда етиўши электр зарядлары болып табылады. Ал шексизликке келетуғын болсақ, майдан күш сызықларының еки ушының да шексизликке кетиўи мүмкін емес. Егер усындай болмағанда зарядты күш сызығы бойлап шексизликтен шексизликке шекем көширгенде майдан күшлери тәрeпинен базы бир жумыс исленген болар еди. Бундай жағдайдың орын алыўының мүмкиншилиги жоқ, себеби шексизликте потенциал энергияның мәниси нолге тең.

Сонлықтан күш сызығының бир ушы заряд болып табылады, ал еккинши ушы яки шексизликке кетеди, яки басқа бир зарядта орналасады. Усы жағдайда иллюстрациялаў ушын 2-сүүретте белгилери қарама-қарсы болған еки $+e_1$ ҳәм $-e_2$ зарядларының майданы келтирилген. Сүүрет e_1 зарядының e_2 ден үлкен болған жағдайына сәйкес келеди. Сонлықтан $+e_1$ зарядынан шыққан күш сызықларының бир бөлеги $-e_2$ зарядында тамам болады, ал басқа бөлеги шексизликке кетеди.

§ 19. Электростатикалық потенциал

Күш сыяқлы қандай да бир электр майданыда турған е зарядының потенциал энергиясы U да усы зарядтың шамасына туўра пропорционал, яғный

$$U = e \cdot \phi.$$

Бул аңлатпаға кириўши ҳәм бир бирлик зарядтың потенциал энергиясы болған - шамасы *электр майданының потенциалы* деп аталады.

Усы анықламаны электр майданының кернеўлигиниң анықламысы ($\mathbf{F} = e\mathbf{E}$, бул жерде \mathbf{F} арқалы е зарядына тәсир ететуғын күш белгиленген) менен салыстырсақ ҳәм күш пенен потенциал

энергия арасындағы қатнастың $F_s = -\frac{dU}{ds}$ екенлигин еске түсирсек, тап сондай аңлатпа бойынша майданның кернеуілігі менен потенциалының байланысқанлығын көреміз:

$$E_s = -\frac{d\phi}{ds}.$$

Бир биринен r қашықтығында тұрған екі e_1 хәм e_2 зарядларының потенциал энергиясының

$$U = \frac{e_1 e_2}{r}$$

ге тең екенлигин билеміз. Сонлықтан e_1 заряды тәрәпинен пайда етилген майданның усы зарядтан r қашықтығындағы потенциалы

$$\phi = \frac{e_1}{r}$$

болады. Зарядтан қашықласқанда потенциал қашықтықтың биринши дәрежесине кері пропорционал кемейеди.

Егер майдан бир емес, ал көп сандағы e_1, e_2, \dots зарядлары тәрәпинен пайда етилетуғын болса, суперпозиция принципинен кеңісликтің қандай да бир нокатындағы потенциалдың

$$\phi = \frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_2} + \dots$$

формуласы менен анықланатуғынлығы келип шығады.

e зарядын кеңісликтің потенциалы ϕ_1 болған нокатынан потенциалы ϕ_2 болған нокатына көшіргенде іспенген жұмыс зарядтың басланғыш хәм ақырғы нокатлардағы потенциаллардың айырмасына көбеймесине тең:

$$A_{12} = e(\phi_1 - \phi_2).$$

Кеңісликтің потенциаллары бирдей болған нокатлары базы бир бетти пайда етеди. Усындай бетлер *эквипотенциал* бетлер деп аталады.

Зарядты эквипотенциал бет бойынша көшіргенде майдан күшлери тәрәпинен іспенген жұмыс нөлге тең. Жұмыстың нөлге теңлігі күштің орын алмастырыуға перпендикуляр екенлигин билдиреди. Сонлықтан кеңісликтің хәр бир нокатындағы электр майданының кернеуілігі эквипотенциал бетке перпендикуляр деп тастыйықлауға болады. Басқа сөз бенен айтқанда күш сызықлары эквипотенциал бетлерге перпендикуляр. Мысалы нокатлық заряд жағдайында күш сызықлары заряд арқалы өтетуғын туурылар болады, ал эквипотенциал бетлер болып орайы усы нокатлық заряд болған концентрлік бетлер хызмет етеди.

Электр потенциалы төмендегидей өлшемге ийе:

$$[\phi] = [U]/[e] = \text{э}^{1/2} \text{см}^{1/2} \text{сек}^{-1}.$$

$1 \text{ э}^{1/2} \text{см}^{1/2} \text{сек}^{-1}$ шамасы СГСЭ бирліклер системасындағы потенциалдың бирлігі болып табылады. СИ системасында вольт (В) деп аталатуғын $1 \text{ э}^{1/2} \text{см}^{1/2} \text{сек}^{-1}$ шамасынан 300 есе киши болған басқа бирлік қолланылады.

$$1 \text{ в} = \frac{1}{300} \text{ потенциалдың СГСЭ бирлиги.}$$

Егер шамасы 1 кулонға тең заряд потенциаллар айырмасы 1 в болған бір нокаттан екінші нокатқа көшірілгенде майдан күшлери тәрәпинен ісленген жұмыс $3910^9 \frac{1}{300} = 10^7 \text{ эрг}$, яғный бір джоулге тең жұмыс ісленеди:

$$1 \text{ к9в} = 1 \text{ дж.}$$

§ 20. Гаусс теоремасы

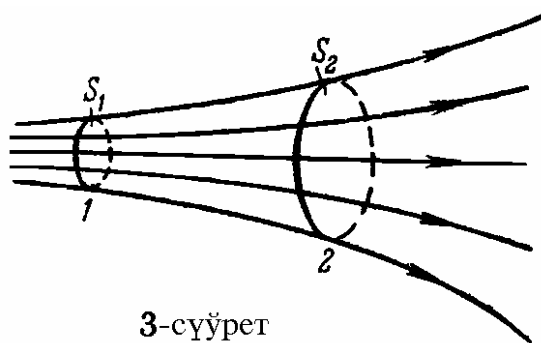
Енди әхмийети жоқары болған электр майданының *ағысы* түсинигин киргиземиз. Бул түсиникке көргизбели түр бериў ушын майдан тәрәпинен ийеленген кеңисликтің кеўлимизде хәр нокатында тезлиги усы нокаттағы электр майданының кернеўлигиниң шамасы менен тең келетуғын базы бир суйықлық пенен толтырылған деп қабыл етемиз. Тақыт бирлигиндеги қандай да бир бет арқалы ағып өтетуғын суйықлықтың көлеми усы бет арқалы ағып өтиўши электр майданының ағысын береді.

Нокатлық е заряды тәрәпинен радиусы r болған сфералық бет арқалы ағып өтиўши электр майданының ағысын анықлаймыз (е заряды усы сфераның орайында жайласқан деп есаплаймыз). Кулон ызамаы бойыша бул жағдайдағы майданның кернеўлиги $E=e/r^2$ қа тең. Сонлықтан кеўлимиздеги суйықлықтың да ағысы да e/r^2 қа тең болады, ал ағыс болса усы шаманы сфераның бети $4\pi r^2$ қа көбейткенге тең. Солай етип майданның ағысы мынаған тең:

$$E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi e.$$

Бул жерде ағыстың сфераның радиусынан ғәрезсиз, ал тек заряд бойынша анықланатуғынлығын көремиз. Егер сфераны басқа бир туйық бет пенен алмастырғанда да электр майданының ағысының өзгермей қалатуғынлығын хәм $4\pi e$ ге тең болатуғынлығын көрсетиўге болады. Бул жағдай Кулон ызамаында қашықлықтың квадратына кери пропорционаллықтың турғанлығының нәтийжеси болып табылады.

Енди бир емес, ал бир қанша зарядлар тәрәпинен пайда етилген электр майданының ағысын қараймыз. Бул ағысты электр майданының суперпозиция қәсийетин қолланыў арқалы табыўға болады. Ықтыярлы түрдеги туйық бет арқалы ағыс усы бет ишинде жайласқан айырым зарядлардан келетуғын ағыслардың қосындысына тең екенлиги өз-өзинен түсиникли. Хәр бир ағыс зарядты 4π ге көбейткенге тең болатуғын болғанлықтан туйық бет арқалы толық ағыс усы беттиң ишинде жайласқан зарядлардың алгебралық суммасын 4π ге көбейткенге тең. Бундай жағдай *Гаусс теоремасы* деп аталады.



3-сүрөт

Егер туйук беттин ишинде зарядлар болмаса ямаса зарядлардын косындысы нолге тең болса, онда бул бет аркалы отиуши электр майданынын агысы нолге тең болады.

Күш сызыкларынын киши дестесин карайык хэм усы дестенин өзи күш сызыкларынан туратуғын бет пенен шекленген болсын (3-сүрөт). Усындай дестени (бундай дестени күш найы деп те атаймыз) 1 менен 2 аркалы белгиленген еки эквипотенциал бетлери менен кесемиз және күш найынын каптал бети хэм сол эквипотенциал бетлер аркалы пайда етилген туйук бет аркалы агысты аныклаймыз. Екинши тәрөптен каптал бетлер аркалы агыс та нолге тең екенлиги айкын; сонлыктан 1 хэм 2 бетлери аркалы агыслар өз-ара тең болыуы керек. Көргизбелилик ушын бизиң күш сызыкларымыздың дестесин суйыклықтың агысы менен салыстырамыз.

1 хэм 2 кесе-кесимлердеги майданның кернеулиликлерин E_1 хэм E_2 аркалы, ал сол кесе-кесимлердин майданларын сәйкес S_1 хэм S_2 аркалы белгилеймиз. Күш найын киши деп есаплағанлыктан кесе-кесимлер бойынша E_1 менен E_2 лер өзгермейди деп болжауға болады. Сонлыктан 1 хэм 2 бетлери аркалы агыслардың теңлигин былайынша жазамыз:

$$S_1 E_1 = S_2 E_2$$

(майдан эквипотенциал бетлерге перпендикуляр болғанлыктан агыс майдан кернеулилиги менен беттин майданының көбөймесине тең). Демек S_1 кесе-кесими аркалы өтөтуғын күш сызыкларының саны N_1 диң шамасы S_2 кесе-кесими аркалы өтөтуғын күш сызыкларының саны N_2 ге тең хэм сонлыктан мына аңлатпаны жаза аламыз:

$$\frac{N_1}{S_1 E_1} = \frac{N_2}{S_2 E_2}.$$

$n_1 = N_1/S_1$ менен $n_2 = N_2/S_2$ шамалары күш сызыкларына перпендикуляр болған 1 хэм 2 бетлерининиң бир бирлиги аркалы отиуши күш сызыкларының саны. Солай етип күш сызыкларының тығызлығының ямаса жийилигиниң майданның кернеулилигине пропорционал екенлигин көремиз:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{E_1}{E_2}.$$

Солай етип майданды күш сызыклары жәрдемінде графикалык сүүретлеу майданның бағытын да көрсетеди хэм оның шамасы ҳаққында айтыуға мүмкиншилик береді. Күш сызыклары жийи орынларда электр майданының кернеулилиги үлкен, ал күш сызыклары сийрек орынларда электр майданы әззи.

§ 21. Эпиўайы жағдайлардағы электр майданлары

Бир қатар жағдайларда Гаусс теоремасы курамалы зарядланған денелер тәрeпинен пайда етилген майданды табыўға мүмкиншилик бeреди. Бундай жағдайларда усы курамалы денелердеги зарядлар жеткиликли дәрежеде симметриялы болып жайласқан болыўы шәрт.

Биринши мысал ретинде биз симметриялы зарядланған шардың майданын анықлаймыз. Бундай шардың майданы оның радиуслары бойынша бағытланған болып, тек шардың орайына шекемги қашықлықтан ғәрезли болады. Буннан шардың сыртындағы майданды аңсат есаплаўға болады. Орайы зарядланған шардың орайы менен бир ноқатта жайласқан радиусы r болған сфералық бет арқалы майданның ағысын анықлаймыз. Бул ағыстың $4\pi r^2 E$ екенлиги өз-өзинен айқын. Екинши тәрeптен Гаусс теоремасы бойынша ағыс $4\pi e$ ге тең (e арқалы шардың заряды белгиленген). Сонлықтан $4\pi r^2 E = 4\pi e$ хәм буннан

$$E = \frac{e}{r^2}.$$

Демек шардың сыртындағы майдан заряды шардың зарядына тең хәм усы шардың орайында жайласқан ноқатлық зарядтың майданындай болады екен. Усыған сәйкес усындай майданның потенциалы ноқатлық зарядтың потенциалындай болады:

$$\varphi = \frac{e}{r}.$$

Шардың ишиндеги майдан усы шарда зарядлардың қалай жайласқанлығына байланыслы. Егер зарядлар шардың тек бетинде жайласқан болса шардың ишиндеги майдан нолге тең болады.

Егер заряд шардың ишинде ρ тығызлығы менен тең өлшеўли тарқалған болса (ρ дегенимиз шардың көлем бирлигиниң заряды болып табылады). Онда шардың ишиндеги майдан шардың ишинде жайласқан радиусы r болған шарға қолланылған Гаусс теориясы жәрдемінде анықланады:

$$E 4\pi r^2 = 4\pi e_r.$$

Бул жерде e_r арқалы сфералық беттиң ишинде жайласқан заряд белгиленген. Бул заряд зарядтың тығызлығы менен r радиуслы сфераның көбеймесине тең, яғный $e_r = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho$. Солай етип

$$E 4\pi r^2 = 4\pi \frac{4\pi}{3} r^3 \rho.$$

Буннан

$$E = \frac{4\pi}{3} r \rho.$$

Биз көлеми бойынша тең өлшемли зарядланған шардың ишиндеги майданның оның орайына шекемги аралықтан пропорционал, ал шардың сыртында болса қашықлықтың квадратына кери пропорционал екенлиги көрдик. 4-сүўретте усындай шардың майданының шардың орайына шекемги қашықлыққа ғәрезлилиги көрсетилген сүўретте а арқалы шардың радиусы белгиленген).

Екинши мысал ретинде туўры сызыклы сымның майданын анықлаймыз. Бул сым бойынша зарядлар тең өлшеўли тарқалған болсын. Сымның узынлығын жеткиликли дәрежеде узын деп есаплап оның ушларының тәсирин есапқа алмаймыз, яғный сымды шексиз узын деп есаплаймыз.

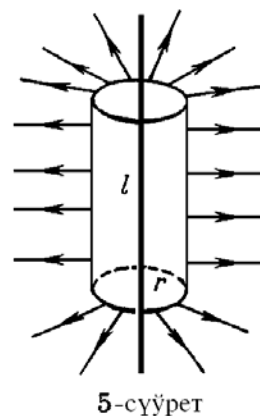
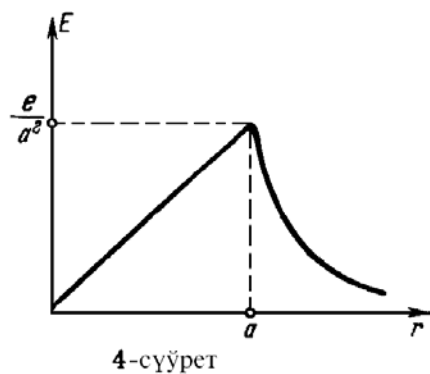
Симметрия көз-қарасы бойынша усындай сым тәрәпинен пайда етилген майданның сымның узынлығы бағытында қураўшыларға ийе болыўы мүмкин емес (себеби төмен ямаса жоқары қараған еки тәрәп те бир бирине эквивалент). Сонлықтан майдан барлық нокатларда да сымға перпендикуляр бағытланған болыўы керек. Усы жағдайлардан пайдаланып сымның майданын аңсат анықлаймыз. Буның ушын радиусы r хәм узынлығы l болған көшери усы сым болған цилиндрдің бети арқалы ағысты анықлаймыз (5-сүўрет). Майдан цилиндрдің көшерине перпендикуляр болғанлықтан цилиндрдің ултанлары арқалы ағыслар нолге тең. Сонлықтан толық ағысты анықлаў цилиндрдің қаптал бетлери арқалы ағысты анықлаўға алып келинеди. Бул ағыстың $E 2\pi r l$ ге тең екенлиги айқын көринип тур. Екинши тәрәптен Гаусс теоремасы бойынша бул ағыс $4\pi e$ ге тең (e арқалы l узынлығындағы сымның заряды белгиленген). Егер q арқалы сымның узынлығының бир бирлигиндеги заряд белгиленген болса $e = ql$ екенлигин түсиниў аңсат. Солай етип

$$2\pi r l E = 4\pi e = 4\pi ql.$$

Буннан

$$E = \frac{2q}{r}.$$

Солай етип тең өлшеўли зарядланған сымның майданының усы сымнан қашықлық r ге кери пропорционал екенлигин көремиз.



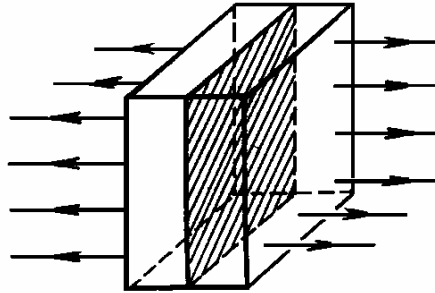
Енди бул майданның потенциалын анықлаймыз. E ниң радиал бағыттағы проекциясы E_r усы E ниң мәниси менен бирдей. Кернеўилик пенен потенциал арасындағы улыўмалық катнастан

$$-\frac{d\varphi}{dr} = E = \frac{2q}{r}.$$

Буннан

$$\varphi = -2q \ln r + \text{const.}$$

Бул жағдайда потенциалдың сымға шекемги қашықтықтан логарифмик ғәрезлилікке ийе болатуғынлығы көреміз. Бул формуладағы константаны анықлау үшін потенциалдың шексизлікте нолге тең болуы шәртин қоллана алмаймыз. Себеби жазылған аңлатпа $rK\phi$ те шексизлікке айналады. Бул жағдай сымды шексиз узын деп алғанның нәтийжеси болып табылады хәм алынған формуладан сымның узынлығынан r киши болған жағдайларда ғана пайдаланыудың мүмкин екенлигин билдиреди.



6-сүўрет

Енди бир текли зарядланған шексиз тегисликтің майданын табамыз. Симметрия көз-карасынан бундай тегисликтің майданының тегислікке перпендикуляр хәм усы тегисликтің еки тәрeпинде де бирдей қашықтықларда бирдей мәниске ийе (бирақ бағытлары бир бирине қарсы) болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли.

6-сүўретте көрсетилгендей туўры мүйешли параллелопипедтің туйық бети арқалы майданның ағысын қараймыз. Параллелопипедтің еки қапталы зарядланған тегислікке параллал болсын. Тек усы қапталлары ғана ағыс нолге тең болмайды. Сонлықтан Гаусс теоремасы бойынша

$$2SE = 4\pi e = 4\pi Si.$$

Бул жерде S қапталдың майданы, i арқалы тегисликтің майдан бирлигине сәйкес келиўши заряд белгиленген (буны зарядтың бетлик тығызлығы деп атаймыз). Солай етип

$$E = 4\pi i.$$

Биз шексиз үлкен тегисликтің майданының усы тегислікке шекемги қашықтықтан ғәрезли емес екенлиги көреміз. Басқа сөз бенен айтқанда зарядланған тегислик еки тәрeпинде де бир текли майдан пайда етеди. Ал усындай тегисликтің потенциалы болса сол тегислікке шекемги қашықтық r дің сызықты функциясы болады:

$$- = -2\pi i x + \text{const.}$$

§ 22. Гравитациялық майдан

Электрлик тәсир етисиў менен бир қатар тәбиятта *гравитациялық тәсирлесіу* үлкен әхмийетке ийе. Гравитациялық тәсирлесіу денелердің электрлик зарядларынан ямаса нейтраллығынан ғәрезсиз болып, бул тәсирлесіу бәрше денелерге тән хәм денелердің массалары

бойынша анықланады. Гравитациялық тәсір етисіудің мәнісі мынадан ибарат: барлық денелер бір бири менен тартысады, ал тәсір етисіу күші сол денелердің массаларының көбеймесине туура пропорционал.

Егер денелерди материаллық нокатлар деп қарайтуғын болсақ гравитациялық тәсір етисіу күші усы нокатлар арасындағы қашықтықтың квадратына кери пропорционал, ал олардың массаларының көбеймесине туура пропорционал болады. Денелердің массаларын m_1 хәм m_2 арқалы, ал олар арасындағы қашықтықта r арқалы белгилесек, онда усы еки дене арасындағы гравитациялық күшти былай жазамыз:

$$F = -G \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Бул жерде G тәсірлесиуши денелердің тәбиятына байланыслы емес универсаллық пропорционаллық коэффициенті. Минус белгиси F күшинің тартысу күші екенлигин билдиреди. Жазылған формула *Ньютонның тартылыс ызамын* аңлатады.

G шамасы *гравитациялық турақлы* деп аталады. Жоқарыда жазылған формула бойынша G шамасының массалары 1 г болған денелер бір биринен 1 см қашықтықта турғандағы гравитациялық тартысу күші екенлиги көринип тур. Гравитациялық турақлы төмендегидей өлшемге ийе:

$$[G] = \frac{[F][r]^2}{[m]^2} = \frac{(г * см * сек^{-2})см^2}{г^2} = \frac{см^3}{г * сек^2}$$

хәм

$$G = 6.67910^{-8} \frac{см^3}{г * сек^2}.$$

G ның жүдә киши мәнісі тек массалар үлкен болғанда ғана гравитациялық күшлердің шамасының сезилерліктей болатуғынлығын көрсетеди. Усындай себеплерге байланыслы гравитациялық тәсірлесиу атомлар менен молекулалардың механикасында хеш қандай әхмийетке ийе болмайды. Массаның өсиуі менен гравитациялық тәсірлесиудің тутқан орнының әхмийети жоқарылайды хәм Ай, планеталар хәм басқа да аспан денелеринің қозғалыслары толығы менен гравитациялық күшлер тәрпинен анықланады.

Ньютонның тартылыс ызамының математикалық жазылуы нокатлық зарядлар ушын Кулон ызамының математикалық жазылуы менен уксас. Гравитациялық күш те, электрлік күш те материаллық нокатлар арасындағы қашықтықтың квадратына кери пропорционал. Гравитациялық тәсірлесиудеги массаның орнында электрлік тәсірлесиуде заряд турады. Бирак зарядлардың белгисине ғәрезли тартысу да, ийтерисиу де күші болып табылатуғын электрлік күшлерден парқы, гравитациялық күшлер барлық уақытта да тартылыс күшлери болып табылады.

Кулон ызамындағы пропорционаллық коэффициентин биз бирге тең етип алдық хәм усындай жоллар менен зарядтың бирлигин сайлап алдық. Ньютонның тартылыс ызамында да усындай жол менен жүриуимиз мүмкин. Гравитациялық турақлыны бирге тең етип алып масса ушын базы бир бирликти алған болар едик. Әлбетте бул бирлик *см* хәм *сек* ларға салыстырғанда

тууынды бирлик болып шыққан хэм массаның өлшеми $\frac{см^3}{сек^2}$ болар еди. Массасы массаның

бундай жаңа бирлигине тең болған дене 1 см қашықтықта турған тап сондай денеге 1 $\frac{см}{сек^2}$

тезлениу береді. Массаның усындай бирлиги μ арқалы белгилеп биз былайынша жазамыз:

$$G = 6.67910^{-8} \frac{см^3}{г * сек^2} = 1 \frac{см^3}{\mu * сек^2}.$$

Буннан $\mu = 1.5910^7 г = 15$ тонна. Бул бирликтің қолайсыз екенлиги түсиникли хэм сонлықтан ол қолланылмайды. Бірақ биз принципінде бирден бир ықтыярлы бирликлер узынлық пенен уақыт болған бирликлер системасын дүзиудің мүмкин екенлигин көрдик. Бундай жағдайда басқа шамалар ушын (масса ушын да) тууынды бирликлер дүзіледі. Бирликлердің усындай системасы практикада қолланылмайлы, бірақ сондай системаны дүзиудің мүмкиншилиги СГС системасының шәртли түрде сайлап алынғанлығын және бир рет көрсетеді.

Гравитациялық тәсирлесіудеги күш ушын аңлатпаға ийе бола отырып оның потенциал энергиясы U ды аңсат анықлауға болады. Хәқыйқатында да U менен F ти байланыстыратуғын

$$-\frac{dU}{dr} = F = -G \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

улыұмалық қатнасын жазып

$$U = -G \frac{m_1 m_2}{r}$$

екенлиги аламыз. Биз бул жерде шексиз үлкен қашықтықта потенциал энергияны нолге тең деп алып ықтыярлы турақлы қосылыушыны нолге теңедик. Бул алынған формула электрлик тәсирлесіудеги потенциал энергия ушын жазылған

$$U = \frac{e_1 e_2}{r}$$

формуласына уксас.

Биз жоқарыда еки материаллық нокаттың гравитациялық тәсирлесіудеги күш хэм потенциал энергиялар ушын формулаларды жаздық. Бул формулалар егер ара қашықтықтары өлшемлеринен әдеуір үлкен болған қәлеген формадағы денелер ушын дурыс. Ал сфералық формаға ийе денелер жағдайында жазылған формулалар қәлеген қашықтықтар ушын дурыс болады (бундай жағдайда r сфералардың орайлары арасындағы қашықтыққа тең).

Бөлекшеге тәсир етиуши күштің усы бөлекшениң массасына тууы пропорционаллығы электр майданындағыдай *гравитациялық майданның кернеулиги* хәққындағы түсиникти киргизиуге мүмкиншилик береді. Массасы m болған денеге тәсир етиуши F күшин былайынша көз алдымызға келтиремиз:

$$F = mg.$$

Бул жерде g арқалы майданды пайда етиуши денелердің массаларынан хэм өз-ара орналасуларынан ғәрезли болған майданның кернеулиги белгиленген.

Гравитациялық майдан математикалық жақтан электр майданының Кулон ызамаыны ұқсас Ньютонның ызамаына бағынатуғын болғанлықтан гравитациялық майдан ушын да Гаусс теоремасы дурыс болады. Бул жердеги айырма соннан ибарат, Кулон ызамаындағы зарядтың орнына массаның гравитациялық турақлыға көбеймеси турады. Солай етип туйық бет бойынша гравитациялық майданның ағысы $-4\pi mG$ ға тең болып. Бул жерде m арқалы беттің ишіндеги барлық массалардың қосындысы белгиленген; минус белгиси тартысыу күшинің тартысыу характерине ийе болыуының салдарынан пайда болған.

Усы теоремадан пайдаланып, мысалы, бир текли шардың ишіндеги гравитациялық майданның кернеулигин анықлау мүмкин. Бул мәселе 21-параграфта гәп етилген бир текли зарядланған шар ҳаққындағы мәселеге сәйкес келеди. Сол жерде алынған нәтийжелерди пайдаланып дәрхәл былайынша жаза аламыз:

$$g = -\frac{4\pi}{3} G\rho r.$$

Бул жерде ρ арқалы шардың массасының тығызлығы белгиленген.

Жер бетинің қасындағы тартылыс күшин *денениң салмағы* деп атайды (оны P арқалы белгилеймиз). Денеден Жердің орайына шекемги қашықтықты $R + z$ арқалы белгилеймиз (R Жердің радиусы, z денениң Жер бетинен бийиклиги). Егер денениң бийиклиги z Жердің радиусы R ден салыстырмас дәрежеде киши болса, онда z ти есапқа алмауға болады хәм денениң салмағы

$$P = G \frac{mM}{r^2},$$

бул жерде M арқалы Жердің массасы белгиленген.

Егер бул формуланы

$$P = mg$$

түрінде жазсақ

$$g = -\frac{GM}{R^2}.$$

Бул жағдайдағы g турақлы шамасын *салмақ күшинің тезлениуі* деп атайды. Бул Жердің тартылыс майданындағы *еркин түсиудеги тезлениуге* (*еркин түсиу тезлениуі* деп те атаймыз) тең.

Салмақ күши турақлы деп есапланатуғын анық бир z бийиклигиндеги денениң потенциал энергиясы

$$U = Pz = mgz$$

формуласы менен аңлатылады. Бул бир текли майдандағы потенциал энергия ушын 10-параграфта алынған формуладан көринип тур. Бул жағдайда күш төменге, яғный z тиң кемейиу бағытына қарай бағытланған.

Ғақыйқатында салмақ күши тезлениу g Жер бетинің хәр қыйлы ноқатларында хәр қыйлы. Себеби Жер дәл сфералық формаға ийе емес. Буннан басқа мыналарды да еске алыу керек: Жердің өз көшери дөгерегинде айланыуының салдарынан денеге салмақ күшине қарама-қарсы бағытта орайдан қашыушы күш те тәсир етеди. Сонлықтан бизиң түсиниклеримизге қосымша

салмак күшинин эффективлик тезлениўин киргизиўимиз керек. Бул тезлениўдин мәниси гипотезалык тыныш турған Жердеги тезлениўден киши болады. Жер полюсларында бул тезлениў $g = 983.2 \frac{см}{сек^2}$, ал экваторда $g = 978.0 \frac{см}{сек^2}$.

Гейпара жағдайларда g физикалык шамалардын бирликлерин анықлаўда қатнасады (мысалы күштин ҳәм жумыстың бирликлерин анықлаўда). Бундай мақсетлерде стандарт мәниси болған

$$g = 980.665 \frac{см}{сек^2}$$

мәнисинен пайдаланады. Салмак күшинин тезлениўи болған g ның бундай мәниси 45° кеңисликте алынады.

§ 23. Эквивалентлик принципи

Тартылыс күшинин усы күш тәсир ететуғын бөлекшениң массасына пропорционаллыгы ($F=mg$) оғада терең физикалык мәниске ийе.

Бөлекше тәрәпинен алынатуғын тезлениў усы бөлекшеге тәсир етиўши күшти бөлекшениң массасына бөлгенге тең болғанлықтан гравитациялык майдандағы бөлекшениң тезлениўи w усы майданның кернеўилиги менен сәйкес келеди:

$$w = g,$$

яғный бөлекшениң массасынан ғәрезли емес. Басқа сөз бенен айтқанда гравитациялык майдан оғада әҳмийетли қәсийетке ийе болады: бундай майданда барлық денелер массаларынан ғәрезсиз бирдей тезлениў алады (бул қәсийет биринши рет Галилей тәрәпинен Жердин салмак майданындағы денелердин кулап түсиўин изертлеўдин нәтийжесинде анықланды).

Денелердин тап сол сыяклы қәсийетин егер олардың қозғалысларын инерциал емес есаплаў системасы көз-қарасында қарағанда сыртқы күшлер тәсир етпейтуғын кеңисликте де бақлаған болар едик. Жулдызлар аралык кеңисликте еркин қозғалатуғын ракетаны көз алдымызға келтирейик. Бундай жағдайларда ракетаға тәсир ететуғын тартысыў күшлерин есапқа алмаўға болады. Усындай ракетаның ишиндеги барлық денелер ракетаның өзине салыстырғанда қозғалмай тынышлықта турған болар еди (ракетаның ортасында ҳеш нәрсеге тиймей-ақ тынышлықта турған болар еди). Егер ракета w тезлениўи менен қозғала басласа барлық денелер ракетаның артына қарай $-w$ тезлениўи менен «кулап» түсер еди. Ракетаның ишиндеги денелер ракетаның тезлениўсиз-ақ, бирақ кернеўилиги $-w$ ға тең болған гравитациялык майданда қозғалғанда да $-w$ тезлениўи менен тап жоқарыдағыдай тақлетте «кулаған» болар еди. *еш бир эксперимент бизин тезлениўши ракетада ямаса турақлы гравитациялык майданда турғанымызды айыра алмаған болар еди.

Денелердин гравитациялык майдан менен инерциал емес есаплаў системасындағы қәсийетлери арасындағы уқаслық *эквивалентлик принципи* деп аталатуғын принциптин мазмунын

қурайды (бул уқсаслықтың фундаменталлық мәнісін салыстырмалылық теориясына тийкарланған тартылыс теориясында түсіндіріледі).

Жоқарыдағы баянлаудың барысында тартылыс майданынан еркін болған кеңістікте қозғалатуғын ракета қаққында гәп еттик. Бул талқылауларды, мысалы, Жердің гравитациялық майданында қозғалыушы ракетаны қарау арқалы дауам еттириуимиз мүмкін. Усындай майданда «еркін» (яғный двигателсиз) қозғалатуғын ракета майданның кернеуілиги g ға тең болған тезлениу алады. Бундай жағдайда ракета инерциал емес есаплау системасы болып табылады. Бул жағдайда ракетаға салыстырғандағы қозғалысқа инерциал емесликтің тәсірін тартылыс майданының тәсірі компенсациялайды. Нәтийжеде «салмақсызлық» халы жүзеге келеді, яғный ракетадағы предметлер тартылыс майданы жоқ жағдайдағы инерциал есаплау системасында қозғалғандай болып қозғалады. Солай етип сайлап алынған инерциал емес есаплау системасын сайлап алыу арқалы (биз қараған жағдайда тезлениу менен қозғалыушы ракетаға салыстырғанда) гравитациялық майданды «жоқ» қылыу мүмкін. Бул жағдай сол эквивалентлик принципін басқа аспекти болып табылады.

Тезлениуші қозғалыстағы ракетаның ишіндегі тартылыс майданы бир текли, яғный ракетаның ишіндегі барлық орынларда кернеуілики w бирдей мәніске ийе. Бирақ усыған карамастан хақыйқый гравитация майданы барлық уақытта бир текли емес. Сонлықтан инерциал емес есаплау системаларына өтиу арқалы гравитациялық майданды жоқ етиу майдан жүдә киши өзгеріске ушырайтуғын кеңістіктің үлкен емес бөлімлерінде әмелге асырылады. Бундай мәністе гравитациялық майдан менен инерциал емес есаплау системасының эквивалентлиги «жергиликли» («локаллық») характерге ийе.

§ 24. Кеплер қозғалысы

Бир бирине Ньютонның тартылыс нызамы бойынша тартысатуғын еки дененің қозғалысын қараймыз. Денелердің биреуінің массасы M екинши дененің массасы m нен әдеуір үлкен деп болжаймыз. Егер усы еки дене арасындағы қашықлық r сол денелердің өлшемлеринен үлкен болса, онда биз m материаллық ноқатының қозғалмайтуғын M ноқаты пайда еткен орайлық гравитациялық майданындағы қозғалысы қаққындағы мәселеге ийе боламыз.

Орайы майданның орайында болған (яғный M денесінің орайында) шеңбер бойынша тең өлшемлі қозғалыс бундай майдандағы ең әпиуайы қозғалыс болып есапланады. Бундай жағдайда тезлениу (бизлер тезлениудің v^2/r ге тең екенлигин билемиз, v арқалы m ноқатының тезлиги белгиленген) орайға қарай бағытланған. Егер усы тезлениуді m ге көбейтсек бөлекшеге M массалы дене тәрәпинен тәсір ететуғын күшти аламыз:

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{mM}{r^2}.$$

Буннан

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}}.$$

Бул формуланы пайдаланып Жер дөгерегинде айланып жүрген Жердің жасалма жолдасының тезлигин табыу мүмкін. Бул жағдайда r ди Жердің радиусы R менен алмастырып, $\frac{GM}{R^2}$ тың салмақ күшінің тезлениуі g екенлиги еске түсирсек Жердің жасалма жолдасы ушын (спутник ушын) аңлатпа аламыз (*биринши космослық тезлик* деп аталатуғын тезликти табамыз):

$$v_1 = \sqrt{\frac{GM}{R}} = \sqrt{gR}.$$

Бул аңлатпаға $g = 980 \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$, $R = 6500 \text{ км}$ мәніслерин қойсақ $v_1 = 8 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ екенлигине ийе боламыз.

Тезлик v ушын алынған формула орбитаның радиусы r хәм айланыу дәуири T арасындағы қатнасты анықлауға мүмкіншилик береді.

$$v = \frac{2\pi r}{T}$$

деп есаплап

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{GM} r^3.$$

Биз бул жерде айланыу дәуіринің квадратының орбита радиусының кубына пропорционал екенлигин көреміз. Бундай қатнас *Кеплердің үшінши ызамамы* деп аталады (астроном И.Кеплер XVII әсирдің басында планеталардың қозғалыстарын бақлау арқалы гравитациялық тәсіресіуің салдарынан еки дененің қозғалысының тийкарғы ызамларын ашты, бундай қозғалыстарды Кеплер қозғалыстары деп атайды). Бул ызамлар (орайлық майдандағы қозғалыстағы секторлық тезликтің турақлылығы ызамамы 16-параграфта қаралды хәм ол Кеплердің екинши ызамамы деп аталады). Ньютон тәрепинен пүткіл дүньялық тартылыс ызамамының ашылыуында әхмийетли орын тутты.

Енди массасы m болған бөлекшенің энергиясын анықлаймыз. Бизлердің билиуимізше оның потенциал энергиясы

$$U = -\frac{GMm}{r}.$$

U ға $\frac{mv^2}{2}$ кинетикалық энергияны қосып ўақыт бойынша өзгермейтуғын бөлекшенің толық энергиясын аламыз:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{GMm}{r}.$$

Шеңбер бойынша қозғалғанда

$$mv^2 = \frac{GMm}{r}$$

хәм сонлықтан

$$E = -\frac{mv^2}{2} = -\frac{GMm}{2r}.$$

Бул жерде биз шеңбер бойынша қозғалғанда бөлекшениң толық энергиясының терис мәниске ийе болатуғынлығын көреміз. Бул 13-параграфта алынған нәтижелер менен толық сәйкес келеди (егер шексизликте потенциал энергия нолге тең болса, онда $E < 0$ де қозғалыс финитлик, ал $E > 0$ де қозғалыс инфинитлик болады деген нәтиже).

Биз

$$F = G \frac{mM}{r^2}$$

тартысыу күшиниң тәсириндеги әпиуайы шеңбер тәризли қозғалысты қарадық. бірақ бундай майданда бөлекше эллипс, гипербола хәм парабола тәризли орбиталар бойынша да қозғала алады. Бул конуслық кесе-кесимлердиң барлығы ушын фокуслардың бири (парабола ушын бирден бир фокус) күшлердиң орайында жайласады (*Кеплердиң биринши нызамының* мазмуны усыннан ибарат). Эллипс тәризли орбиталар ушын толық энергияның терис мәнисі сәйкес келеди $E < 0$ (бул жағдайда қозғалыс финитлик). Гиперболалық орбиталарға толық энергияның оң мәнисі сәйкес келеди ($E > 0$). Парабола тәризли орбита бойынша қозғалғанда $E = 0$. Бундай жағдайда шексизликтеги бөлекшениң тезлиги нолге тең болды.

Бөлекшениң толық энергиясы ушын жазылған формуланы пайдаланып спутниктиң параболалық орбита бойынша қозғалыуы ушын (яғный спутниктиң Жердиң тартысынан шығып кетиуі ушын) зәрүрли болған минималлық тезликтің мәнисін есаплау мүмкин.

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{GMm}{r}$$

формуласында $r = R$ деп есаплап хәм E ни нолге теңеп *екинши космослық тезлик* деп аталатуғын тезликти аламыз:

$$v_2 = \sqrt{2 \frac{GM}{R}} = \sqrt{2gR}.$$

Биринши космослық тезлик ушын жазылған формула менен салыстырыу мынаны көрсетеди:

$$v_2 = \sqrt{2} v_1 = 11.2 \frac{\text{км}}{\text{сек}}.$$

Енди эллипс тәризли орбиталардың параметрлериниң қалай анықланатуғынлығын көрсетеміз. Шеңбер тәризли орбитаның радиусын бөлекшениң энергиясы арқалы аңлатыу мүмкин:

$$R = \frac{\alpha}{2|E|}.$$

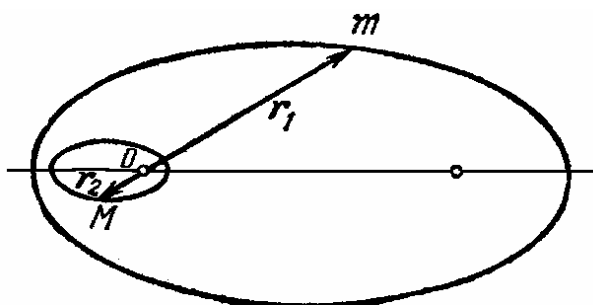
Бул жерде $\alpha = GmM$ белгилеуі қабыл етилген. Эллипс тәрізлі орбита бойынша қозғалғанда эллипстің үлкен ярым көшери a да тап сондай формула бойынша анықланады:

$$a = \frac{\alpha}{2|E|}.$$

Ал киши ярым көшер b тек энергияға емес, ал момент L ге де ғәрезли:

$$b = \frac{L}{\sqrt{2m|E|}}.$$

L қаншама киши болса эллипс те соншама созылған болады (турақлы энергияның мәнісінде).



7-сүўрет

Эллипс бойынша айланыў дәўири тек энергиядан ғәрезли болып эллипстің үлкен ярым көшери арқалы аңлатылады:

$$T^2 = \frac{4\pi^2 m}{\alpha} a^3.$$

Усы ўақытқа шекем бир денениң массасы M екінши денениң массасы m нен әдеўир үлкен болған жағдайды қарадық. Сонлықтан M массалы денени қозғалмайды деп есапладық. Ҳақыйқатында еки дене де қозғалады. Қала берсе инерция орайы системасында еки дене де геометриялық жақтан бир бирине уқсас болған инерция орайында улыўмалық фокусқа ийе конуслық кесе-кесимлерге сәйкес келиўши орбиталар бойынша қозғалады. 7-сызылмада өлшемлери денелердің массаларына кери пропорционал болған геометриялық жақтан бир бирине уқсас эллипслер көрсетилген. Жоқарыда жазылған a ҳәм b ярым көшерлери ушын жазылған аңлатпалар «келтирилген» бөлекшелердің траекториясына тийисли болып, тек олардығы m ди

$$\mu = \frac{mM}{m+M}$$

ге алмастырыў керек. Ал α ның мәніси бурынғысынша қалады ($\alpha = GmM$).

III Бап. Қатты денениң қозғалысы

§ 25. Қатты денениң қозғалысының түрлери

Усы ўақытларға шекем берілген жағдайларда материаллық нокат деп қараўға болатуғын денелердің қозғалысын көрдик. Енди шекли өлшемлери әхмийетли болған денелердің қозғалысларын көремиз. Бундай жағдайда денелерди *қатты денелер* деп қараймыз. Механикада қатты дене деп қозғалыстың барысында бөлекшелериниң арасындағы қашықлықлар өзгермейтуғын денеге айтады. Қозғалыста бундай дене бирден бир пүтин түринде қалады.

Қатты денениң қозғалыстың барысында өз-өзине параллель болып қалатуғын қозғалысы ең әпиўайы қозғалысы болып табылады. Бундай қозғалыс *илгерилемели қозғалыс* деп аталады. Мысалы компасты горизонталлық тегислик бойынша әсте ақырын қозғалтатуғын болсақ, онда оның стрелкасы түсликтен арқаға қарай барлық ўақытта да бағытын сақлап илгерилемели қозғалады.

Қатты денениң илгерилемели қозғалысында оның барлық нокатлары бирдей тезликке, бир биринен базы бир аралықларға аўысқан бирдей формадағы траекторияларға ийе болады.

Қатты денениң басқа түрдеги әпиўайы қозғалысы денениң көшер дөгерегиндеги айланысы болып табылады. Айланыў барысында денениң хәр қыйлы нокатлары айланыў көшерине перпендикуляр болған тегисликлерде шеңберлер сызады.

Егер dt ўақыты ишинде дене $d\varphi$ мүйешине бурылатуғын болса, онда денениң қандай да бир P нокаты жүрип өтетуғын жол $ds = r d\varphi$. Бул аңлатпада r арқалы P нокатынан айланыў көшерине шекемги аралық белгиленген. P нокатының тезлиги v ны ds ти dt ға бөлип табамыз:

$$v = r \frac{d\varphi}{dt}$$

$\frac{d\varphi}{dt}$ шамасы денениң барлық нокатлары ушын бирдей хәм денениң ўақыт бирлигиндеги мүйешлик аўысыўын береді. Бул шама денениң мүйешлик тезлиги деп аталады хәм оны Ω арқалы белгилеймиз.

Солай етип базы бир көшер дөгерегинде айланыўшы денениң хәр қыйлы нокатларының тезликлери мына формула менен анықланады екен:

$$v = r\Omega.$$

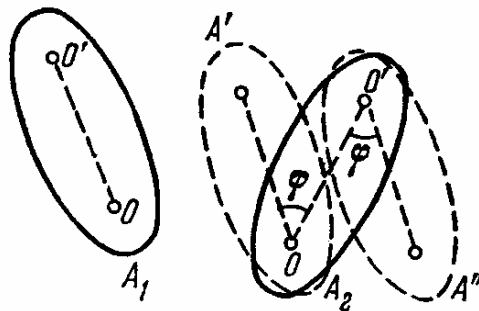
Бул жерде r арқалы нокаттан айланыў көшерине шекемги қашықлық; тезлик усы қашықлыққа туўры пропорционал.

Улыўма жағдайларда Ω ўақыттың өтиўи менен өзгереді. Егер айланыў тең өлшеўли өзгеретуғын болса (яғный турақлы мүйешлик тезлик пенен), онда айланыў дәўири T ны биле отырып мынаны аламыз:

$$\Omega = \frac{2\pi}{T}.$$

Қатты денениң айланыўы айланыў көшериниң бағыты хәм мүйешлик тезликтің шамасы менен характерленеді. Усы айтылғанларды мүйешлик тезлик векторы Ω шамасын киргизиў менен бириктириў мүмкин. Бул вектордың бағыты айланыў көшериниң бағытына сәйкес келеді, ал сан шамасы мүйешлик тезликтің мәнисине тең. айланыў көшериниң еки бағытынан бир

бағытты сайлап алыу төмендегіше болады: қатты дене менен бірлікте айланатуғын винтті көз алдымызға келтіреміз, усындай жағдайда винттің алға жылжыу бағыты Ω векторының бағытына сәйкес келеді.



1-сүрөт

Жоқарыда қарап шығылған қатты дененің қозғалысының эпиұайы түрлері (илгерилемели хәм айланбалы) айрықша әхмийетке ийе. Себеби қатты дененің қалеген қозғалысы сол қозғалысларға алып келинеді.

Буны базы бир тегисликке параллел қозғалатуғын дененің мысалында көрсетиу мүмкин. Дененің избе-из A_1 хәм A_2 аұхалларын қараймыз. A_1 аұхалынан A_2 аұхалына денени былайынша өткереміз: дәслеп денени A_1 аұхалынан A' аұхалына параллель көшириу менен алып келеміз. Усындай жағдайда дененің қандай да бир O ноқаты өзинің ең кейинги аұхалына келеді. Егер усыннан кейин денени O ноқатының дөгерегинде белгили бир - мүйешине бурсақ, онда дене өзинің ақырғы A_2 аұхалына келип жетеді.

Демек дененің улыұмалық орын алмастырыуы денени A_1 ноқатынан A' ноқатына көшириуши илгерилемели қозғалыстан хәм O ноқатындағы бурыұдың нәтийжесинде A' аұхалынан ақырғы A_2 аұхалына өткеретуғын бурыұдан туратуғынлығын биз көрдик. O ноқатының пүткиллей ықтыярлы түрде алынғанлығын биз көрдик: A_1 аұхалынан денени A'' аұхалына параллель күшириу мүмкин. Бундай жағдайда O' ноқаты (O ноқаты емес) өзинің ақырғы аұхалына келип жетеді хәм дененің ақырғы A_2 аұхалына келип жетиуи ушын усы O' ноқатының дөгерегинде денени бурыу керек болады. Бирақ O ноқатының дөгерегинде A_2 аұхалына өткеріу ушын денени қандай мүйешке бурыу керек болған болса O' ноқатының дөгерегинде де денени тап сондай мүйешке бурыу керек болады; ал O хәм O' ноқатларының илгерилемели қозғалысында өткен жоллары хәр қыйлы.

Жоқарыда келтирилген мысалларда қатты дененің ықтыярлы қозғалысын усы қатты денеде алынған O ноқатының илгерилемели қозғалысы хәм усы ноқат арқалы өтиуши көшер дөгерегиндеги айланбалы қозғалыстың қосындысы түріндей қараудың мүмкин екенлигин көрсетеді. Хәқыйқатында бул жағдай улыұмалық қағыйда болып табылады. Бул жағдайда илгерилемели қозғалыстың тезлиги (оны V хәрипи менен белгилеймиз) дененің қайсы ноқатының тийқарғы ноқат етип қабыл етилгенлигине байланысly. Ал мүйешлик тезлик Ω болса бундай сайлап алыудан ғәрезли емес: O ноқатын қай орында сайлап алсақ та усы ноқат арқалы өтетуғын көшер бир бағытқа ийе болады хәм усы көшер дөгерегинде айланыудың мүйешлик тезлиги Ω

бирдей мәніске ийе болады. Бундай мәністе Ω мүйешлік тезлікті абсолют мәніске ийе болады деп есаплауға болады. Демек қатты дененің айланыуын тәріплегенде айланыу көшерінің қайсы нокаттан өтетүғынлығы әхмийетке ийе емес деген сөз. Ал илгерилемели тезлігі болса бундай абсолют характерге ийе емес.

!детте «тийкарғы» О нокатын сайлап алғанда дененің инерция орайын сайлап алады. Бундай жағдайдағы илгерилемели тезлік V болса инерция орайының тезлігі болып табылады. Усындай етип сайлап алыудың басқа түрде сайлап алыулардан артықмашлығы келеси параграфта айқынласады.

V хәм Ω векторларының хәр қайсысының мәніслери өзіннің кураушылары арқалы бериледи (базы бир координаталар системасына қарата алынған кураушылар хакқында айтылып атыр). Соның ушын қатты дененің қәлеген нокатының тезлігін билиу ушын бир биринен ғәрезсиз алты шаманың берилиуі керек. Усындай тийкарда қатты денени алты еркинлик дәрежесине ийе механикалық система түрінде қаралады.

§ 26. Қозғалыушы қатты дененің энергиясы

Илгерилемели қозғалатуғын қатты дененің кинетикалық энергиясы жүдә әпиуайы түрде алынады. Бундай қозғалыста дененің барлық нокатлары бирдей тезлікке ийе болатуғын болғанлықтан кинетикалық энергия мынаған тең:

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} MV^2.$$

Бул жерде V арқалы дененің тезлігі, ал M арқалы оның толық массасы белгиленген. Бул аңлатпа массасы M болған V тезлігі менен қозғалыушы материаллық нокаттың кинетикалық энергиясы ушын жазылған аңлатпа менен бирдей. Қатты дененің илгерилемели қозғалысының материаллық нокаттың қозғалысынан парқының жоқ екенлигі өз-өзинен түсиникли.

Енди айланыушы дененің кинетикалық энергиясын анықлайық. Бул ушын денени материаллық нокатлар деп қарауға болатуғындай киши элементар бөлимлерге бөлемиз. Егер i -элементтің массасы m_i , усы элементтің айланыу көшерінен қашықлығы r_i болса, онда оның тезлігі $v_i = r_i \Omega$ ге тең (Ω арқалы дененің мүйешлік тезлігі белгиленген). Бул элементтің кинетикалық энергиясы $\frac{1}{2} m_i v_i^2$ шамасына тең. Бундай энергияларды бир бирине қосып шығып дененің кинетикалық энергиясын аламыз:

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 + \dots = \frac{1}{2} \Omega^2 (m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + \dots).$$

Қаусырма ишінде турған қосындының мәніси қандай дене менен ис алып баратырғанлығымызға (оның формасына, өлшемлерине хәм ондағы массаның тарқалыуына) хәм усы денедегі көшердің қалай орналасқанлығына ғәрезли. Қатты денени хәм сайлап алынған

көшерді тәріптейтуғын бул шама сол көшерге салыстырғандағы денениң *инерция моменти* деп аталады. Оны I арқалы белгилеймиз:

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + \dots$$

Егер қатты дене тутас болса, онда оны шексиз киши майда бөлімлерге бөлеміз: жоқарыда жазылған формуладағы қосынды алыў бул жағдайда интеграллаўға өтеди. Мысал ушын орайы арқалы өтиўши көшерге салыстырғандағы массасы M , радиусы R болған тутас шардың инерция моментиниң $I = \frac{2}{5} MR^2$ қа, узынлығы l болған жиңишке стерженниң инерция моментиниң оның

ортасы арқалы өтетуғын көшерге салыстырғандағы инерция моментиниң $\frac{1}{12} Ml^2$ қа тең екенлигин

атап өтеміз.

Солай етип айланыўшы денениң кинетикалық энергиясы мына түрде жазылады екен:

$$E_{\text{кин}} = \frac{I\Omega^2}{2}.$$

Бул аңлатпа формал түрде илгерилемели қозғалыстағы кинетикалық энергияның аңлатпасына уқсас (айырма соннан ибарат, тезлик V ның орнында мүйешлик тезлик Ω , ал денениң массасының орнында денениң инерция орайы тур). Бул жерде айланбалы қозғалыстағы инерция моментиниң илгерилемели қозғалыстағы массаның орнын ийелейтуғынлығын көреміз.

Ықтыярлы түрде қозғалыўшы қатты денениң кинетикалық энергиясын илгерилемели хәм айланбалы қозғалыслардың қосындысы түрінде көрсетиў мүмкин (тийкарғы O ноқатын денениң инерция орайында аламыз). Бундай жағдайда ноқатлардың инерция орайына салыстырғандағы айланбалы қозғалысы денениң айланбалы қозғалысы болып табылады. Олай болса 12-параграфтағы қарап өтилгендей бөлекшелер системасының қозғалысын екиге бөлеміз: бириншиси системаның тутасы менен алғандағы қозғалысы, екіншиси бөлекшелердің инерция орайына салыстырғандағы қозғалысы. Сол параграфта системаның энергиясының да еки бөлімге бөлінетуғынлығын көрдик. «Ишки» қозғалыс орнын денениң инерция орайына салыстырғандағы қозғалысы ийелейди. Сонлықтан ықтыярлы түрде қозғалыўшы қатты денениң кинетикалық энергиясы ушын төмендегидей аңлатпаны жазамыз:

$$E_{\text{кин}} = \frac{MV^2}{2} + \frac{I_0\Omega^2}{2}.$$

«0» индекси арқалы инерция орайы арқалы өтетуғын көшерге салыстырғанда алынған денениң инерция моменти екенлигин билдиреди [Денениң қозғалысының барысында айланыў көшери денеде турақлы түрде өзиниң бағытын сақлайтуғын болса усындай түрде жазылған формуланың мәниске ийе болатуғынлығын атап өтеміз. Егер бундай болмағанда инерция моменти турақлы шама болыўдан қалады хәм ўақыттың хәр бир моментинде хәр қыйлы көшерлерге салыстырғанда инерция моменти есапланады].

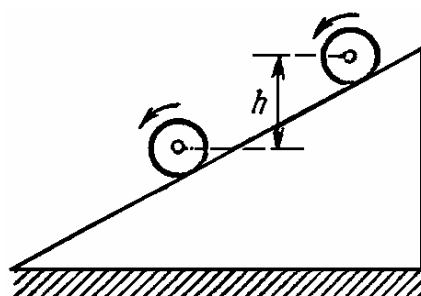
Инерция орайы аркалы өтпейтуғын Z көшери дөгерегінде айланыўшы қатты денени қараймыз. Бундай қозғалыстың кинетикалық энергиясы $E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} I \Omega^2$, I аркалы Z көшерине салыстырғандағы инерция моменти белгиленген. Екинши тәрәптен бундай қозғалысты денениң инерция орайының тезлиги V болған илгерилемели қозғалысы менен Z көшерине параллель болған инерция орайынан өтетуғын көшер дөгерегіндегі Ω мүйешлик тезлигиндегі айланбалы қозғалысынан туратуғын қозғалыс деп қараўға болады. Егер a аркалы инерция орайынан Z көшерине шекемги аралық белгиленген болса, онда оның тезлиги $V = a \Omega$. Сонлықтан кинетикалық энергияны мына түрде жаза аламыз:

$$E_{\text{кин}} = \frac{MV^2}{2} + \frac{I_0 \Omega^2}{2} = \frac{1}{2} (Ma^2 + I_0) \Omega^2.$$

Еки аңлатпаны салыстырып

$$I = I_0 + Ma^2$$

аңлатпасын аламыз. Бул формула денениң қандай да бир көшерге салыстырғандағы инерция моментин сол көшерге параллель хәм инерция орайы аркалы өтетуғын басқа бир көшерге салыстырғандағы инерция моменти менен байланыстырады. I диң I_0 ден барлық ўақытта үлкен болатуғынлығы көринип тур. Басқа сөз бенен айтқанда берилген бағыттағы көшерге салыстырғандағы инерция моментиниң минималлық мәниси инерция орайы аркалы өтиўши көшер ушын алынады.



2-сүўрет

Егер дене салмақ майданында қозғалатуғын болса, онда оның толық энергиясы E потенциал энергия менен кинетикалық энергиялардың қосындыларынан турады. Мысал ретинде шардың қыя тегислик бойынша қозғалысын қараймыз (2-сүўрет). Шардың потенциал энергиясы Mgz ке тең, бул жерде M шардың массасы, z оның орайының бийиклиги. Сонлықтан энергияның сақланыў ызамамы мынадай түрге ийе болады:

$$E = \frac{1}{2} MV^2 + \frac{1}{2} I_0 \Omega^2 + Mgz = \text{const.}$$

Шар сүйкелиссиз домалап түседі деп есаплаймыз. Онда оның қыя тегислик пенен тийисетуғын ноқатының тезлиги v нолге тең. Екинши тәрәптен бул тезлик тегислик бойынша төменге қарай шардың толығы менен тезлиги V дан хәм қарама-қарсы тәрәпке қарап бағытланған (тегислик бойынша жоқарыға) шардың орайына салыстырғандағы тезлигинен туратуғын тезликтен турады. Кейинги тезлик ΩR ге тең. $v = V - \Omega R = 0$ шәртинен

$$\Omega = \frac{V}{R}.$$

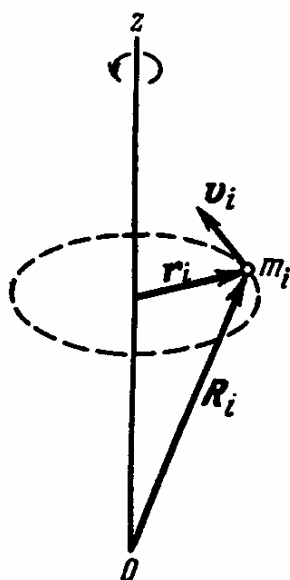
Бұл аңлатпаны энергияның сақланыу нызамына қоямыз хәм уақыттың басланғыш моментінде шардың тезлигинің нолге тең екенлігін есапқа аламыз. Соның нәтижесінде шардың инерция орайының h аралығына түскендегі тезлигін табамыз:

$$V = \sqrt{\frac{2gh}{1 + \frac{I_0}{MR^2}}}$$

Бұл тезлік материаллық бөлекшениң ямаса айланбайтуғын денениң сондай h бийиклігінен еркін түсіуіндегі тезлігінен кем (жағдайдың бундай болатуғынлығын күтіу мүмкін). Себеби потенциал энергияның кемеіуі Mgh тек ғана илгерилемелі қозғалыс тезлігінің артыуына емес, ал шардың айланысының кинетикалық энергиясының өсіуіне де жумсалады.

§ 27. Айланыу моменти

Денениң айланбалы қозғалысында оның импульсинің моменти материаллық ноқат қозғалғандағы импульстың орнын ийелейді. Бекитілген көшер дөгерігінде айланыушы дене жағдайында (бул ең әпиуайы жағдай) усундай орынды усы көшер (бул көшерді Z көшери деп есаплаймыз) бойлап бағытланған моменттің кураушысы ийелейді. Бул шаманы есаплау ушын денени айырым элементар бөлеклерге бөлеміз (кинетикалық энергияны есаплағандағы денени элементар бөлеклерге бөлгеніміздей). Айырым (i -) элементтің импульс моменти $m_i[\mathbf{R}_i\mathbf{v}_i]$. Бул жерде \mathbf{R}_i арқалы Z көшери бойындағы базы бир O ноқатынан есапланған усы элементтің радиус-векторы белгіленген (3-сүұрет). Хәр бир ноқат айланыу көшери этирапында шеңбер тәризлі орбита бойынша қозғалатуғын болғанлықтан тезлік \mathbf{v}_i усы шеңберге түсірилген урынба бағытында бағытланған.



3-сүүрет

\mathbf{R}_i векторын еки векторға жиклеймиз: биреуі көшер бағытында, екіншісі (\mathbf{r}_i) көшерге перпендикуляр. Бундай жағдайда $m_i[\mathbf{r}_i\mathbf{v}_i]$ көбеймеси Z көшерине параллель болған импульс моментин береді (еки вектордың векторлық көбеймесінің усы еки вектор жатқан тегіслікке перпендикуляр екенлігін еске түсіреміз). \mathbf{r}_i менен \mathbf{v}_i векторлары өз-ара перпендикуляр болғанлықтан (шеңбердің радиусы хәм усы шеңберге түсірілген урынба) $[\mathbf{r}_i\mathbf{v}_i]$ көбеймеси тек $r_i v_i$ болып табылады. Бул жерде r_i арқалы m_i элементінің айланыў көшерінен қашықтығы белгіленген. Ең ақырында $\mathbf{v}_i = \Omega \mathbf{r}_i$ болғанлықтан айланыў көшери бағытындағы импульс моментінің $m_i r_i^2 \Omega$ екенлігіне көз жеткереміз.

$$m_1 r_1^2 \Omega + m_2 r_2^2 \Omega + \dots$$

қосындысын пайда етип биз изленип атырылған импульстің толық моментінің Z көшеріне түсірілген L_Z проекциясын аламыз. Буш шаманы *берілген көшерге салыстырғандағы импульс моменті* (ямаса *айланыў моменті*) деп атаймыз.

Қаўсырма ишіндегі улыўмалық Ω көбейтiушисін қаўсырмадан шығарсақ биз инерция моменті I ушын жазылған аңлатпаны аламыз. Солай етип ең ақырында

$$L_Z = I \Omega$$

аңлатпасын аламыз, яғный дененің айланыў моменті мүйешлік тезлік пенен айланыў көшеріне салыстырғандағы дененің инерция моментінің көбеймесіне тең. Усы аңлатпа менен бөлекшенің импульси $m\mathbf{v}$ арасындағы ұқсаслыққа кеўил бөлеміз: тезлік \mathbf{v} ның орнында мүйешлік тезлік, ал массаның орнында инерция моменті тур.

Егер денеге сыртқы күшлер тәсір етпесе, дененің айланыў моменті турақлы болып қалады: дене инерциясы бойынша турақлы Ω мүйешлік пенен айланыўын даўам ете береді. Ω ның турақлылығы L_Z тиң турақлылығына байланысly (яғный дененің инерция моментінің өзгермеслігіне байланысly). Егер дененің бөлімлерінің өз-ара жайласыўлары өзгеріске ушырайтуғын болса (соның менен бирге инерция моменті өзгеретуғын болса), онда $I\Omega$ көбеймесінің турақлы болып қалыўы ушын еркін айланыста мүйешлік тезлік те өзгеріске ушырайды. Мысал ушын, егер сүйкелиссіз айланып турған отырғышта қолларында гирлери бар адам отырған болса хәм бул адам қолларын қапталларына созып өзінің инерция моментін үлкейтеді; бундай жағдайда $I\Omega$ көбеймесінің турақлылығы айланыстың мүйешлік тезлігін кемейтеді.

§ 28. Айланыўшы дененің қозғалыс теңлемесі

Бизлер материаллық нокаттың қозғалыс теңлемесінің оның тезлігінің өзгеріуі тезлігі менен оған тәсір ететұғын күшті байланыстыратуғынлығын билеміз (7-параграф). Қатты дененің илгерилемели қозғалысының материаллық нокаттың қозғалысынан паркы аз хәм бундай қозғалыстың теңлемеси толық импульс $\mathbf{P} = M\mathbf{V}$ пенен оған тәсір етиўши толық күш \mathbf{F} ти былайынша байланыстырады:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = M \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F}.$$

Айланбалы қозғалыс ушын усындай орынды дененің импульс моментинің өзгеріуі тезлігін усы денеге тәсір етиўши күштің momenti менен байланыстыратуғын теңleme ийелейди. Бундай байланыстың қандай болатуғынлығын көреміз хәм бул жағдайда да бекитилген көшер дөгерегіндеги айланысты қараў менен шекленеміз (Z көшери).

Айланыў көшерине салыстырғандағы дененің импульс моментин биз анықладық. Енди денеге тәсір етиўши күшлерге кеўил бөлеміз. Айланыс көшерине параллель болған күшлердің тек ғана денени усы көшер бағытында ысырыўы мүмкин, бирақ денени айландыра алмайды. Сонлықтан биз бундай күшлерди итибарға алмаймыз хәм тек айланыў көшерине перпендикуляр болған тегисликте жатқан күшлерди ғана инабатқа аламыз.

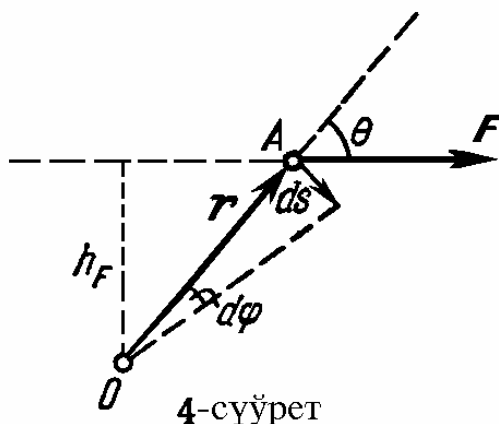
Z көшерине салыстырғандағы усындай \mathbf{F} күшинің momenti K_Z векторлық көбейме болған $[\mathbf{r}\mathbf{F}]$ түрінде бериледи (r күш түсірилген нокат пенен көшер арасындағы қашықлық). Векторлық көбейменің анықламасынан

$$K_Z = Fr \sin \theta.$$

екенлиги келип шығады. Бул жерде θ арқалы \mathbf{r} менен « векторлары арасындағы мүйеш белгиленген (4-сүўретте Z сызылма тегислигине перпендикуляр хәм O нокаты арқалы өтеди; A болса күштің түсиў нокаты). Басқаша былайынша жазамыз:

$$K_Z = h_F F.$$

Бул жерде $h_F = r \sin \theta$ көшерге салыстырғандағы күштің ийини (көшерден күш тәсір ететұғын бағытқа шекемги қашықлық).



15-параграфта анықланған импульс моментинің өзгеріуі тезлігі менен тәсір етиўши күшлер momenti арасындағы байланыстан биз енди мынадай теңлик жаза аламыз:

$$\frac{dL_z}{dt} = K_z \text{ ямаса } I \frac{d\Omega}{dt} = K_z.$$

Бул *айланыушы денениң қозғалыс теңлемесі* болып табылады. $\frac{d\Omega}{dt}$ тууындысын *мүйешлик тезлениу* деп атауға болады. Биз бул жерде илгерилемели қозғалыстың тезлениуінің күш тәрепинен анықланатуғынлығы сыяқлы, мүйешлик тезлениудің денеге тәсир етиуші күштің моменти тәрепинен анықланатуғынлығын көреміз.

Егер денеге бир неше күш тәсир ететуғын болса, онда K_z хаққында гәп болғанда сол күшлердің моментлеринің қосындысын түсиниуимиз керек. Соның менен бирге K_z тиң келип шығуының векторлық екенлигин хәм бир бирине қарама-қарсы бағытларда денени айланыуға ийтермелейтуғын күшлерге хәр қыйлы белги жазыуды умытпаймыз. Денени көшер дөгерегинде ω диң өсиу бағытында бурыуға мәжбүрлейтуғын күш моментинің мәнисі оң белгиге ийе болады (ω дегенимиз уақыт бойынша алынған тууындысы денениң айланыуының мүйешлик тезлиги болып табылатуғын мүйеш: $\Omega = \frac{d\varphi}{dt}$).

Қатты денеде күш түсетуғын ноқатты усы күштің бағытында кәлеген түрде өзгертсек те қозғалыстың қәсийетлеринің өзгермей қалатуғынлығын атап өтеміз. Күш түсирилген ноқатты усындай етип өзгерткен менен күштің ийини өзгермейди хәм сонлықтан күштің моменти де өзгериске ушырамайды.

Базы бир көшер дөгерегинде айлана алатуғын денениң теңсалмақлық шәрти усы денеге тәсир етиуші күшлердің моментлеринің қосындысының нолге тең екенлигинде. Бул *моментлер нызамы* деп аталатуғын нызам болып табылады. Бул нызамның дара жағдайы белгилі рычаг қәдесі болып табылады. Бул қәде өзинің бир ноқаты дөгерегинде айлана алатуғын рычагтың тең салмақлықта турыуын анықлайды.

Денеге тәсир ететуғын күштің моменти менен усы күш тәрепинен денени айландырыуда исленген жұмыс арасында әпиуайы байланыс бар. Көшерде дөгерегинде денени шексиз киши $d\omega$ мүйешине бурғанда \mathbf{F} күші тәрепинен исленген жұмыс (4-сүүрет) A ноқатының орын алмастырыуы $dS = r d\omega$ менен қозғалыс бағытындағы күштің қураушысы $F_s = F \sin \theta$ тиң көбеймесине тең:

$$F_s ds = Fr \sin \theta d\omega = K_z d\omega.$$

Бизлер көшерге салыстырғандағы күш моментинің усы күш тәрепинен исленген жұмыстың бирлик мүйешлик ауысыуға қатнасына тең екенлигин көреміз. Екинши тәрептен дене үстинен исленген жұмыс оның потенциал энергиясының кемейиуіне тең. Сонлықтан $K_z d\omega = -dU$. Буннан

$$K_z = - \frac{dU}{d\varphi}.$$

Солай етип, кери белгиси менен алынған күш моменти потенциал энергияның берілген көшер дөгерегиндеги айланыу мүйеші бойынша алынған тууындысына тең. Усы жағдай хәм дене илгерилемели қозғалғандағы усы денеге тәсир ететуғын күшлердің қосындысы менен потенциал

энергияның өзгерісін байланыстыратуғын $F = -\frac{dU}{dx}$ формуласы арасындағы ұқсастықтың бар екенлігіне кеңірек бөлеміз.

Айланушы дененің қозғалыс теңдемесінің энергияның сақланыу заңымен сәйкес келетіндігін аңсат көрсетіуге болады. Толық энергия мынаған тең:

$$E = \frac{I\Omega^2}{2} + U.$$

Ал оның сақланыуы

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{I\Omega^2}{2} + U \right) = 0.$$

Функцияны дифференциаллау қадесі бойынша ийе боламыз:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dU}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = -K_Z \Omega.$$

Тууынды $\frac{d}{dt} \Omega^2 = 2\Omega \frac{d\Omega}{dt}$. Бул аңлатпаларды жоқарыдағы аңлатпаға қойып хәм улыұмалық

Ω көбейтіушісіне бөліп бизге таныс болған $I \frac{d\Omega}{dt} = K_Z$ теңлемесін аламыз.

15-параграфтың ақырында туйық системадағы импульс моментінің сақланыу заңы хәм кеңістіктің изотропиясы арасында байланыстың бар екенлігі хакқында айтылған еді. Усындай байланыстың бар екенлігін анықлау системадағы тәсір етіуші күшлердің моментлерінің қосындысының нолге тең болуы тутасымен қалеген мүйешлерге бурыұда туйық системаның қасиетлерінің өзгермей қалатуғынлығының нәтижесі болып табылатуғынлығының дәліліне алып келінеді (яғный бул система қатты дене болып табылатуғын болса). Егер $\frac{dU}{d\varphi} = -K_Z$ қатнасын системаның ишкі потенциал энергиясына қолланатуғын болсақ (K_Z деп системаның барлық бөлекшелеріне тәсір ететуғын күшлердің моментлерін түсінеміз), онда туйық системаны қалеген көшердің дөгерігінде қалеген мүйешке бурғандағы потенциал энергияның өзгермей қалатуғынлығы хакыйқатында да күшлердің моментлерінің нолге тең екенлігін билдиреді.

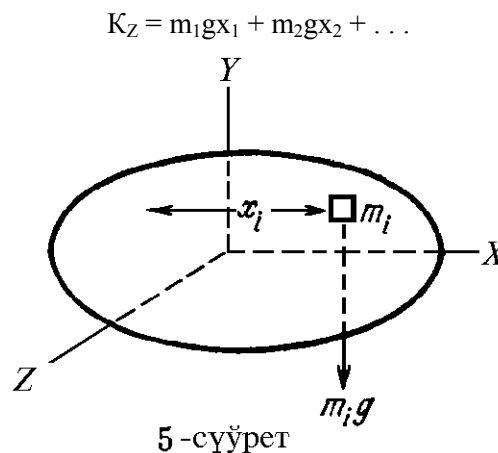
§ 29. Тең тәсір етіуші күш

Егер қатты денеге көп сандағы күшлер тәсір ететуғын болса, онда бул дененің қозғалысы тек усы күшлердің қосындысынан хәм сол күшлердің моментлерінің қосындысынан ғарезлі болады. Бул жағдай денеге тәсір етіуші күшлердің қосындысын бир күш пенен алмастыруға мүмкіншілік береді. Бул бир күшти тең *тәсір етіуші күш* деп атайды. Шамасы хәм бағыты бойынша тең тәсір етіуші күш барлық күшлердің қосындысына тең. Ал бул тең тәсір етіуші

күштің түсірілген нокаты усы тең тәсир етиўши күштің моменти барлық күшлердің моментлериниң қосындысына тең болатуғындай етип сайлап алынады.

Усындай жағдайлардың ең әхмийетлилериниң бири өз-ара параллель болған күшлерди қосыў болып табылады. Буған қатты денениң барлық бөлимлерине тәсир ететуғын салмақ күшин жатқарыўға болады.

Қандай да бир қатты денени қараймыз ҳәм ықтыярлы түрде сайлап алынған горизонт бағытындағы көшерге салыстырғандағы салмақ күшлериниң толық моментин анықлаймыз (5-сүўреттеги Z көшери). Қатты денеде алынған m_i элементине тәсир етиўши күш $m_i g$ ға тең, ал усы күштің ийини m_i элементиниң x_i координатасы болып табылады. Сонлықтан барлық күшлердің қосынды моменти мынаған тең:



Тең тәсир етиўши күш шамасы жағынан денениң толық салмағына тең $(m_1 + m_2 + \dots)g$. Егер усы күш түскен нокаттың координатасын X арқалы белгилесек, онда сол момент K_Z мына түрде жазылады:

$$K_Z = (m_1 + m_2 + \dots)gX.$$

Еки аңлатпаны теңлестирсек

$$X = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}$$

формуласын аламыз. Бул денениң инерция орайының x координатасы болып табылады.

Солай етип биз денеге тәсир етиўши барлық салмақ күшлериниң қосындысын оның инерция орайына түсірілген денениң толық салмағына тең күш пенен алмастырыўдың мүмкин екенлигин көрдик. Усыған байланысly денениң инерция орайын денениң салмақ орайы деп те атайды.

Егер күшлердің қосындысы нолге тең болмайтуғын болса, онда параллель күшлердің системасын бир тең тәсир етиўши күшке алып келиў мүмкин емес. Күшлердің бундай жыйнағының тәсири шамасы бойынша бирдей, ал бағыты бойынша қарама-қарсы еки күш болған қос күшке алып келиниўи мүмкин. Усындай еки күштің тәсир етиў бағытына перпендикуляр болған Z көшерине салыстырғандағы моментлериниң қосындысы K_Z еки күшлердің бағытлары арасындағы қашықлық h (қос күштің ийини) пенен F шамаларының көбеймесине тең:

$$K_Z = Fh.$$

Қос күштің денениң қозғалысына тәсири тек ғана усы қос күштің моментинен ғәрезли.

§ 30. Гироскоп

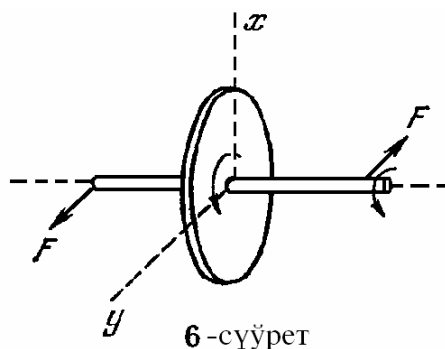
27-параграфта биз денениң импульс моменти L_z тиң айланыў көшерине түсирилген проекциясын таптық. Бекитилген айланыў көшерине ийе дене ушын \mathbf{L} векторының тек сол проекциясы ғана әхмийетке ийе. Оның айланыўдың мүйешлик тезлигинен әпиўайы түрдеги ғәрезлилиги ($L_z = I\Omega$) барлық қозғалыслардың да жүдә әпиўайы болатуғынлығына алып келеди.

Егер айланыў көшери бекитилмеген болса, онда \mathbf{L} векторының барлық қураўшыларын хәм олардың мүйешлик тезлик векторы Ω дан ғәрезлилигин қарап шығыў зәрүр болады. Бирақ бул ғәрезлилик курамалы характерге ийе болады: \mathbf{L} векторының қураўшылары Ω векторының қураўшыларының сызықлы функциялары болады, бирақ улыўма жағдайларда бул векторлардың бағытлары хәр қыйлы. Бул жағдай денениң қозғалысын әдеўир курамаластырады.

Биз бул жерде тек *гироскоп* деп аталыўшы денениң бир мысалын келтиремиз: гироскоп еркин бағытланатуғын көшерге хәм усы көшерге қарата симметрияға ийе болады хәм өзиниң геометриялық көшери дөгерегинде үлкен тезликте айланады.

Бундай айланыста момент векторы \mathbf{L} де (мүйешлик тезлик векторы Ω сыяқлы) денениң көшери бағытында бағытланған болады. Бул симметриялық көз-қараслардан-ақ түсиникли: бундай дене көшерге қарата симметрияға ийе болғанлықтан \mathbf{L} векторы бағытланғандай басқа белгили бир бағыт жоқ.

Гироскопқа сырттан күшлер тәсир етпесе оның көшери кеңисликтеги бағытын сақлайды: моменттиң сақланыў нызамы бойынша \mathbf{L} векторының бағыты да, шамасы да өзгериссиз қалады. Егер гироскопқа сырттан күшлер тәсир ететуғын болса, онда оның көшери аўыса баслайды. Атап айтқанда гироскоптың тап усындай қозғалысы бизди қызықтырады; бундай қозғалысты *прецессия* деп аталады.



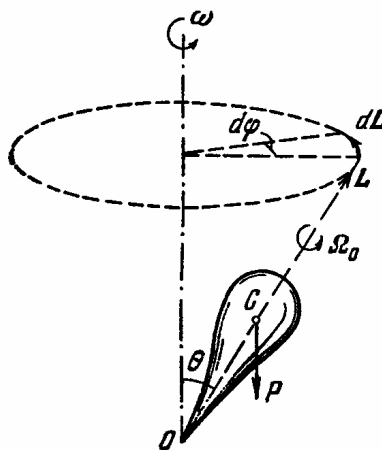
Гироскоптың көшериниң бағытының өзгериси оның басқа көшер дөгерегиндеги айланысын тәмийинлейди. Сонлықтан қосынды мүйешлик тезлик векторы енди денениң геометриялық көшери бағытында болмайды. Соның менен бирге усы (геометриялық) көшер менен момент векторы \mathbf{L} де параллель болмай қалады (соның менен Ω векторы да). бирақ гироскоптың тийкарғы айланысының тезлиги үлкен хәм сыртқы күшлер онша үлкен емес болса, онда гироскоптың көшериниң бурылыў тезлиги салыстырмалы үлкен болмайды хәм Ω векторы, ал

соның менен бирге \mathbf{L} векторы да бағыты бойынша гироскоптың көшерине жақын болады. Сонлықтан \mathbf{L} векторының өзгерісін биле отырып биз гироскоптың қалай қозғалатуғынлығын шама менен биле аламыз. Моменттің өзгерісі

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{K}$$

теңлемесі бойынша анықланады, бұл жерде \mathbf{K} арқалы денеге тәсір етіуші күшлердің моменті белгіленген.

Мысал ретінде мейли гироскоптың көшерлерінің ушларына (6-сұйреттегі z көшери) уз тегісliğінде тәсір ететугын « қос күші түсірілсін. Бундай жағдайда қос күштің моменті \mathbf{M} x көшери бағытында бағытланған, $\frac{d\mathbf{L}}{dt}$ тууындысы да усы тәрепке бағытланған. Басқа сөз бенен айтқанда \mathbf{L} моменті, ал оның менен бирге гироскоптың көшери де x көшери бағытында бурылады.



7-сұйрет

Солай етип гироскопқа базы бир күш түсірілгенде гироскоптың көшери усы күштің бағытына перпендикуляр бағытта бурылады екен.

Гироскопқа өзінің төменгі ноқатында сүйеніп турған зырылдауық (волчок) мысал бола алады (зырылдауықтың сүйеніп турған ноқатына сүйкелісін есапқа алмаймыз). Зырылдауық барлық уақытта да төмен қарай бағытланған салмақ күшінің тәсірінде болады. Бұл күш зырылдауықтың салмағы $P=Mg$ ға (M арқалы оның массасы белгіленген) тең хәм оның салмақ орайына түсірілген (7-сұйреттегі C ноқаты). О ноқатына салыстырғанда бұл күштің моментінің шамасы $K = P \cdot l \cdot \sin\theta$ (l арқалы OC қашықтығы, θ вертикаль бағыт пенен зырылдауықтың көшери арасындағы мүйеш белгіленген), ал бағыты зырылдауықтың көшери хәм вертикаль бағытлар жататуғын тегіслікке перпендикуляр. Усы моменттің тәсірінде \mathbf{L} векторы (соның менен бирге зырылдауықтың көшери де) шамасы бойынша өзгермей қалып хәм вертикаль бағыт пенен турақлы θ мүйешінде айналады, яғный усы бағыт дөгерегінде конустық бет бойынша айланбалы қозғалады.

Зырылдауықтың прецессиясының мүйешлик тезлигин аңсат есаплауға болады. Бул мүйешлик тезликти ω арқалы белгилеймиз (усыған байланысly өзиниң меншикли көшери дөгерегиндеги зырылдауықтың айланыуының мүйешлик тезлигин Ω_0 арқалы белгилеймиз.

Шексиз киши dt ўақыт аралығында L векторы горизонталлық тегисликте жататуғын $dL = K dt$ перпендикуляр өсим алады. Бул шаманы усы тегисликке түсирилген L векторының проекциясына бөлип усы проекция dt ўақыты ишинде бурылатуғын $d\omega$ мүйешин аламыз:

$$d\omega = \frac{K}{L \sin \theta} dt.$$

$d\omega/dt$ туўындысы прецессияның биз излеген тезлиги болып табылады. Солай етип

$$\omega = \frac{K}{L \sin \theta}.$$

Бул аңлатпаға $K = Mgl \sin \theta$ ҳәм $L = I \Omega_0$ ты қойсақ кейинги аңлатпаны аламыз:

$$\omega = \frac{Kgl}{I \Omega_0}.$$

Зырылдауықты жеткиликли дәрежеде тез айланады деп есаплағанымызды еске түсиремиз. Енди биз усы шәртти айқынластыра аламыз: $\Omega_0 \gg \omega$ шәртиниң орынланыуы керек.

$$\frac{\omega}{\Omega_0} = \frac{Kgl}{I \Omega_0^2}$$

болғанлықтан биз зырылдауықтың салмақ майданындағы потенциал энергиясы ($Mgl \cos \theta$) оның кинетикалық энергиясынан ($I \Omega^2 / 2$) киши болыуы керек.

§ 31. Инерция күшлери

Усы ўақытларға шекем биз инерциаллық есаплау системаларына салыстырғандағы денелердиң қозғалысларын қарадық. Тек 23-параграфта ғана тезлениўши илгерилемели қозғалыстағы есаплау системасы ҳаққында гәп етилди (тезлениўши қозғалатуғын ракета). Ракета менен бирге қозғалыўшы бақлаўшының көз-қарасы бойынша системаның инерциаллық емеслиги бир текли салмақ майданына эквивалент болған күш майданының пайда болыуы сыпатында қабыл етиледі.

Инерциал емес есаплау системаларында пайда болатуғын қосымша күшлер улыўма түрде *инерция күшлери* деп аталады. Бундай күшлердиң өзине тән өзгешеликлериниң бири усы күшлер тәсир ететуғын денелердиң массаларына пропорционаллығы болып табылады. Атап айтқанда тап усы қәсийет инерция күшлери менен салмақ күшлери арасында уқсаслық пайда етеди.

Енди айланыўшы системаға салыстырғанда қозғалыстың қалай жүзеге келетуғынлығын ҳәм бундай жағдайда пайда болатуғын инерция күшлериниң қандай екенлигин қараймыз. Жердиң өзи усындай есаплау системасына мысал бола алады. Өз көшери дөгерегинде суткалық айланысының салдарынан Жер менен байланысқан есаплау системасы инерциаллық емес есаплау системасы

болып табылады. Тек ғана Жердің өз көшери дөгерегінде айланыуының әстелигинің салдарынан пайда болатуғын инерция күшлері салыстырмалы хәлсиз.

!пиұайылық үшін Ω мүйешлік тезлиги менен тең өлшеулі айланыушы диск есаплау системасы болсын деп көз алдымызға келтирейік хәм дисктің шети менен тең өлшеулі қозғалушы бөлекшени қараймыз. Усы бөлекшениң дискке салыстырғандағы тезлигин $v_{не}$ деп белгилейік («ие» индекси есаплау системасының инерциаллық емес екенлигин билдиреди). Усы бөлекшениң қозғалмай тұрған бақлаушыға салыстырғандағы тезлигин $v_{и}$ деп белгилейік (бул жерде «и» индекси инерциаллық есаплау системаға салыстырғандағы тезликти билдиреди). Бул $v_{и}$ тезлиги $v_{не}$ тезлиги менен дисктің шетинің тезлигинің қосындысына тең. Бул тезлик өз гезегінде Ωr ге тең (r арқалы дисктің радиусы белгиленген). Сонлықтан

$$v_{и} = v_{н} + \Omega r.$$

Бөлекшениң инерциаллық есаплау системасына салыстырғандағы $w_{и}$ тезлениуін аңсат анықлауға болады. Бөлекше радиусы r болған шеңбер бойынша $v_{и}$ тезлиги менен тең өлшеулі қозғалатуғын болғанлықтан

$$w_{и} = \frac{v_{и}^2}{r} = \frac{v_{не}^2}{r} + 2\Omega v_{не} + \Omega^2 r.$$

Бул тезлениуді бөлекшениң массасы m ге көбейтсек инерциал есаплау системасындағы бөлекшеге тәсир етиуші күш « ти табамыз:

$$F = mw_{и}.$$

Енди дискте отырған бақлаушының хәм сонлықтан дискті қозғалмайды деп есаплайтуғын бақлаушының көз-қарасы бойынша қозғалыстың қалай жүзеге келетуғынлығын қараймыз. Оның ушын да бөлекше радиусы r болған шеңбер бойынша тең өлшеулі қозғалады, бирақ оның тезлиги $v_{не}$ ке тең. Сонлықтан бөлекшениң тезлениуі дискке салыстырғанда

$$w_{не} = \frac{v_{не}^2}{r}$$

шамасына тең хәм дисктің орайына қарай бағытланған. Дискті қозғалмайды деп есаппа бақлаушы $w_{не}$ ти бөлекшениң массасына көбейтеди хәм алынған

$$F_{не} = mw_{не}$$

күшин бөлекшеге тәсир етиуші күш деп есаплайды.

$$w_{не} = w_{и} - 2\Omega v_{не} - \Omega^2 r$$

екенлигин аңлап хәм $mv_{и} = F$ екенлигин есапқа алып

$$F_{не} = F - 2m\Omega v_{не} - m\Omega^2 r$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип айланыушы есаплау системасында бөлекшеге «хақыйқый» F күшинен басқа еки қосымша $-m\Omega^2 r$ хәм $-2m\Omega v_{не}$ күшлеринің тәсир ететуғынлығын көремиз. Инерция күшлеринің бириншисин *орайға умтылуышы* күш деп, ал екіншисин *Кориолис күши* деп атаймыз. «Минус» белгилери усы еки күштің де дисктің айланыу көшеринен сыртқа қарай бағытланғанлығын көрсетеди.

Орайдан қашыушы күш $v_{не}$ тезлигинен ғәрезли емес. Басқа сөз бенен айтқанда бундай күш бөлекше дискке салыстырғанда қозғалмаса да бар болады. Есаплау системасының айланыу көшеринен r қашықтығында турған бөлекшеге тәсир етиуші бундай күш барлық уақытта да $m\Omega^2 r$ ге тең хәм айланыу көшеринен баслап радиустың бағытында бағытланған.

Орайдан қашыушы күш түсиниги менен бирге биз орайдан қашыушы майданы күшлериниң потенциал энергиясы сыпатында орайдан қашыушы энергия түсинигин де киргизиуимиз мүмкин. Күш пенен потенциал энергияны байланыстырушы улыұмалық формуладан

$$-\frac{dU_{\text{орайданкаш}}}{dr} = m\Omega^2 r$$

хәм буннан

$$U_{\text{орайданкаш}} = -\frac{m\Omega^2 r^2}{2} + \text{const.}$$

Ықтыярлы турақлыны нолге тең етип алыу тәбийий. Бундай жағдайда потенциал энергия жерде орайдан қашыушы күш нолге тең болған айланыу көшеринен баслап есапланады ($r=0$).

Орайдан қашыушы күш арнаулы түрде қурылған центрифугаларда жүдә үлкен мәнислерге шекем жетиуі мүмкин. Жер бетинде бул күштиң мәниси үлкен емес. Бул күштиң шамасы экваторда ең үлкен мәниске ийе. Бул жерде массасы 1 г болған бөлекше ушын (Жердиң радиусы $R = 6.3910^8 \text{ см}$)

$$m\Omega^2 r = 19 \left(\frac{2\pi}{24 * 60 * 60} \right)^2 9.6.3910^8 \text{ дин} = 3.3 \text{ дин}.$$

Бул күш денениң хәр бир граммының салмағын 3.3 динаға кемейтеди, яғный денениң салмағын шама менен 0.3 % ке кемейтеди.

Екинши инерция күши болған Кориолис күши өзиниң характери бойынша биз усы уақытқа шекем танысқан күшлерден айрылады. Бул күш тек (берилген есаплау системасына салыстырғанда) қозғалыушы денелерге тәсир етеди хәм усы қозғалыстың тезлигине ғәрезли. Соның менен бирге бул күш бөлекшениң есаплау системасына салыстырғандағы ауҳалына ғәрезсиз болып шықты. Биз жоқарыда көрген мысалда шамасы жағынан ол $2m\Omega v_{не}$ ке тең хәм бағыты бойынша дисктиң айланыу көшеринен сыртқа қарай бағдарланған. Улыұма жағдайларда ықтыярлы $v_{не}$ тезлиги менен айланыушы есаплау системасына салыстырғанда қозғалыушы бөлекшеге тәсир етиуші инерцияның кориолис күши мынаған тең:

$$2m[v_{не}\Omega].$$

Басқа сөз бенен айтқанда бул күш айланыу көшерине хәм бөлекшениң тезлигине перпендикуляр хәм шамасы бойынша $2mv_{не}\Omega \sin\theta$ ға тең (θ арқалы Ω менен $v_{не}$ арасындағы мүйеш белгиленген). $v_{не}$ тезлигиниң бағыты қарама-қарсы бағытқа өзгергенде Кориолис күшиниң де бағыты қарама-қарсы бағытқа өзгереді.

Кориолис күшиниң бағыты барлық уақытта да бөлекшениң тезлигиниң бағытына перпендикуляр болғанлықтан ол бөлекшениң үстинен хеш қандай жұмыс ислемейди. Басқа сөз

бенен айтқанда Кориолис күші тек бөлекшениң қозғалысының бағытын өзгертеді, бірақ қозғалыс тезлігінің шамасын өзгертпейді.

Жер бетінде тәсір етіуіші Кориолис күшінің шамасы жүде киши болса да, ол базы бир эффектлердің жүзеге келиуіне алып келеді. Усы күштің тәсір етіуіне байланысly еркин түсіуіші дене дәл вертикаль бойынша қозғалмайды, ал шығыс тәрепке ауысады. Бірақ бул ауысуыудың шамасы үлкен емес. Мысалы 60° кеңлікте 100 м бийикликтен кулап түсіуіші денениң ауытқыуы шама менен 1 см ге тең.

Бир уақытлары Жердің суткалық айланысының дәлиллериниң бири болған Фуко маятникниң тербелисиниң өзгешеликлери де Кориолис күшине байланысly. Егер Кориолис күши болмағанда Жерге салыстырғандағы маятниктиң тербелис тегислигиниң бағыты өзгермеген болар еди. Бул күштің тәсиринде вертикаль бағыттың дегерегинде тербелис тегислиги $\Omega \sin\theta$ мүйешлик тезлиги менен айланады (Ω Жердің айланыуының мүйешлик тезлиги, - арқалы маятникти илдирилип қойылған ноқаттың кеңлиги белгиленген).

Кориолис күши метеорологиялық кубылыстарда үлкен орынды ийелейди. Мысалы егер Жер өз көшери дегерегинде айланбағанда тропиклерден экваторға қарап есиуи керек болған пассатлар деп аталыушы самал арқа ярым шарда арқадан түсликке қарап, ал түслик ярым шарда түсликтен арқаға қарай ескен болар еди. Кориолис күшінің тәсиринде бул самаллар батысқа қарай ауысады.

IV БАП

ТЕРБЕЛИСЛЕР

§ 32. Гармоникалық тербелісler

Биз 13-параграфта потенциал шуқырдағы бөлекшениң бир өлшемli қозғалысының дәуирли болатуғынлығы, яғный бирдей уақыт аралығында қайталанатуғынлығын көрдик. Қозғалыс қайтадан қайталанатуғын сондай уақыт аралығын *қозғалыстың дәуири* деп атаймыз. Егер T қозғалыс дәуири болатуғын болса, онда t хәм t+T уақыт моментлеринде бөлекше бирдей аўхалда хәм бирдей тезликке ийе болады.

Дәуирге кери болған шама *жйиilik* деп аталады. ν арқалы белгиленетуғын жйиilik

$$\nu = \frac{1}{T}$$

бир секундта қозғалыстың неше рет қайталанатуғынлығын көрсетеди. Демек бул шама *1/сек* өлшеimine ийе. 1 сек дәуирге сәйкес келиуіші жйиilikти өлшеудің бирлиги *герц (гц)* деп аталады: $1 \text{ гц} = 1 \text{ сек}^{-1}$.

Әлбетте, гармоникалық қозғалыстың оғада көп сандағы түрлери бар. Тригонометриялық функциялар болған синус пенен косинустың ең әпиуайы дәуирлик функциялар екенлигин билемиз. Сонлықтан материаллық ноқаттың координаталары

$$x = A \cos(\omega t + \alpha)$$

нызамы бойынша өзгеретуғын қозғалыс ең әпйұайы дәўирли қозғалыс болып табылады. Бул аңлатпада A , ω , α арқалы базы бир турақлы шамалар белгиленген. Усындай дәўирли қозғалыс *гармоникалық тербелмели қозғалыс* деп аталады.

A хәм ω шамалары әпйұайы физикалық мәниске ийе. Косинустың дәўири 2π ге тең болғанлықтан қозғалыс дәўири T ω шамасы менен былай байланысқан

$$T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Бул жерде ω ның $\frac{1}{2}$ шамасынан 2π көбейтйұшиси менен айырмасының бар екенлиги көринип тур. ω шамасын *цикллық жийилик* деп атайды. Физикада тербелислердин характеристикасы ретинде әдетте усы шамадан пайдаланады хәм усы шаманы тек жийилик деп те атайды.

Косинустың ең үлкен мәниси бирге тең болғанлықтан x координатасының максималлық мәниси A ға тең. Бул максималлық мәнис *тербелистің амплитудасы* деп аталады. x шамасы $-A$ дан $+A$ ға шекем өзгереді.

Косинустың аргументи $\omega t + \alpha$ тербелислердин фазасы деген атқа ийе; α дәслепки фаза болып табылады ($t=0$ моментиндеги).

Бөлекшениң тезлиги мынаған тең:

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \cos(\omega t + \alpha).$$

Бизлер тезликтің де гармоникалық нызам бойынша өзгеретуғынлығын көремиз (тек ғана косинустың орнында синус тур). Бул аңлатпаны

$$v = A\omega \cos\left(\omega t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right)$$

түринде жазып тезликтің өзгерисинің координатаның өзгерисинен $\frac{\pi}{2}$ шамасына ғалға кететуғынлығын» көремиз. Тезликтің амплитудасы аұысыұ амплитудасы менен жийилик ω ның көбеймесине тең.

Енди бөлекшениң гармоникалық тербелиси ушын оған қандай күштиң тәсир етиұйинің кереклигин анықлаймыз. Соның ушын усындай қозғалыстағы бөлекшениң тезленіұин анықлаймыз:

$$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \alpha).$$

Бул шама да бөлекшениң координатасының өзгеретуғын нызамы бойынша өзгереді (бирақ фазасы бойынша π ге айрылады). a ны бөлекшениң массасына көбейтип хәм $A \cos(\omega t + \alpha) = x$ екенлигин есапқа алып күш ушын төмендегидей аңлатпаны аламыз:

$$F = -m\omega^2 x.$$

Солай етип бөлекшениң гармоникалық тербеліұи ушын усы бөлекшеге тәсир етиұши күштиң шамасы бөлекшениң аұысыұына пропорционал, ал бағыты бойынша усы аұысыұға қарама-қарсы

болыуы керек екен. Әпиуайы мысал: созылған (ямаса қысылған) пружина тәрәпинен денеге тәсир етиуи күш усы пружинаның узарыуына (ямаса қысқарыуына) тууры пропорционал хәм пружинаның өзиниң нормал узынлығына қайтыу бағытында болады. Бундай күшти *қайта тиклеуи күш* деп атайды.

Жоқарыда тәриппленгендей күштиң бөлешкениң аўхалынан (ийелеген орнынан) ғәрезлилиги физикалық мәселелерди шешкенде жүдә жийи ушырасады. Егер қандай да бир дене орнықты тең салмақтық аўхалда турған болса (бул $x=0$ нокаты болсын) хәм кейнинен бул денени бир тәрәпке (ямаса қарама-қарсы тәрәпке) аўыстырсақ, онда усы денени дәслепки орнықты тең салмақтық аўхалына қайтарыуи F күши пайда болады. Денениң аўхалының функциясы x сыяқты $F \Rightarrow x$ күши де координата басы менен кесисетуғын базы бир иймеклик пенен тәриппленеди: $x=0$ нокатында $F=0$, ал усы нокаттың бир бирине қарама-қарсы тәрәплеринде күш хәр қыйлы белгилерге ийе. Координата x тың үлкен емес мәнислериниң интервалында бул кесинди жууық түрде тууры сызықтың кесиндиси сыпатында қабыл етилиуи мүмкин. Демек бундай жағдайда күш аўысыу x қа пропорционал болады. Солай етип дене тең салмақтық аўхалынан азмаз аўыстырылған болса хәм буннан кейин усы дене өзінше қалдырылса, онда усы дене өзиниң тең салмақтық халына қайтқанда гармоникалық тербеліслер пайда болады.

Денелер өзлериниң тең салмақтық аўхалынан киши аралықларға аўысатауғын қозғалыслар *киши тербеліслер* деп аталады. Биз киши тербеліслердиң гармоникалық тербеліслер болатуғынлығын көрдик. Бундай тербеліслердиң жийиликлери күш пенен аўысыу арасындағы байланысты тәрипплеуің денени бекитиудің қаттылығына ғәрезли. Егер күш хәм аўысыу арасында

$$F = -kx$$

түриндеги байланыс болса (k арқалы *қаттылық* деп аталатуғын базы бир коэффициент белгиленген), онда бул күшти гармоникалық тербелістеги $F = -m\omega^2 x$ аңлатпасы менен салыстырып тербеліс жийилигиниң

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

ге тең екенлигине ийе боламыз. Буннан жийиликтің тек ғана тербеліуи системаның қәсийетлеринен (денени бекитиудің қаттылығы хәм усы денениң массасы) ғәрезли екенлигин көремиз. Жийилик тербеліс амплитудасынан ғәрезсиз екен. Бирдей денелер хәр қыйлы амплитудалар менен тек бирдей жийиликлерде тербеледи. Бул киши тербеліслердиң ең әхмийетли қәсийети болып табылады. Ал тербеліс амплитудасы болса тербеліуи системаның қәсийети бойынша емес, ал оның қозғалысының басланғыш шәртлерине байланысly (яғный системаны тынышлық халдан шығарыушы басланғыш F түрткиге» байланысly). %3 өзине қойылған системаның басланғыш түрткиниң салдарынан басланған тербеліслери *меншикли тербеліслер* деп аталады.

$$\frac{dU}{dx} = -F = kx$$

екенлигин еске түсіріп тербеліуіші бөлекшениң потенциал энергиясын аңсат табыуға болады. Жоқарыдағы аңлатпадан

$$U = \frac{kx^2}{2} + \text{const.}$$

Тең салмақлық халда ($x=0$) потенциал энергия нолге тең деп есапласақ, онда

$$U = \frac{kx^2}{2}$$

екенлигине ийе боламыз. Бул жерде потенциал энергияның ауысыудың квадратына пропорционал екенлиги көреміз.

Потенциал энергияны кинетикалық энергия менен қосып тербеліуіші бөлекшениң толық энергиясын аламыз:

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{kx^2}{2} = \frac{mA^2\omega^2}{2} \sin^2(\omega t + \alpha) + \frac{mA^2\omega^2}{2} \cos^2(\omega t + \alpha)$$

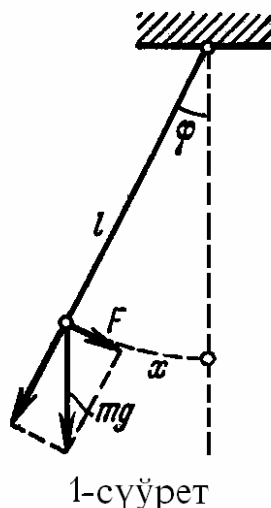
ямаса

$$E = \frac{mA^2\omega^2}{2}.$$

Солай етип толық энергия тербеліслер амплитудасының квадратына пропорционал екен. Ал кинетикалық хәм потенциаллық энергиялар $\sin^2(\omega t + \alpha)$ хәм $\cos^2(\omega t + \alpha)$ бойынша өзгереді, яғный биреуі үлкейсе, екіншісі кемейеді. Басқа сөз бенен айтқанда тербеліс процесси дәуірлі түрде потенциал энергияның кинетикалық энергияға хәм қарама-қарсы өтиулерге байланысly екен. Тербеліс дәуіри ишіндеги потенциал хәм кинетикалық энергиялардың орташа мәніслери турақлы хәм $E/2$ ге тең.

¶ 33. Маятник

Киши тербеліслердің мысалы ретінде математикалық маятникти қараймыз. Математикалық маятник деп Жердің салмақ майданында сабаққа илдирилген материаллық ноқатты айтамыз.



Маятникти тең салмақтық аўхалынан базы бир - мүйешине аўыстырамыз хәм усындай жағдайлардағы маятникке тәсир етиўши күшти анықлаймыз. Маятникке тәсир етиўши улыўмалық күш mg ға тең (m маятниктиң массасы, g еркин түсиў тезлениўи). Бул күшти биз еки қураўшыға жиклеймиз (1-сүўрет): биреўи сабақ бойынша тәсир етеди, екиншиси оған перпендикуляр. Бириншиси сабақтың кериўи менен компенсацияланады, екиншиси маятникти қозғалысқа келтиреді. Бул қураўшының мәніси мынаған тең:

$$F = -mg \sin-.$$

Киши тербелислерде - мүйеши киши. Сонлықтан $\sin-$ диң мәніси шама менен - диң өзиниң мәнісине тең. Сонлықтан $F \approx mg-$. l арқалы маятниктиң узынлығы белгиленсе l - көбеймеси материаллық нокат өткен жол x болып табылады хәм F күшин мына түрде жаза аламыз:

$$F = -\frac{mg}{l}x.$$

Бул жерде маятниктиң киши тербелислериндеги қаттылық коэффициентиниң $\frac{mg}{l}$ ге тең екенлиги көринип тур. Сонлықтан маятниктиң тербелис жийилиги мынаған тең:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}.$$

Маятниктиң тербелисиниң дәўири

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Дәўири $T=1$ сек болған маятниктиң узынлығы $l = 24.8$ см ге тең (еркин түсиў тезлениўиниң стандарт мәніси ушын).

Маятниктиң дәўириниң оның узынлығы менен еркин түсиў тезлениўине ғәрезлилиги өлшем бирликлери көз-қарасы бойынша көз-қараслардан да әпиўайы түрде анықланыўы мүмкин. Бизиң қолымызда берилген механикалық системаны тәриплейтуғын өлшем бирликлери

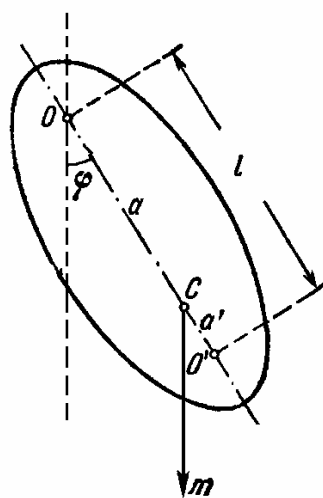
$$[m] = \text{г}, \quad [l] = \text{см}, \quad [g] = \text{см/сек}^2.$$

болған m , l , g шамалары бар. Тек усы шамалардан ғана дәўир T ғәрезли болыўы керек. Бул шамалар ишинде g өлшемине тек m ийе, ал изленип атырған дәўир $[T]=\text{сек}$ g ға ийе емес. Буннан T ның m нен ғәрезли емес екенлиги өз-өзинен түсиникли. Қалған еки l хәм g шамаларынан T да жоқ болған $см$ өлшемін жоқ қылыўға болады. Буның ушын l/g қатнасын аламыз. Ақырында l/g дан квадрат түбир шығарсақ биз $сек$ өлшемін аламыз. Қала берсе жоқарыдағы талқылаўлардан $сек$ ты пайда етиўдиң бул бирден-бир жолы екенлигин көремиз. Усы айтылғанларға байланысly биз T ны $\sqrt{l/g}$ ға пропорционал болыўы керек деп тастыйықлай аламыз. Бирақ пропорционаллық коэффициенттиң санлық мәнісин усындай жоллар менен анықлай алмаймыз.

Биз усы ўақытқа шекем материаллық нокаттың тербелислери сыпатында киши тербелислер хақында гәп еттик. Бирақ биз алған нәтийжелер әдеўир қурамалырақ болған системалардың тербелислери ушын да орынланады.

Мысал ретинде горизонталлық көшер дөгерегинде айлана алатуғын қатты денениң тербелисин қараймыз. Бундай денени *физикалық маятник* деп атаймыз.

Биз 28-параграфта айланыўшы денелердің қозғалыс ызымларының материаллық нокатлардың қозғалыс ызымларынан формаллық жақтан айрылмайтуғынлығын көрдик. Координатаның орнын денениң бурылыў мүйеши φ , массаның орнын денениң инерция моменти I (айланыў көшерине салыстырғанда), ал күш F тиң орнын күш моменти K_Z ийелейди.



2-сүүрет

Бул жағдайда айланыў көшерине салыстырғандағы салмақ күшиниң моменти $K_Z = -mga \sin \varphi$ - (m денениң массасы, a арқалы оның салмақ орайы C менен айланыў көшери арасындағы қашықлық белгиленген, 2-сүүретте айланыў көшери O нокаты арқалы сүүрет тегислигине перпендикуляр бағытта өтеди, φ - арқалы OC сызығының вертикаль бағыттан аўытқыўы белгиленген, минус белгиси K_Z моментиниң - мүйешин киширейтиўге қарай бағдарланғанлығын билдиреди). Киши тербелислерде - мүйеши киши мәниске ийе ҳәм сонлықтан $K_Z \approx -mg\varphi$. Бул аңлатпаны материаллық нокаттың тербелиси жағдайындағы қайтарыўшы күш $F = -kx$ пенен салыстырсақ қаттылық коэффициент k ның орын енди mga шамасының ийелейтуғынлығын көремиз. Сонлықтан $\omega = \sqrt{k/m}$ формуласына сәйкес физикалық маятниктиң тербелисиниң жийилиги ушын мынадай формуланы жаза аламыз:

$$\omega = \sqrt{\frac{mga}{I}}.$$

Бул аңлатпаны математикалық маятниктиң жийилиги ушын жазылған формула ($\omega = \sqrt{g/l}$) менен салыстырсақ физикалық маятниктиң қозғалысының қәсийетиниң узынлығы

$$l = \frac{I}{ma}$$

болған математикалық маятниктің қозғалысының қасиеттері менен бірдей болатуғынлығын көреміз. Бул ұзындықты физикалық маятниктің *келтирилген ұзындығы* деп атаймыз.

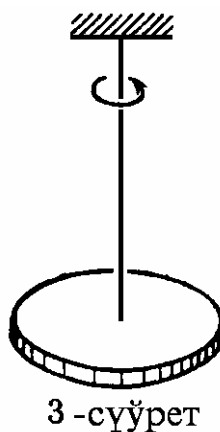
$I = I_0 + ma^2$ деп жазып (I_0 арқалы маятниктің салмақ орайы арқалы өтетұғын горизонталлық бағыттағы көшерге салыстырғандағы инерция моменти белгіленген) келтирилген ұзындықты

$$l = a + \frac{I_0}{ma}$$

деп жаза аламыз. Бул аңлатпадан мынадай әхмийетли жуўмақ шығара аламыз: ОС туўрысының бойында (2-сүўрет) $OO' = l$ кесиндисин сайлап аламыз. Енди маятник O' нокаты арқалы өтетұғын көшерге бекитилген деп көз алдымызға келтирейик. Усындай жоллар менен алынған жаңа маятниктің келтирилген ұзындығы мынаған тең болады:

$$l' = a' + \frac{I_0}{ma'}$$

Бирақ $a' = l - a = I_0/ma$. Солай етип бир биринен l қашықлықтарында турған көшерлерге бекитилген маятниклердің келтирилген ұзындықтары (хәм сонлықтан) тербеліс дәўирлері бірдей болады екен.



Енди ең ақырында серпимли сабақ пенен асып қойылған дисктің *айланбалы тербелісін* қараймыз (3-сүўрет). Буралғанда дискті дәслепки орнына қайтарыўға бағдарланған сабақтың серпимлилик күшлериниң моменти бурылыў мүйеши ϕ ге пропорционал: $K_z = -k\phi$ (ϕ арқалы сабақтың қасиетине байланысly болған турақлы коэффициент). Егер дисктің инерция моменти (оның орайына салыстырғандағы) I_0 болса, онда тербеліс жийилигі

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{I_0}}$$

§ 34. Сөнийши тербеліслер

Усы ўақытқа шекем бизлер денелердің хеш қандай қарсылықсыз қозғалысларын хәм тербеліслерін қарадық. Бирақ егер қозғалыс қандай да бир сыртқы орталықта орын алатуғын болса, онда бул орталық қозғалысты әстелетиўге қаратылған тәсир жасайды. Денениң қоршап алған орталық тәсирлесиўи қурамалы процесс болып табылады. Бул процесстің ақыбетінде

қозғалыушы денениң энергиясы ақыр аяғында жыллылыққа айналады. Бундай кубылысты физикада *энергияның шашырауы* ямаса *энергияның диссипациясы* деп атайды. Бул процесс таза механикалық кубылыс болып та табылмайды хәм сонлықтан оны тереңирек изертлеу ушын физиканың басқа да бөлімлерин қолланыуға туура келеди. Ал механикалық көз-қараслар бойынша қоршаған орталықтың тәсири белгили бир қосымша күшти киргизиу менен анықланады. Бул күш қозғалыстың жүзеге келиуі менен пайда болады хәм барлық уақытта қозғалысқа қарама-қарсы бағытланған. Бул күшти *сүйкеліс күши* деп атаймыз. Жеткиликли дәрежедеги киши тезликлерде сүйкеліс күши тезликке пропорционал, яғный

$$F_{\text{сүйк}} = -bv.$$

Бул жерде b арқалы қоршаған орталық пенен денениң тәсірлесіуін тәріплейтуғын базы бир тураклы шама белгиленген, ал минус белгиси күштин тезликтің бағытына қарама-қарсы бағытланғанлығын көрсетеди.

Усындай сүйкелістің тербелмели қозғалысқа қалай тәсір ететугынлығын анықлаймыз. Тербелістің бир дәуіри ишіндегі энергияның жоғалыуы салыстырмалы киши болыуы ушын сүйкеліс күшин киши деп есаплаймыз. Бундай жағдайдағы денениң энергиясының жоғалыуы сүйкеліс күши тәрәпинен іспенген жұмыс түрінде анықланады. dt уақыты ишінде іспенген жұмыс хәм соған сәйкес энергияның жоғалыуы dE сүйкеліс күши $F_{\text{сүйк}}$ пенен денениң ауысыуы $dx = vdt$ тең көбеймесине тең:

$$dE = F_{\text{сүйк}} dx = -bv^2 dt.$$

Буннан

$$\frac{dE}{dt} = -bv^2 = -\frac{2b}{m} \frac{mv^2}{2}.$$

Сүйкеліс күши киши мәніске ийе деп болжаудан усы формуланы бир дәуір ишіндегі энергияның жоғалыуының орташа мәнісин табыу ушын қолланыу мүмкин. Бундай жағдайда кинетикалық энергия $\frac{mv^2}{2}$ ны оның орташа мәніси менен алмастырыуымыз керек. Биз 32-параграфта тербеліуші денениң кинетикалық энергияның орташа мәнісинің оның толық энергиясының ярымына тең екенлігін көрген едік. Сонлықтан былайынша жаза аламыз:

$$\frac{dE}{dt} = -2\gamma E.$$

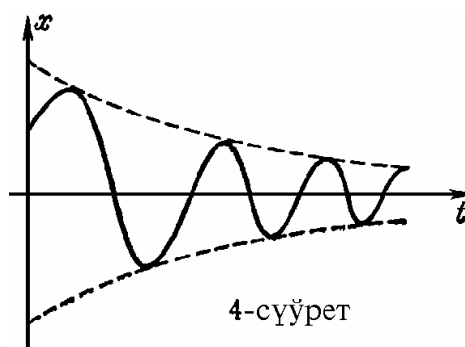
($\gamma = b/2m$). Биз бул жерде энергияның кемейіу тезлігінің энергияның өзине пропорционал екенлігін көреміз. Бул аңлатпаны

$$\frac{dE}{E} = d(\ln E) = -2\gamma dt$$

түрінде көшіріп жазып $\ln E = -2\gamma t + \text{const}$ екенлігі аламыз. Буннан

$$E = E_0 e^{-2\gamma t}$$

екенлігіне ийе боламыз. Бул жерде E_0 энергияның уақыттың басланғыш моментіндегі мәніси ($t=0$ деги).



Солай етип сүйкеліске байланысly тербеліслер энергиясы экспоненциаллық нызам бойынша кемейеди екен. Энергия менен бирге тербеліслердің амплитудасы да киширейеди. Энергия амплитуданың квадратына пропорционал болғанлықтан

$$A = A_0 e^{-2\gamma t}.$$

Амплитуданың кемейіу дәрежеси *сөниу коэффициенти* деп аталатуғын γ шамасы менен анықланады. $\tau = 1/\gamma$ ўақыты ишинде амплитуда e мәртебе киширейеди, бундай ўақыт тербеліслердің *жасау ўақты* деп аталады. Жоқарыда биз қабыл еткен сүйкеліс күшинің кишилиги τ дың дәўир $T=2\pi/\omega$ дан үлкен екенлигин нәзерде туталды (яғный тербеліслердің жасау ўақтында көп сандағы $n = \tau / T$ тербеліслер орын алады). n ге кери болған шаманы *сөниудің логарифмлик декременти* деп атайды.

4-сүүретте

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) = A_0 e^{-2\gamma t} \cos(\omega t + \alpha)$$

сөниўши тербеліслериндеги аўысыўдың ўақытқа ғәрезилиги көрсетилген. Пунктир сызык амплитуданың киширейіу барысын сәўлелендиреди.

Сүйкеліс тербеліслердің жийилигине де тәсир етеди. Қозғалысты әстелендириу менен бирге сүйкеліс дәўирди үлкейтеди, яғный тербеліслердің жийилигин киширейтеди. Бирақ киши тербеліслерде бундай өзгеріслер жүдә киши (сонлықтан да биз буны жоқарыда есапқа алмадық): жийиликтің салыстырмалы өзгерісинің γ/ω шамасына пропорционал екенлигин көрсетиу мүмкин. Керисинше, үлкен сүйкеліслерде сезилерликтей әстелениу бақланады. Бундай жағдайда қозғалыстың сөниуи тербеліссиз жүзеге келеди. Бундай жағдайдағы сөниуди *дәўирли емес (апериодлы)* деп атайды.

§ 35. Мәжбүрий тербеліслер

Қәлеген ҳақыйқый тербелмели системада қандай да бир сүйкеліс процесси орын алады. Сонлықтан дәслепки түрткиниң нәтийжесинде пайда болған еркин тербеліслер ўақыттың өтиуи менен сөнеди.

Системада сөнбейтуғын тербеліслер қоздырыу ушын сүйкеліске байланысly энергияның жоғалыуын компенсациялау керек. Бундай компенсацияны энергияның сыртқы дереклери

(тербелмели системаға салыстырғандағы) тәрепинен әмелге асырыу мүмкін. Системаға уақытқа байланыссыз базасы бір ω жиілігі менен гармоникалық

$$F_{\text{сырткы}} = F_0 \cos \omega t$$

нызам бойынша тәсір жасау ең әпийайы мысал бола алады (усы жиіліктен айырыу ушын системаның меншикли, еркин тербеліслеринин жиілігін енди ω_0 аркалы белгилеймиз). Усы күштин тәсиринде системада тербеліслер пайда болады хәм бул тербеліслерди *мәжбүрий тербеліслер* деп атаймыз. Бундай жағдайда системаның қозғалысы жиілігі ω_0 болған меншикли тербеліслер менен жиілігі ω болған мәжбүрий тербеліслердин қосындысынан турады.

Еркин тербеліслерди бизлер үйрендик. Енди мәжбүрий тербеліслерди үйренемиз хәм бул тербеліслердин амплитудасын анықлаймыз. Бул тербеліслерди

$$x = B \cos (\omega t - \beta)$$

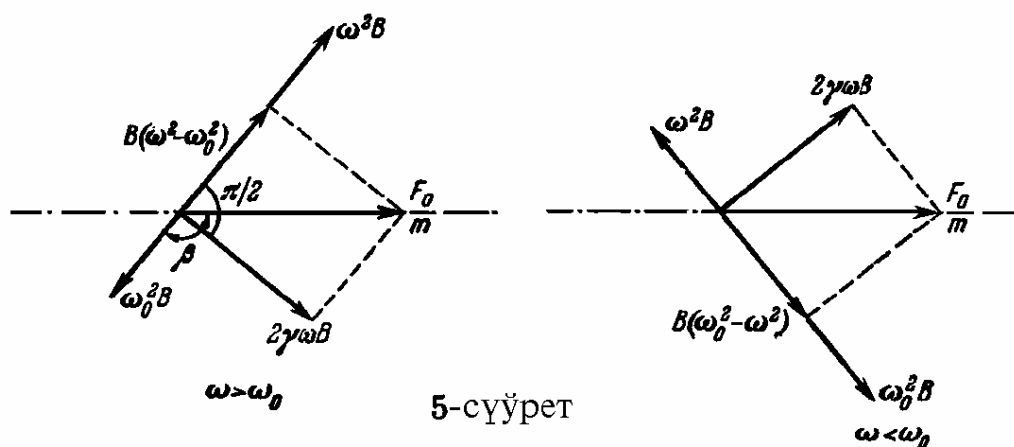
түрінде жазамыз (В амплитудасы, β аркалы сыртқы күш пенен усы күш тәрепинен пайда етилген тербеліслер арасындағы хәзирше белгисіз фазалар аўысыуы белгиленген). Биз β ның алдына минус белгисин қойдық, яғнай фаза бойынша хәқыйқатында да кешигиудин орын алатуғынлығын еске алдық (буның дурыслығын төменде көремиз).

Мәжбүрий тербеліс жасаушы денениң тезлениуі w үш түрлі күштин бир уақытта тәсір етиуинин нәтижесинде орын алады: қайта тиклеуши күш $-kx$, сыртқы күш $F_{\text{сырткы}}$ хәм сүйкеліс күши $F_{\text{сүйк}} = -bv$. Сонлықтан

$$mw = -kx - bv + F_{\text{сырткы}}.$$

Бул теңликтиң еки тәрепин де масса m ге бөлемиз, $k/m = \omega_0^2$ екенлигин еске түсиремиз хәм және де $b/m = 2\gamma$ деп белгилеп мынадай теңлеми аламыз:

$$w = -\omega_0^2 x - 2\gamma v + \frac{1}{m} F_{\text{сырткы}}.$$



Енди тербеліслерди сәўлелендириу ушын қолайлы болған графикалық усулдан пайдаланамыз. $x = B \cos \varphi$ (тербеліслер фазасы φ аркалы белгиленген) шамасын В узынлығына ийе радиус-вектордың горизонталлық көшерге түсирілген проекциясы деп геометриялық жақтан қарауға болады (*векторлық диаграмма* деп аталатуғын жәрдемши сызылмада, - горизонталлық

бағыт пенен сол вектор арасындағы мүйеш) [кәтеликлерге жол қоймау мақсетінде бул радиус-вектордың физикалық шамаға сәйкес келиуши векторға қатнасы жоқ екенлигин атап өтеміз].

Жоқарыда жазылған ең кейинги аңлатпа хәр бири жийилиги ω ға тең дәуирли түрде өзгеретуғын, бирақ хәр қайсысы ушын хәр қыйлы фазалар аұысыуына ийе ағзалардан турады. Мысал ретинде $F_{\text{сыртқы}} = F_0 \cos \omega t$ сыртқы күштин фазасы нолге тең болатуғын $t=0$ моментин қарайық. Бундай жағдайда $F_{\text{сыртқы}}/m$ шамасы узынлығы F_0 болған горизонтал бағыттағы вектор менен сәулелендириледі (5-сүүрет). $\omega_0^2 x = \omega_0^2 B \cos (\omega t - \beta)$ шамасы фазасы бойынша b шамасына кешигип тербеледі хәм ол күш векторына салыстырғанда саат стрелкасы бағытына қарама-қарсы бағытта β мүйешине бурылған узынлығы $\omega_0^2 B$ ға тең вектор арқалы сүүретленеді. Тезлениу w (32-параграфта көргенимиздей) $\omega^2 B$ амплитудасына хәм x тың белгисине қарама-қарсы белгиге ийе болады. Тезлик v ωB ға тең амплитудаға ийе болады хәм x тан фазасы бойынша $\pi/2$ ге алда жүреді; $2\gamma v$ шамасы x қа перпендикуляр, узынлығы $2\gamma \omega B$ ға тең болған вектор менен сүүретленеді.

$$\frac{F_{\text{сыртқы}}}{m} = w + \omega_0^2 x + 2\gamma v$$

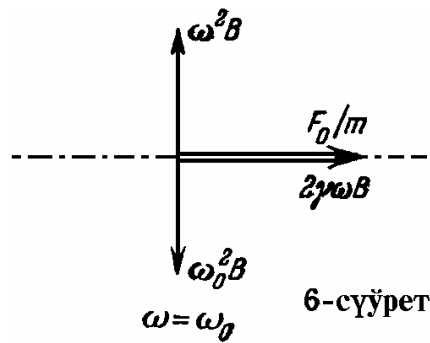
теңлигине сәйкес $\frac{F_{\text{сыртқы}}}{m}$ шамасының тербелиси теңликтин оң тәрәпиндеги үш ағзаның тербелислеринин қосындысынан турады. Бизин графигимизде бул кейинги үш вектордың горизонталлық проекцияларының қосындысының F_0/m ге сәйкес келиуинин кереклигин билдиреди. Усының менен бирге бул векторлардың векторлық қосындысының $\frac{F_{\text{сыртқы}}}{m}$ ға тең екенлиги өз-өзинен түсиникли. Сүүретте (бул жерде $\omega > \omega_0$ хәм $\omega < \omega_0$ жағдайлары өз алдына келтирилген) бундай теңликтин

$$(2\gamma \omega B)^2 + B^2(\omega^2 - \omega_0^2)^2 = \left(\frac{F_0}{m}\right)^2$$

болған жағдайларда орынланатуғынлығы көринип тур. Буннан изленип атырған тербелислердин амплитудасын табамыз:

$$B = \frac{F_0 / m}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}} \dots$$

Сол графиклердин жәрдемінде β фазалық аұысыуын да табыу мүмкин. Оның мәниси ушын арнаулы түрде аңлатпа жазбаймыз, ал мәжбүрлеуши күшлерге салыстырғандағы x тербелислеринин кешигиу мүйеши $\omega < \omega_0$ хәм $\omega > \omega_0$ ге сәйкес сүйир ямаса доғал.



Биз мәжбүрий тербелісдердің амплитудасының мәжбүрлеуші күш F_0 дің шамасына туұры пропорционал хәм усы күштің жийилигі ω менен системаның меншикли жийилигі ω_0 дің айырмасына байланысly екенлігін көреміз. Егер сөніу γ киши болса, онда амплитуда өзінің ең үлкен мәнісіне ω менен ω_0 жийиликтері шама менен бірдей болғанда жетеді. Бундай жағдайды *резонанс* деп атаймыз. Максималлық мәніс мынаған тең:

$$B_{\text{макс}} = \frac{F_0}{2m\omega_0\gamma}.$$

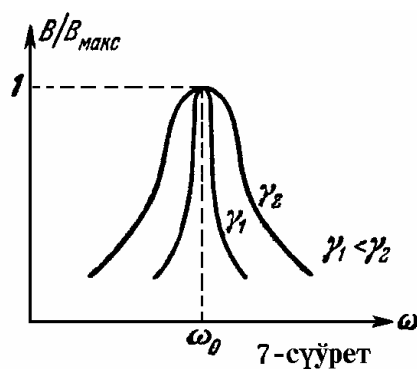
Бул мәніс сөніу коэффициенті γ ға кері пропорционал. Усыған байланысly системадағы сүйкеліс жүдә киши болса да резонанста оны есапқа алыу керек болады.

$B_{\text{макс}}$ шамасын турақлы (статикалық) F_0 болған күштің тәсіріндегі дененің алатуғын аўысыуы менен салыстырыу қызықлы. Бул аўысыуды (оны $B_{\text{стат}}$ арқалы белгілейміз) B ушын жазылған улыұмалық формуладан ала аламыз (бул жерде $\omega=0$ деп есаплаймыз): $B_{\text{стат}} = F_0/m\omega_0^2$. Резонанслық аўысыудың статикалық аўысыуға қатнасы:

$$\frac{B_{\text{макс}}}{B_{\text{стат}}} = \frac{\omega_0}{2\gamma}.$$

Биз резонанстағы (статикалық аўысыуға салыстырғандағы) тербелісдердің салыстырмалы үлкейіуі меншикли тербелісдер жийилигінің сөніу коэффициентіне қатнасына тең екенлігін көреміз. Киши сөніуге ийе системалар ушын бул қатнас жүдә үлкен мәністерге ийе болыуы мүмкін. Бул жағдай резонанстың илим менен техникадағы қаншама үлкен әхмийетке ийе екенлігін айқын түсіндіреді. Егер тербелісдерді күшейтіу керек болса бул жағдайдан кеңнен пайдаланады. Ал резонанс керегі жоқ ақыбеттерге алып келетуғын болса, онда оннан қутылыуға тырысады.

Тербелісдерді резонанслық күшейтіудің пайда болыуын былайынша түсініуге болады: мәжбүрлеуші күш $F_{\text{мәжб}}$ пенен v тезлігі арасындағы фазалар айырмасына дыққат аўдарамыз. $\omega \sim \omega_0$ жағдайында олар арасында фазалардың белгілі бір аўысыуы орын алады. Сонлықтан тербеліс дәуірі ишінде қандай да бір ўақыт ишінде $F_{\text{мәжб}}$ күші тезлікке қарама-қарсы бағытланған, яғный қозғалысты әстелетіуге бағдарланған болады. Резонанста болса күштің фазасы менен тезліктің фазасы бір бирине сәйкес келеді (6-сүреттегі векторлық диаграммаға қараңыз), яғный күш барлық ўақытта да қозғалыс бағытында тәсір етеді.



Резонанс қасында (яғный $|\omega - \omega_0|$ айырмасы резонанслық жийилик ω_0 ден киши болған жағдайларда) мәжбүрий тербелісдердің амплитудасы ушын жазылған формуланы әпиұайы түрге келтириў мүмкин. Бөлімдеги $\omega^2 - \omega_0^2 = (\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)$ деп жазып $\omega + \omega_0$ қосындысын жуўық түрде $2\omega_0$ деп жазып, $4\gamma^2\omega^2$ дағы ω ны ω_0 менен алмастырып мынадай формуланы аламыз:

$$B = \frac{F_0}{2m\omega_0 \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2}}.$$

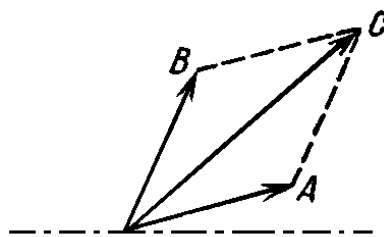
Бул формуланы былайынша да жаза аламыз:

$$B = \frac{B_{\max} \gamma}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2}}.$$

Бул жерде $B_{\max} = \frac{F_0}{2m\omega_0 \gamma}$ - резонанстағы амплитуданың максималлық мәніси.

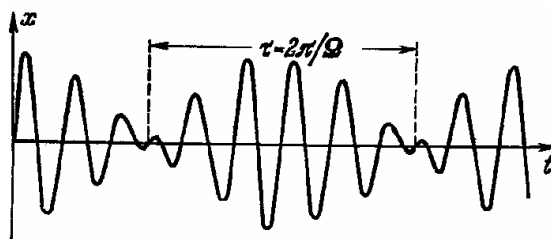
7-сүүретте бул формулаға жуўап беретугын резонанслық иймекліклер келтирилген (сөниў коэффициенті γ ның хәр қыйлы мәніслерине сәйкес келетуғын тербеліс амплитудаларының жийиликтен ғәрезлиги). $\omega - \omega_0$ айырмасының абсолют мәніси γ ға салыстырғанда киши болғанда B амплитудасы өзинің максималлық мәнісінен аз айрылады. Амплитуданың сезилерліктей киширейиўи $|\omega - \omega_0| \approx \gamma$ болғанда бақланады. Усындай тийкарда «резонанслық иймекліктің кеңлиги» γ шамасындай болады деп айтады. Берілген F_0 дің мәнісінде максимумның шамасы γ ға кері пропорционал. Сонлықтан сөниў қаншама киши болса, резонанслық иймеклік бийік хәм өткір болады.

Жоқарыда биз дәўирли сыртқы күштің тәсирінде туратуғын системаның қозғалысы мәжбүрий хәм меншикли тербелісдердің қосындысынан турады деп айтқан едик. Егер меншикли тербелісдердің хәлсиз сөниўине итибар бермейтуғын болсақ, онда жийиликлери ω хәм ω_0 , амплитудалары A хәм B болған еки гармоникалық тербелісдердің қосылыўы орын алады. Егер биз резонансқа жақын жайласқан болсақ, онда ω хәм ω_0 жийиликлери бир бирине жақын, яғный $|\omega - \omega_0|$ айырмасы ω хәм ω_0 ге салыстырғанда киши. Усындай жағдайдағы пайда болатуғын қозғалыстың характерин қараймыз.



8-сүрөт

Бул максетте 8-сүрөттө көрсөтүлгөндөй вектордук диаграммадан пайдаланамыз. Сүрөттө хәр бир тербелис өзинин векторы A хәм B менен сәүлелендирилген. Ұақыттың өтиуи менен тербелислердин фазалары өзгереди хәм бул векторлар ω хәм ω_0 мүйешлик тезликтери менен тең өлшеули айланады (бир дәуир T ишинде вектор толық бир рет айланады, яғный 2π мүйешине бурылады; оның мүйешлик тезлиги $2\pi/T$, яғный тербелистин циклык тезлигине сәйкес келеди). Қосынды тербелис еки вектордың геометриялык қосындысы болған C векторы менен сәүлелендириледи. Бул векторлык узынлығы A хәм B векторларының узынлықларындай тураклы болып қалмайды, ал ўақытқа байланыслы өзгереди (себеби ω хәм ω_0 мүйешлик тезликтеринин айырмасына байланыслы A хәм B векторлары арасындағы мүйеш өзгереди). C векторының узынлығының өзгериуинин $C_{\text{макс}} = A+B$ (A хәм B векторларының бағытлары бирдей) хәм $C_{\text{мин}} = |A-B|$ (A хәм B векторларының бағытлары қарама-қарсы) шеклеринде болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Бундай өзгерис дәуирли түрде Ω жийилиги менен болады (A хәм B векторларының бир бирине салыстырғандағы айланыуының мүйешлик тезлиги усы шамаға тең).



9-сүрөт

Биз қарап атырған бир бирине жақын болған ω хәм ω_0 жийиликтеринде A хәм B векторлары тез айланады, усының менен бирге бир бирине салыстырғанда әсте-ақырынлық пенен бурылады. Қосынды вектор C ның өзгерисин жийилиги $\omega \approx \omega_0$ болған жийиликте (ω менен ω_0 арасындағы айырманы есапқа алмаймыз) тең өлшеули айланыў менен оның узынлығының Ω жийилигиндеги әсте-ақырынлық пенен өзгерисинен турады деп қараў мүмкин. Басқа сөз бенен айтқанда пайда болған қозғалыс амплитудасы әсте-ақырынлық пенен өзгередуғын қозғалыс болып табылады.

Бир бирине жақын болған тербелислердин қосылыуының нәтижесинде пайда болған тербелистин амплитудасының дәуирли түрде өзгериуин *соғыў*, Ω жийилигин соғыўдың жийилиги деп атайды. 9-сүрөттө $A=B$ болған жағдайдағы соғыў келтирилген.

§ 36. Параметрлик резонанс

Сөнбейтуғын тербелісler тек ғана сыртқы дәйирли күшлердің тәсиринде пайда болып қоймай, тербеліуши системаның параметрлері дәйирли түрде өзгергенде де пайда болады. Тербелісlerді усындай етип қоздырыуды *параметрлик резонанс* деп атайды. Мысал ретинде әткөншекте тербеліп атырған адамды көрсетиу мүмкин. Ол белгилі бір ізбе-изликте отырады хәм тикленеди хәм сондай жол менен системаның салмақ орайын дәйирли түрде өзгертеди.

Усындай етип тербелісlerді қоздырыудың механизмин анықлау үшін әпиуайы мысал ретинде ұзынлығын өзгертиу мүмкин болған маятникті қараймыз. Буны 10-сүүретте көрсетілгендей блок арқалы асылған жағдай жәрдемінде әмелге асыруу мүмкин. Мейли маятник өзинің теңсалмақлық (вертикаллық) аұхалы арқалы өткенде маятник сыртқы F күшинің тәсиринде маятниктің ұзынлығы l ден киши болған базы бір a аралығына көтерілсин хәм ең ақырғы аұхалларда сабақ сондай a ұзынлығына узартылатуғын болсын. Демек хәр бір дәйир ишинде маятник еки рет узарады хәм еки рет келтертиледі; басқа сөз бенен айтқанда параметрдің (маятниктің ұзынлығының) дәйирли өзгерісінің жийилигі оның меншикли тербелісінің жийилигінен еки есе үлкен болады.

Маятниктің узаруы оның қыя жағдайында жүзеге келетуғын болғанлықтан усы моментте ол $a \cdot \cos \varphi_0$ ұзынлығына төмен түседі (φ_0 арқалы маятниктің тербелісінің мүйешлик амплитудасы белгиленген). Бул ұзынлық сабақ тартылғанда маятниктің көтерілиу аралығы a дан киши. Сонлықтан хәр сабақты бір тартқанда хәм жаздырғанда сыртқы күшлер салмақ күшине қарсы

$$mgh(1 - \cos \varphi_0) \approx \frac{1}{2} mga\varphi_0^2$$

жұмысын істейді (бул жерде φ_0 мүйешин киши деп есаплаймыз хәм сонлықтан $\cos \varphi_0 \approx 1 - \frac{1}{2} \varphi_0^2$).

Буның менен бирге сыртқы күш F маятниктің ең төменгі аұхалында шамасы $\frac{mv_0^2}{l}$ ге, ал шеткі жағдайларда (бул аұхалда тезлик нөлге тең) нөлге тең болған орайдан қашыушы (сабақты керіуши) күшке де қарсы жұмыс істейді. Солай етип маятниктің бір тербеліу дәйірі ишинде сыртқы күштің іслеген жұмысы мынаған тең болады:

$$A = 2 \left(\frac{1}{2} mga\varphi_0^2 + \frac{mv_0^2}{l} a \right).$$

Бирақ $v_0 = l\varphi_0\omega$, маятниктің тербеліс жийилигі $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$. Сонлықтан

$$A = 6 \frac{a}{l} \frac{mv_0^2}{2} \dots$$

Биз бул жерде сыртқы күшлер тәрәпинен маятник үстинен ісленген жұмыстың оң мәніске ийе хәм оның энергиясына пропорционал болатуғынлығын көреміз. Сонлықтан маятниктің энергиясы хәр бір тербеліс дәйірінде системалы түрде өседі. Энергияның бул өсиминің

шамасы энергияның өзине хәм $\frac{a}{l}$ шамасына пропорционал. Параметрлик резонанстың механизминің мәніси усылардан ибарат болады. Тербелиўши системаның параметрлеринің дәўирли өзгериси (усы системаның меншикли жийилигинен еки есе үлкен жийиликтеги) оның орташа энергиясы E ниң системалы түрде өсиўине алып келеди, соның менен бирге усы энергияның өсиў тезлиги E ге пропорционал:

$$\frac{dE}{dt} = 2\chi E.$$

Бул жерде χ аркалы базы бир (киши) коэффициент белгиленген. Бул катнас сөниўши тербелислердеги катнасты еске түсиреди, бирақ ҳәзирги жағдайымызда $\frac{dE}{dt}$ туўындысы оң мәниске ийе. Бул тербелис энергиясының (соның менен бирге амплитудасының да) ўақытқа байланысly экспоненциал түрде өсетуғынлығын билдиреди.

Ҳақыйқатында тербелислерди сөндириўге қарай умтылатуғын базы бир сүйкелис барлық ўақытта да катнасады. Сонлықтан тербелислердиң параметрлик қозыўының жүзеге келиўи ушын күшейтиў коэффициенти χ сүйкелистің нәтийжесинде сөниў коэффициентинен үлкен болыўы керек.

Биз дәўирли түрде өзгеретуғын сырттан түсірилген тәсирде системадағы мәжбүрий тербелислердиң пайда болыўын қарадық. Соның менен бирге тербелислер дәўирли түрде өзгеретуғын күшлердиң тәсиринде емес, ал турақлы энергия дерегинің тәсиринде де пайда болады. Бул дерек тербелислердиң сөниўине алып келетуғын энергияны турақлы түрде компенсациялап барады. Буған мысал ретинде механикалық саатты көрсетиўге болады. Саатта энергия дереги болып қысылған пружина ямаса көтерилген гирлер хызмет атқарады.

У БАП. ЗАТЛАРДЫҢ ҚУРЫЛЫСЫ

§ 37. Атомлар

Биз бул жерде атом физикасының мәселелерин толық баянлаўды нәзерде тутпаймыз. Физиканы буннан кейин үйрениў ушын зәрүрли болған затлардың қурылысы ҳаққындағы тийкарғы мағлыўматларды баянлаймыз.

Мәлим, барлық денелер базы бир, көп санлы емес әпиўайы затлардан — *химиялық элементлерден* турады. Ҳәр бир элементтиң ең киши бөлекшеси *атом* болып табылады.

Атомлардың массалары жүдә киши. Сонлықтан оны граммларда емес, ал арнаўлы бирликлерде өлшеген қолайлы болады. Усындай бирлик ретинде ең киши массаға ийе болған водород атомының массасын сайлап алған тәбийий. Бирақ атомлық салмақлардың дәл эталоны ретинде водород атомы емес, ал химиялық жақтан пайдаланыў аңсат болған кислород атомы алынады. Кислород атомы водород атомынан шама менен 16 есе салмақлырақ хәм атомның салмағының бирлиги ретинде бул атомның массасының 1/16 бөлеги алынады (бул анықламаға 38-

параграфта толығырақ анықлық ендириледи). Усындай бирликте аңлатылған қандай да бир элемент атомының массасын элементтің атомлық салмағы деп аталады хәм әдетте A хәрипи менен белгиленеди. Водородтың атомлық салмағы 1.008 ге тең.

Граммларда аңлатылған атомның массасы оның атомлық салмағына пропорционал. Сонлықтан, егер қандай да бир элементтің атомлық салмағына тең граммын алсақ (басқа сөз бенен айтқанда элементтің *грамм-атомын*), онда заттың усындай мұғдарындағы атомлардың саны барлық элементлер ушын бирдей болады. Бул сан *Авагадро саны* деп аталады хәм мынаған тең:

$$N_0 = 6.02 \cdot 10^{23}.$$

Демек атомлық салмағы A ға тең атомның массасы

$$m_A = \frac{A}{N_0} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ з.}$$

Атом элементтің ең киши бөлекшесин құрайтуғын болса да, оның өзи курамалы құрылысқа ийе болады. Атом оң зарядланған салыстырмалы аўыр *атом ядросынан* хәм оның дөгерегинде айланып жүриўши терис зарядқа ийе бөлекшелер болған *электронлардан* турады. Электронлар атомның *электронлық қабығын* пайда етеди деп есаплайды. Хәр қыйлы атомлардың ядролары бир биринен айрылады, ал электронлар болса абсолют бирдей.

Электронның массасы ядроның массасынан мыңлаған есе киши. Сонлықтан атомның дерлик барлық массасы ядрода топланған. Ядролардың ишиндеги ең жеңили водород атомының ядросы болып, ол тек бир протоннан турады хәм оның массасы электронның массасынан 1837 есе үлкен. Абсолют мәниси бойынша электронның массасы мынаған тең:

$$m = 9.11 \cdot 10^{-28} \text{ з.}$$

Соның менен бирге ядро атомның оғада киши көлемин ийелейди. Атомның радиусы, яғный электрон қозғалып жүретуғын ядро дөгерегиндеги областтың радиусы шама менен 10^{-8} см. Ядролардың радиусы атомның радиусынан онлаған мың есе киши, 10^{-13} пенен 10^{-12} ниң аралығында.

Абсолют шамасы бойынша электронның заряды

$$e = 4.80 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ заряд бирлиги} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ к.}$$

Көп жағдайларда Авагадро саны менен электронның зарядының көбеймеси менен жумыс ислеўге туўры келеди (яғный бир «грамм-электронның» заряды). Бул көбейме *Фарадей турақлысы* деп аталады хәм мынаған тең:

$$F = eN_0 = 9.65 \cdot 10^4 \text{ к.}$$

Атом тутасы менен алғанда электрлик жактан нейтрал, оның толық заряды нолге тең. Басқа сөз бенен айтқанда ядроның оң заряды оның дөгерегинде айланыўшы электронлардың терис заряды менен толық компенсацияланады. Бул ядроның зарядының электронның зарядынан пүтин сан есе үлкен болатуғынлығын аңлатады. Электронның зарядының шамасы *элементар заряд* болып табылады~ ал тәбиятта бар зарядланған бөлекшелердің зарядлары усы зарядтан пүтин сан есе үлкен болады. Бул жағдай материяның ең терең қәсийетлериниң бири болып табылады.

Электронның заряды бирлигинде анықланған ядроның заряды элементтің *атомлық номері* деп аталады хәм әдетте Z хәрипи менен белгиленеди. Ядроның заряды электронлардың зарядлары менен толық компенсацияланатуғын болғанлықтан электрон қабығындағы электронлардың саны да Z ке тең. !деттеги жағдайларда атомлардың барлық қасиетлери оның электронлық қабықлары менен анықланады. Бундай қасиетлерге затлардың химиялық хәм оптикалық қасиетлери жатады. Усыннан атомлық номердің атомның тийкаргы қасиетлерин тәриплейтуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Менделеевтің дәуірлик системасындағы элементлердің жайласыуы атомлардың номерлеринің үлкейіу барысында хәм бул системадағы атомлардың номерлери олардың қатар номерлери менен бирдей болады.

Атомлардың қурылысын анықлайтуғын өз-ара тәсирлесиу күшлери тийкарынан электронлардың ядролар хәм өз-өзи менен электрлик тәсирлесиуі болып табылады: электронлар ядро менен тартысады хәм бир бири менен ийтериседи. Басқа күшлер (мысалы магнитлик) атомда екинши дәрежели әхмийетке ийе. Ядроның заряды, соның менен бирге электронлар қозғалатуғын электр майданы атомлық номер менен анықланады. бул жерде атомлық номердің атомның қасиетин анықлаудағы фундаменталлық орты және бир рет көринеди.

Атомда гравитациялық тәсирлесиу хеш қандай орынды ийелемейди. Хәқыйқатында да, мысалы, бир биринен g қашықтығында турған еки электронның электрлик тәсирлесиуінің энергиясы e^2/g ге, ал сол электронлар арасындағы гравитациялық тәсир етисиу энергиясы Gm^2/g ге тең. Усы еки шаманың қатнасы

$$\frac{Gm^2}{e^2} = 2,3 \cdot 10^{-43}.$$

Бул оғада киши сан. Сонлықтан атомдағы гравитациялық тәсирлесиу хәққында айтыу хеш бир мәниске ийе болмайды.

Атомлардың қасиетлерин классикалық механиканың жәрдеминде анықлау пүткиллей мүмкин емес. Бул механика атомның қурылысын ғана емес, ал оның орнықты система екенлиги фактын да түсиндире алмайды. Классикалық механика жүдә киши массаға ийе болған электронлар сыяқты бөлекшелердің атомлардың аймағындағыдай сыяқты киши көлемлердеги қозғалысларын түсиндириуге пүткиллей жарамайтуғын болып шықты. Атомлық қубылыслар квант механикасы деп аталыушы басқа механиканың нызамлары тийкарында түсиндириледі.

Неандай да бир сыртқы тәсирлерде атом электрон қабатынан бир ямаса бир неше электронын жоғалтыуы мүмкин. Бундай жағдайда биз электрлик жақтан нейтрал емес. ал зарядланған атомлық бөлекшени – оң зарядланған *ионды* аламыз. Атомдағы ең шетте турған биринши электронды атомнан бөлип алыу ушын зәрүрли болған энергияны атомның *ионизациялық потенциалы* деп атайды.

Атомлық қубылыслардағы энергияны өлшеу ушын әдетте айрықша бирликлерден пайдаланады, себеби бундай мақсетлер ушын *эрг* дым үлкен шама болып табылады. Бул шама потенциаллар айырмасы 1 вольт болған электр майданында өткенде электрон алатуғын энергияға тең. Энергияның усындай бирлиги *электрон-вольт (эв)* деп аталады. Электр майданы тәрәпинен

исленген жұмыс заряд пенен потенциаллар айырмасының көбеймесине тең болғанлықтан, ал 1 вольт болса потенциалдың СГСЭ бірлігінің $1/300$ ин құрайды, сонлықтан

$$1 \text{ эв} = 4.80910^{-10} \frac{1}{300} \text{ эрг} = 1.60910^{-12} \text{ эрг}.$$

Электрон-вольттарда атомның ионизациялық потенциалы да өлшенеді. Ионизациялық потенциалдардың мәніслери 3.89 эв тан (цезий атомында) 24.6 эв (гелий ушын) өзгереді. Водород атомының ионизациялық потенциалы 13.6 эв қа тең.

Егер атомның ионизациялық потенциалын атомлық номердің потенциалы деп қарайтуғын болсақ, онда бул функцияның өзине тән дәуірлі қасиетінің бар екенлігін көреміз. Бул шама Менделеев кестесінің хәр бир дәуірінде шама менен бир текли болып монотонлы өседі хәм инерт газінде өзінің үлкен мәнісіне жетеді. Келеси дәуірдің басында ионизациялық потенциалдың мәнісі кескін түрде кишірейеді. Бул атомлардың дәуірлік қасиеттерінің көриніуінің ең баслы мысалларының бири болып табылады хәм сонлықтан Менделеевтің кестесінің өзі де дәуірлі кесте деп аталады.

Ионизациялық потенциалдың шамасы атомдағы сыртқы электронлардың байланыс энергиясын тәріптейді. Ишки электронлар (электрон қабығында тереңде жайласқан электронлар) үлкен байланыс энергияларына ийе болады. Терең электронлық қабықларда жайласқан электронларды атомнан жулып алыу ушын зәрүрлі болған энергияның мәнісі қурамалы атомларда 10^4 - 10^5 эв қа жетеді.

Оң зарядланған ионлардан басқа теріс зарядлы атомлық ионлар болады. Олар өзине артық электронды қосып алады. Бирақ атомлардың барлығы да артық электронды қосып алыу қабілетілігіне ийе бола алмайды. Бундай жағдайда атомды артық *электронға туыслық* қасиетіне ийе деп айтады. Теріс зарядланған ионды тек галоидлар топарының элементлери (F, Cl, Br, I), водород хәм кислород топарының элементлери (O, S, Se, Te) пайда ете алады. Бул элементлердегі электронға туыслық хәр қыйлы – ең үлкени галоидларда, ең кишісі водородта. Водородта теріс зарядланған иондағы байланыс энергиясы шама менен 0.1 эв ты құрайды.

Ионларды химиялық элементлердің символына + ямаса – белгисін қосып белгілеу қабыл етилген. Соның менен бирге бул белгилер ионның заряды қаншама болса, сонша рет қайталанатын: H^+ , Cl^- х.т.б.

§ 38. Изотоплар

Атомлардың ядролары улыуа түрде айтқанда көп бөлекшелерден туратуғын қурамалы құрылысқа ийе болады. Ядроның қурамалық бөлеклери водород атомның ядросы *протон* хәм *нейтрон* болып табылады. Нейтронның массасы шама менен протонның массасындай, ал ол протоннан электр зарядының жоқлығы менен айрылады. Ядродағы протонлар менен нейтронлардың улыұмалық саны *массалық сан* деп аталады. Ядроның заряды усы ядродағы протонлардың заряды менен анықланатуғын болғанлықтан хәм, егер протонның зарядын е

элементар зарядында аңлатылса ядроның заряды протонлардың санына тең болады. Сонлықтан ядродағы протонлардың саны атомлық номер Z ке сәйкес келеді. Ядродағы бөлекшелердің қалған бөлегін нейтронлар құрайды.

Ядродағы бөлекшелер электрлік тәбиғатқа ийе болмаған спецификалық күшлер менен ұласып тұрады. Бұл тәсір етисіу оғада күшлі, ал ядродағы бөлекшелердің байланыс энергиясы онлаған миллион электрон-вольттер менен өлшенеді, яғный атомдағы электронлардың энергиясына салыстырғанда жүдә үлкен. Сонлықтан ядролық жақтан келип шықпаған барлық қубылыстарда атом ядролары хеш қандай өзгерістерге ұшырамайды хәм өзлерін белгили бир массаға хәм зарядқа ийе бөлекше сыпатында көрсетеді.

Биз жоқарыда атомның қасиетінің ядроның заряды менен анықланатуғынлығын атап өткен едик. Ядроның массасы екінші дәрежелі орынды ийелейді. Бұл жағдай бірдей атомлық номерге, бірақ хәр қыйлы массаға ийе атомларда айқын көринеді.

Хәр бир химиялық элементтің атомлары бірдей емес болып табылады~ бірдей сандағы электронларға ийе болыуы менен олар массалары хәр қыйлы, зарядлары бірдей ядроларға ийе болыуы мүмкін. Бир элементтің ұсындай хәр қыйлы түрлері *изотоплар* деп аталады. Берілген элементтің барлық изотоплары химиялық қасиеттері бойынша бірдей, соның менен бирге физикалық қасиеттері бойынша да олар бир бирине жақын. Хәр қыйлы элементтердегі тәбiiй түрде бар изотоплардың саны да хәр қыйлы: бул сан бирден (Be, F, Na, Al х.б.) онға (қалайыда) өзгереді¹.

Жерде бар элементтер белгили бир қатнастардағы хәр қыйлы изотоплардың араласпасынан тұрады. Химиялық элементтердің кестелерінде келтирилген атомлық салмақтар белгили бир изотоптың дәл салмағы емес, ал әдетте бул араласпалардың орташа салмағы болып табылады (бундай атомлық салмақ хакқында айтқанда химиялық атомлық салмақ нәзерде тұтылады). Изотоплардың атомлық салмақтарының мәніслері пүтин санларға жүдә жақын – олардан жүзден ямаса мыңнан бирге айрылады. Орташа (химиялық) атомлық салмақтардың мәніслері пүтин саннан хәр қыйлы болып айрылыуы мүмкін.

Усы айтылғанларға байланысly жоқарыдағы атомлық салмақты кислородтың атомлық салмағының 1/16 бөлегіндей етип алыуға анықлық киргиземіз. Кислородтың үш изотопы бар: O^{16} , O^{17} хәм O^{18} (атомлық салмақты, дәлирегі массалық санды химиялық элементтің символындағы жоқарғы индекс сыпатында жазыу қабыл етилген). Бұл изотоплардың ең көп тарқалғаны O^{16} , ал O^{17} хәм O^{18} болса тәбiiй араласпаларда сәйкес 0.04 хәм 0.2 % мұғдарында ұшырасады. Бұл мұғдар киши болса да, атомлық салмақты дәл анықлағанда әхмийетли болады.

Изотоплардың тәбiiй аралыспасының орташа атомлық салмақтарын 16 ға тең деп қабыл етилген тәбiiй кислородтың атомлық салмағына салыстырып анықлау қабыл етилген (атомлық салмақтардың бундай шкаласын химиялық атомлық салмақтар шкаласы деп те атайды). Ядролық физикада болса айырым изотоплардың дәл атомлық салмағын анықлау ұшын O^{16} изотопының

¹ Қәтелликке жол қоймау ұшын биз бул жерде тек тәбиғатта бар тәбiiй изотоптар хакқында гөп етип атырғанымызды атап өтеміз. Ал жасалма жоллар менен көп санлы изотопларды да алыу мүмкін. Олардың ядролары тұрақлы болмайды хәм өзіннен өзи ыдырайды.

атомлық салмағын дәл 16 ға тең деп қабыл етеді және бұл шаманы бірлік ретінде қабыл етеді (буны атомлық салмақтардың физикалық шкаласы деп атайды). Бұл химиялық шкаладағыға қарағанда 0.027 % ке киши.

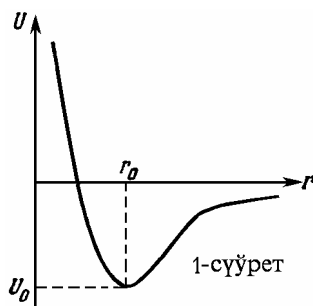
Атомлық салмақтардың екі шкаласын қолланыу біраз қолайсыздықтарға алып келеді. Усыған байланысты хәзиргі уақыттары жаңа шкалаға өтуі ұсынылған. Бұл шкалада углеродтың C^{12} изотопының атомлық салмағы 12 ге тең деп қабыл етіледі. Бұл шкалаға өтуі химиялық атомлық салмақтарды киши шамаға - 0.0043 % ке үлкейтуі менен ғана байланысты.

Дәуірлік системаның биринши элементи водород тәбийий екі изотопқа ийе: атомлық салмағы 1 ге тең тийкарғы тәбийий изотопынан басқа водород атомлық салмағы 2 ге тең де изотопқа ийе. Тәбийий водородта бир атом H^2 ге 6000 H^1 атомы сәйкес келеді. Водородтың «ауыр» изотопын D хәрипи менен белгилейди және *дейтерий*, ал бұл изотоптың атомының ядросын *дейтрон* деп атайды. Водородтың усы екі изотопының массалары арасындағы қатнас 2 ге тең болғанлықтан (бұл салыстырмалы үлкен шама) олардың физикалық қасиетлери арасындағы айырма да басқа элементлердің атомлық салмақтары бир бирине жақын изотопларының физикалық қасиетлери арасындағы айырмадан үлкен болады. Мысалы курамына водородтың ауыр изотопы болған «ауыр су» D_2O $3,8^\circ C$ да қатады ($0^\circ C$ ның орнына) және $101,4^\circ C$ да қайнайды ($100^\circ C$ ның орнына).

Келеси элемент гелий де екі изотопқа ийе: He^3 және He^4 . Олардың ишинде ең көп тарқалғаны He^4 болып табылады. He^3 атомлары болса тәбиятта жүдә сийрек ушырасады (He^3 тиң бир атомнына He^4 тиң шама менен 10^6 атомы сәйкес келеді). Бирақ He^3 изотопы жасалма түрде ядролық физиканың усыллары жәрдемінде көп муғдарда алыныуы мүмкин.

§ 39. Молекулалар

Хәр қыйлы элементлердің атомлары бир бири менен молекулаларды пайда етип биригиуі мүмкин. Молекулалардың пайда болыуына алып келетуғын атомлар арасындағы тәсир етисиу күшлери де (бундай тәсирлесиуді әдетте *химиялық тәсирлесиу* деп атайды) атомның өзиниң ишиндеги күшлердей электрлик тәбиятқа ийе. Бирақ атомлардың курылысы сыяқлы, молекулалардың пайда болыуы да квант кубылыслары категориясына киреди және классикалық физиканың нызамлары тийкарында түсиндирилиуі мүмкин емес. Биз бұл жерде усы тәсирлесиудің тәбиятына терең кирмей, тек базы бир тийкарғы қасиетлерин тәриплеймиз.



Еки атомнан туратуғын молекула (еки атомның бирдей болыуы да ямаса хәр қыйлы болыуы да мүмкин) ең әпиұайы молекула болып табылады. Бундай молекуланың пайда болыуына алып келетуғын атомлар арасындағы тәсирлесіу потенциал энергия менен тәриппленеди. Усындай потенциал энергияның графиги 1-сүүретте келтирилген. Бул графикте бир бири менен тәсирлесіуши еки атомның потенциал энергиясы U олар арасындағы қашықлық (дурысырағы атомлардың ядролары арасындағы қашықлық) r дің функциясы сыпатында көрсетилген. Бул функция қашықлықтың $r=r_0$ мәнисинде терең хәм айқын көриниуши минимумға ийе болады. Киши аралықларда иймеклик дерлик тиккелей жоқары көтеріледі~ бул область бир бирине жақынласыушы ядролар арасындағы кулонлық ийтерисиуға жууап беретуғын атомлар арасындағы тәсирлесіуға сәйкес келеді. Үлкен аралықларда болса атомлар тартысады.

r_0 аралығы молекуладағы ядролардың орнықты тең салмақтық халына сәйкес келеді. Хәқыйқатында ядролар бул аўхалларда турмайды, ал сол орынлар әтирапында тербелісте болады. Бул тербеліслердің амплитудалары үлкен емес. Потенциал шуқырдың тереңлиги U_0 атомлардың молекуладағы байланысының беккемлигин тәрипплейди (дәлирек айтқанда молекуладағы атомларды бир биринен айырып жиберіу үшін керек болған байланыс энергиясын береді~ бул энергияның мәниси ядролардың тербелісинің орын алыуының нәтийжесинде U_0 ден азмаз өзгеше болады).

Келеси кестеде бир неше еки атомлы молекулалар үшін r_0 дің (ангстремлерде, $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$) хәм U_0 (электрон-вольтлерде) мәнислери берилген.

Молекулалар	H ₂	O ₂	Cl ₂	N ₂
r_0	0.75	1.2	2.0	1.1
U_0	4.5	5.1	2.5	7.4

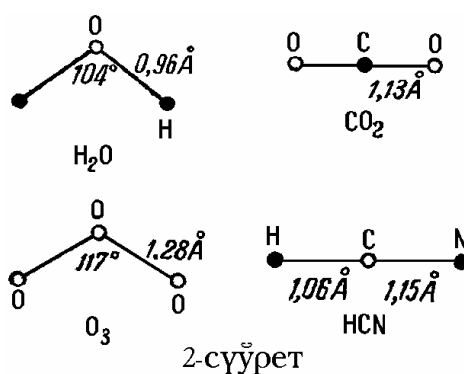
Еки атомлы молекулаларды узынлығы r_0 болған гантель сыпатында қарауға болады. Көп атомлы молекулалар қурамалырақ қурылысқа ийе.

2-сүүретте базы бир үш өлшемлі молекулалардағы ядролардың аўхаллары келтирилген (олар арасындағы қашықлықлар ангстремлерде берилген). Бул молекулалардың биреулері үш мүйешлик (H₂O хәм O₃ молекулалары), басқалары тууры сызықтың бойында (углерод окиси CO₂ хәм синил кислотасы HCN). 40 параграфта биз қурамалырақ болған молекулаларға бир неше мысаллар келтиреміз.

Биз молекулаларда ядролар арасындағы қашықлықтың шама менен 10^{-8} см, яғный атомлардың өзлеринің өлшемлерине тең екенлигин көрдик. Басқа сөз бенен айтқанда молекулалардағы атомлар бир бирине тығыз жақынласқан. Сонлықтан молекулада хәр қыйлы атомлардың электронлық қабықларын шеклеуға болмайды. Электронлар қабығының ишки областлары атомлар молекулаларға бириккенде айтарлықтай өзгеріске ушырамайтуғын болса да, сыртқы электронлардың қозғалысы күшли өзгереді. Мәала берсе, атомлар тәрепинен бундай электронлар коллективлестіриледі.

Базы бир молекулаларда электронлар қабығының сыртқы бөлімлері былайынша электронлардың тарқалыуы былайынша болады: базы бир ядролар этирапында электронлардың саны нейтрал атомлардағы электронлар санынан көп, ал базы бир ядролардың этирапында электронлар саны нейтрал атомлардағы электронлар санынан кемірек болады~ бундай молекулалар ионлардан турады (мысалы KCl молекуласы оң зарядланған K^+ хәм терис зарядланған Cl^- ионынан турады). Басқа жағдайларда (мысалы H_2 , O_2 , HCl) атомлар молекулаларда орташа электрлік жақтан нейтрал болып қалады). Бирақ бул айырма тек санлық характерге ийе болады хәм жоқарыда келтирилген еки ситуация аралығында оғада көп санлы аралықлық жағдайлардың орын алыуы мүмкін.

Химиялық тәсірлесиудің характерли айырмашылығының бири оның *тойыныуы* болып табылады. Бул бир бири менен байланыс дүзген атомлардың басқа атомлар менен байланыс дүзиу қәбилетлигиінің толық жоғалыуын аңлатады.



Хәр қыйлы молекулалар да бир бири менен тәсір етиседи~ бундай тәсір етисиуді *ван-дер-ваальс тәсір етисиуі* деп атайды (молекулалардың пайда болыуына алып келетуғын химиялық байланыстан басқа).

Еки молекуланың тәсір етисиуін жоқарыда атомлар ушын көрсеткениміздей әпиуайы түрде $U=U(r)$ иймеклиги жәрдемінде көрсетиу мүмкін емес. Себеби молекулалардың бир бирине салыстырғандағы жайласыулары көп сандағы параметрлерге байланысly болыуы мүмкін: молекулалар арасындағы қашықлық r ден басқа бул жерде молекулалар арасындағы өз-ара ориентация да үлкен орын тутады. Егер молекулалар арасындағы тәсірлесиуді барлық ориентациялар бойынша орталастырылған деп алынған болса, онда тәсірлесиу $U=U(r)$ түріндеги иймеклик жәрдемінде берилиуі мүмкін.

Бул иймеклик молекуладағы атомлар арасындағы тәсірлесиу иймеклигине тек ғана мынадай жағдайларға байланысly уқас: үлкен қашықлықларда молекулалар бир бирине тартылады, ал киши аралықларда ийтериседи. Молекулалар арасындағы тартылыс күшлері қашықлықтың өсиуі менен тез кемейеди. Молекулалар бир бирине жақынласқанда да ийтерисиу күшлері тез үлкейеди~ молекулалар жақынласқанда қатты, бириниң ишине бири кирмейтуғын денелердей қәсийет көрсетеди. Ван-дер-ваальс тәсірлесиуі иймеклигиндеги минимумның тереңлиги жүдә аз~ оның мәніси электрон-вольттиң оннан, хәтте жүзден бирине тең (68-параграфты қараңыз). Ал химиялық байланыстағы тәсірлесиу иймеклигиндеги потенциал шуқырдың тереңлиги бир неше электрон-вольтти курайды.

Жоқарыда келтирилген еки түрлі тәсірлесиўдеги ван-дер-ваальс тәсірлесиўиниң және бир айырмашылығы соннан ибарат, ван-дер-ваальс тәсірлесиўинде химиялық тәсірлесиўдегидей тойыныў орын алмайды. Ван-дер-ваальс тәсірлесиўи барлық молекулалар арасында орын алады (мысалы қәлеген еки молекула бир бирине жақынласса усындай тәсірлесиўдиң себебинен олар бир бирине тартылады). Сонлықтан молекулалық тартысыў күшлери «аса молекулалардың» пайда болыўына алып келмейди, ал тек молекулалардың бир бирине жақынласыўға тырысыўын (умтылыўын) тәмийинлейди. Бундай умтылыў затлардың конденсацияланған халға (суйық хәм қатты) өтиўин тәмийинлейди.

VI БАП.

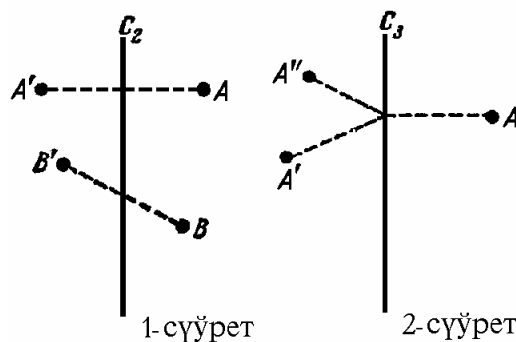
СИММЕТРИЯ ҲАҚҚЫНДАҒЫ ТӘЛИМАТ

§ 40. Молекулалардың симметриясы

Симметрия түсиниги физикада фундаменталлық орын ийелейди. Симметрия анаў ямаса мынаў физикалық объекттиң әҳмийетли сапалық характеристикаларының бири болып, көплеген жағдайларда усы объект пенен ямаса усы объектте жүретуғын кубылыслардың характерине тиккелей тәсир жасайды.

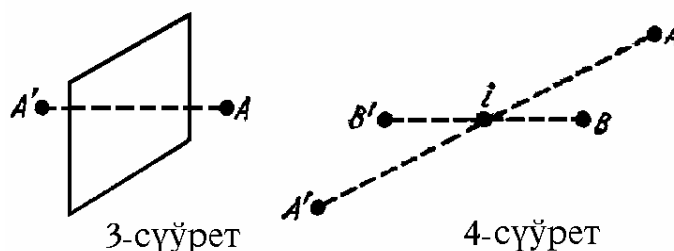
Айырым молекулалар ийе болатуғын симметрияны үйрениўди баслаймыз. Симметрия қасийети ҳәр қыйлы *симметрия элементлеринен* қосылып пайда болады. Бизлер дәслеп соларды анықлаймыз.

Егер молекуланы өзи арқалы өтиўши бир көшердиң дөгерегинде $2\pi/n$ мүйешине (n қандай да бир пүтин сан: $n = 2, 3, 4, \dots$) бурғанда өзиниң бурмастан бурынғы аўҳалындай аўҳалына келетуғын болса, онда молекуланы n -тәртипли *симметрия көшерине* ийе деп есаплаймыз. Бундай көшерди C_n белгиси менен белгилеў қабыл етилген. Молекулада 2-тәртипли симметрия көшери (C_2) бар деген сөз усы көшердиң дөгерегинде молекуланы 180 градусқа бурғанда молекула дәслепкидей аўҳалына қайтып келеди дегенди билдиреди. Басқа сөз бенен айтқанда молекуладағы А, В, . . . атомлардың ҳәр бирине сәйкес 1-сүўретте көрсетилгендей А', В', . . . атомлары да бар болады. Егер молекула 3-тәртипли симметрия көшерине ийе болса, онда ол менен 120 хәм 240 градусларға бурғанда өзи менен бетлеседи, яғный 2-сүўретте көрсетилгендей ҳәр бир А атомына сәйкес молекулада А' хәм А" атомлары болады.



Молекула *симметрия тегислигине* де ийе бола алады. Бул жағдайда усы тегисликте шағылыстырғанда молекула өзінің дәслепки аўхалындай аўхалына келиўи керек (бундай симметрия элементин *і* ҳәрипи менен белгилеймиз). Бул молекуладағы ҳәр бир А атомына 3-сүўретте көрсетилгендей А' атомының бар болатуғынлығын билдиреди.

Тегисликтеги айналық шағылысыўдан басқа «ноқаттағы шағылысыў» түсинигин киргизиў мүмкин. Бундай ноқаттың болыўы молекуладағы жаңа симметрия элементи болған *симметрия орайына* (ямаса *инверсия орайы*) алып келеди; бул элементти *і* ҳәрипи менен белгилейди. Егер молекула қандай да бир *і* ноқатында симметрия орайын ийе болатуғын болса, онда ҳәр бир А атомына 4-сүўретте көрсетилгендей А' атомы бар болады (АіА' ноқатлары бир туўрының бойында болып Аі хәм іА' қашықлықлары бирдей мәниске ийе).

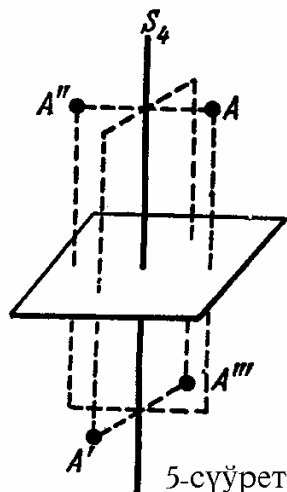


Ең ақырында симметрия элементиниң және бир типі болған *n-тәртіпpli айналық-бурылыў көшери* менен танысамыз (оны S_n символы менен белгилейди). Молекулада бундай симметрия элементи бар болса мынадай қәсийетке ийе болады: базы бир көшердиң дөгерегинде $2\pi/n$ мүйешине бурғанда хәм буннан кейин усы көшерге перпендикуляр болған тегисликте шағылыстырғанда молекула өзінің дәслепки аўхалындай аўхалға қайтып келиўи керек. Айналық-буралыў көшериниң тәртиби тек жуп сан болыўы керек (егер n тақ сан болса, мысалы $n=3$, онда айналық бурылыўды 6 рет қайталағанда S_3 көшериниң бир биринен ғәрезсиз болған еки симметрия элементине айланғанлығына исениўге болады: C_3 симметрия көшери менен оған перпендикуляр *і* симметрия тегислиги). Егер молекула 4-тәртіпpli айналық-бурылыў көшерине ийе болғанда 5-сүўретте көрсетилгендей ҳәр бир А атомы менен бирге және үш А', А'', А''' атомлары болған болар еди. Бундай көшердиң бар болыўы төменирек тәртиптеги симметрия көшериниң, ал биз қарап атырған жағдайда C_2 ниң бар екенлигин аңғартатуғынлығы өз-өзинен көринеди [2-тәртіпpli айналық-бурылыў көшери усы көшер менен оған перпендикуляр жайласқан

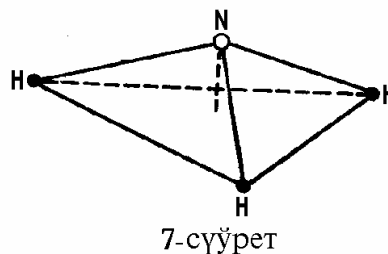
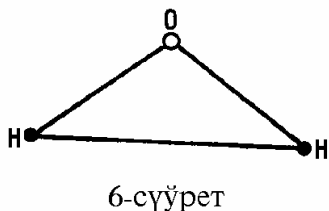
симметрия тегислиги кесилискен нокатта симметрия орайы жайласқан менен эквивалент. Сонлықтан S_2 жаңа симметрия элементи болып табылмайды].

Молекуланың симметриясын пайда ететүгын элементлер жокарыдағылардан ибарат. Молекуланың симметриясын аныклаўшы элементлердиң комбинацияларының қалай пайда болатуғынын демонстрациялайтуғын бир неше мысаллар келтиремиз.

Суў молекуласы H_2O тең қапталлы үш мүйешлик формасына ийе (6-сүўрет). Оның симметриясы 2-тәртипли симметрия көшеринен (үш мүйешликтің бийиклиги) хәм усы көшер арқалы өтиўши өз-ара перпендикуляр еки симметрия тегислигинен турады.

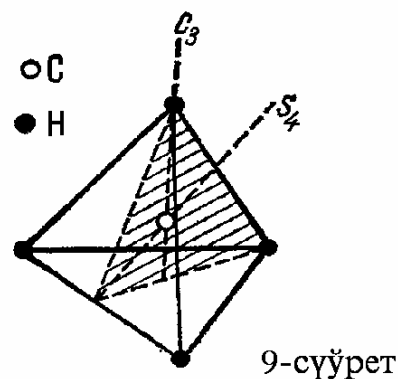
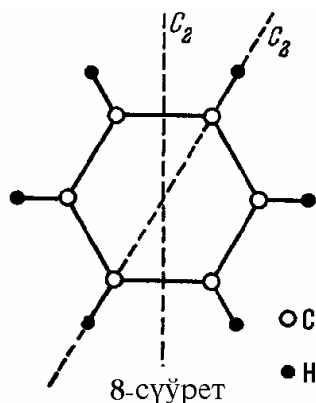


Аммиак молекуласы NH_3 дурыс үш қапталлы пирамиданың формасына ийе. Пирамиданың төбесинде N атомы, ал ултаны мүйешлеринде H атомлары жайласады (бул пирамида әдеўир тегис пирамида болып табылады, оның бийиклиги ултанының бир қапталының узынлығынан шама менен 4 есе киши). Оның симметриясы вертикаль жайласқан 3-тәртипли симметрия көшеринен (7-сүўрет) хәм усы көшер арқалы өтетуғын, бир бири менен 60° лық мүйеш жасайтуғын үш симметрия тегислигинен турады. Хәр бир тегислик пирамиданың төбеси хәм H атомларының бири арқалы өтеди.



Бензол молекуласы C_6H_6 көбирек симметрия элементлерине ийе болады. Бундай молекуланың атомлары дурыс алты мүйешлик пайда етип бир тегисликте жатады (8-сүўрет). Атомлардың жатыў тегислиги әлбетте симметрия тегислиги болып табылады. Молекула сол симметрия тегислигинен басқа усы тегисликке перпендикуляр бағытланған хәм алты мүйешликтің орайы арқалы өтиўши 6-тәртипли симметрия көшерине де ийе. Алты мүйешликтің

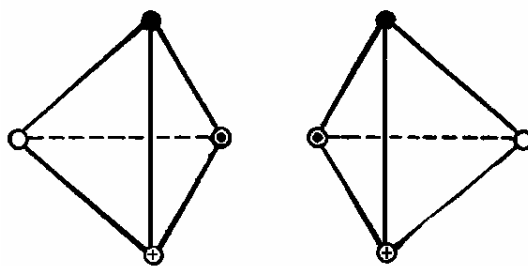
орайы симметрия орайы болып табылады. Булардан басқа алты 2-тәртіпті симметрия көшери бар, олардың үшеуі диаметрлік жақтан қарама-қарсы орналасқан атомларды байланыстырады, ал қалған үшеуі алты мүйешліктің қарама-қарсы тәрептерін теңдей екіге бөледі (8-сұрөтте сол көшөрлер бир бирден келтирилген). Ең ақырында усы сұрөт тегислигине перпендикуляр C_2 көшөрлери арқалы өтиўши алты тегислик алты симметрия тегислигин береди.



Дурыс тетраэдр формасына ийе болған CH_4 метан молекуласын қараймыз (жақлары төрт дана тең қапталлы бирдей үш мүйешліклерден туратуғын фигураны тетраэдр деп атайды). Н атомлары тетраэдрдің төрт төбесинде, ал С атомы оның орайында жайласады (9-сұрөт). Бул молекула үш дана 3-тәртіпті симметрия көшөрине ийе, олардың ҳәр бири төбелердің бири ҳәм тетраэдрдің орайы арқалы өтеди. Үш дана 4-тәртіпті айналық-бурылыў симметрия көшөрлери тетраэдрдің қарама-қарсы қабырғаларының ортасы арқалы өтеди. Бул айтылғанлардан басқа алты дана симметрия тегислиги болып, олардың ҳәр бири бир қабырға ҳәм қарама-қарсы қабырғаның ортасы арқалы өтеди (9-сұрөтте жоқарыда айтылып өтилген симметрия элементлериниң ҳәр қайсысының биреуі келтирилген).

§ 41. Айналық изомерия

Молекулада жеткиликли дәрежедеги симметрияның бар болыуына ямаса жоқ болыуына өзине тән бир кубылыс байланысly. Асимметриялық молекуланы айнада шағылыстырсақ, онда сол молекуладай, бирақ оның менен үйлеспейтуғын және бир молекула алынады. Мысалы $CHClBrI$ молекуласы усындай қәсийетке ийе. Бул молекула метан CH_4 молекуласындағы үш дана Н атомларын ҳәр қыйлы болған үш Cl, Br ҳәм I атомлары менен алмастырған жағдайда алынады. 10-сұрөтте вертикаль тегисликте шағылыстырғанда алынған усындай еки молекула көрсетилген (сұрөтте С атомлары көрсетилмеген). Бул молекулалардың кеңисликтеги бурыўлардың жәрдемінде бир бири менен үйлеспейтуғынлығы айқын нәрсе. Сонлықтан усындай мәнисте бундай молекулалар бирдей емес.



10-сүрөт

Усындай бир бирине уксас, бирак бирдей емес молекулалар бир биринен айналык шағылыстырыудың нәтийжесинде алынады хәм олар *айналык изомерлер* деп аталады (ямаса *стереоизомерлер* деп аталады). Соның менен бирге изомерлердин бири оң, ал екіншиси шеп деп аталады.

Молекулалардың айырымлары ғана стереоизомерлерге ийе бола алады. Олардың бар яки жок болыуы молекуланың симметриясына байланысly. Мысалы, егер молекула тек бир симметрия тегислигине ийе болатуғын болса, онда оның айналык сүүрети өзи менен бирдей болады: олар бир биринен тек кеңісликтеги базы бир көшердин дөгерегиндеги бурыу менен парыкланады. Сонлықтан стереоизомерлерге жүдә симметриялы болған CH_4 молекуласы ғана емес, ал төмен симметрияға ийе болған CH_3Cl хәм хәтте симметрия тегислигине ийе болса да CH_2ClBr молекуласы да ийе болмайды.

Тап сол сыяқлы стереоизомерлерге симметрия орайына яки айналык-бурылыу көшерине ийе болған молекулалар да ийе болмайды.

Дерлик барлық физикалық қәсийетлери бойынша стереоизомерлер бирдей болады. Олар арасындағы айырмалар, мысалы, усындай затлардың еритпелери арқалы жактылық өткенде бакланады (усындай себеплерге байланысly стереоизомерлерди әдетте *оптикалық изомерлер* деп те атайды).

Стереозомерлер арасындағы айырма олардың басқа асимметриялық молекулалар менен тәсирлескенинде айқын көринеди. Еки түрли заттың оң изомерлери арасындағы реакциялар, шеп изомерлер арасындағы реакциялардай болып жүреди: еки процессте бир биринен тек айналык шағылысыуы бойынша айрылады хәм сонлықтан физикалық қәсийетлери бойынша айрылмайды. Тап сол сыяқлы оң изомер менен шеп хәм шеп изомер менен оң изомер арасындағы реакциялар да бирдей болып жүреди. Бирак биринши жағдайдағы реакциялардың барысы екінши жағдайдағы реакциялардың барысынын анық айрылады. Изомерлердин бир биринен айырмасы усыннан көринеди.

Егер химиялық реакцияның нәтийжесинде еки симметриялық (стереоизомерлери жок) затлардан асимметриялық молекулалар пайда болатуғын болса, онда айналык шағылысыу дәслепки затларды өзгерте алмайды, сонлықтан бундай симметрия реакцияның нәтийжесинде алынатуғын затларды да өзгертпейди. Бул реакцияның нәтийжесинде еки изомердин де бирдей муғдардағы араласпасының алынатуғынлығын билдиреди.

§ 42. Кристаллық пәнжере

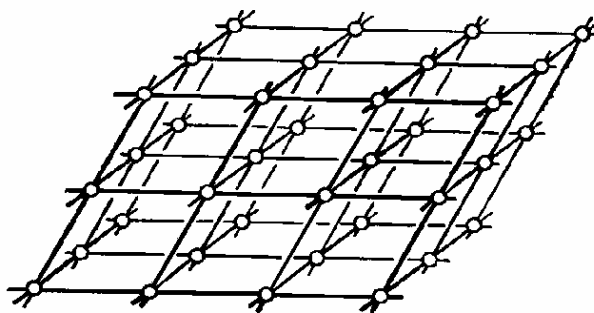
Атомларының тәртіпті түрде жайласуы кристаллдардың тийкаргы қасиеті болып табылады. Кристаллдардың ішіндегі атомдардың жайласуының симметриясын (ал олардың сыртқы формаларының симметриясын емес) біз үйренеміз.

Атомдар жайласқан (дұрысырағы атомдардың ядролары) жайласқан нүктелердің жыйнағы хақында гөп етілгенде *кристаллық пәнжере* хақында айтады, ал сол нүктелердің өзлерін *пәнжеренің түйіндері* деп атайды. Пәнжеренің симметриясын үйренгенде оны кеңістікте шексіз деп есептейміз, кристаллдардың қаптал бетлерінің бар екендігін итібарға алмаймыз.

Кристаллық пәнжеренің тийкаргы характеристикасы болып оның құрылысының кеңістіктегі дәуірлілігі болып табылады: кристалды қайталанатуғын бөлімдерден туратуғындай етіп көз алдымызға келтіреміз. Біз өз-ара параллель болған үш тегістіктердің сәйкестігінің жәрдеміне кристаллық пәнжерені бірдей атомдарға иіе бірдей параллелопипеддерге бөле аламыз. Бұндай жағдайда кристаллық пәнжере бір биріне салыстырғанда параллель ысырылған ұсындай параллелопипедтердің жыйнағы болып шығады. %з гезегінде бұл кристаллық пәнжерені тутасы менен өзі-өзіне параллель етіп параллелопипедтердің қандай да бір қабырғасының бағытында ұсы қабырғаның ұзындығын пүтін санға көбейткендей аралықтарға көшіргенде пәнжеренің өзі менен үйлесетуғынлығын аңлатады. Бұндай көшіріулерді *трансляциялар* деп атайды, ал пәнжеренің ұсындай көшіріулерге қарата симметриясын *трансляциялық симметрия* деп атайды.

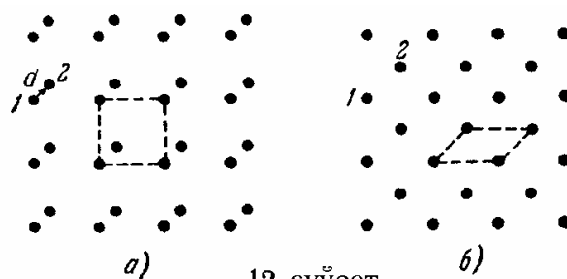
Нейталаулардың нәтижесінде кристаллық пәнжерені пайда етіуге болатуғын ең киші параллелопипедті кристалдың *элементар қутышасы* деп атайды. Ұсындай қутышаның өлшемдері, формасы хәм қутышадағы атомдардың жайласулары бойынша кристалдың структурасы толығы менен анықланады. Элементар қутышаның үш қабырғасының бағыттары менен ұзындықтары үш векторды береді, бұл векторларды пәнжеренің *тийкаргы дәуірлері* деп атайды; бұл ұзындықтар пәнжеренің өзі өзі менен үйлесетуғын ең киші аралықтар болып табылады.

Неандай да бір элементар қутышаның төбесінде атом жайласқан болса, онда ұсы элементар қутышаның басқа төбелерінде де, басқа элементар қутышаларда да атомдар жайласқан болады. Бірдей хәм бірдей болып жайласқан атомдардың жыйнағы берілген кристалдың *Бравэ пәнжересі* деп аталады (11-сүұрет). Бравэ пәнжересі трансляциялық симметриясын (яғный кеңістіктегі дәуірлілігін) айқын түрде сәулендіріуші кристаллық пәнжеренің скелетінің орнын иіелейді. Оның барлық атомдары пәнжеренің анау ямаса мынау трансляциясының жәрдеміне биіі биріне үйлеседі.



11-сүрөт

Бирак Бравэ пәнжересиниң атомлары кристалдағы барлық атомларды береді деп ойламау керек. Нәала берсе олар бирдей сорттағы атомларды да толық бермейді. Бул әхмийетли болған жағдайды түсиндириу ушын кеңисликтеги пәнжерени емес (хакыйкатында пәнжере кеңисликтеги пәнжере болып табылады), ал сызылмада аңсат сәулендириу мүмкин болған тегис пәнжерени караймыз.



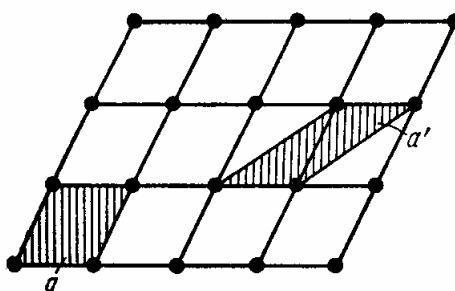
12-сүрөт

Мейли пәнжере 12-сүрөтте ноқатлар аркалы көрсетилген бирдей атомлардан туратуғын болсын. Бул атомлар бирдей тәбиятка ийе болғаны менен кристаллографиялық жақтан толық бирдей болып табылмайды (усыған байланслы ол атомларды *эквивалент емес* атомлар деп атаймыз). Хакыйкатында Бравэ пәнжересиндеги атомлардың жайласуындағы бирдейлик мынаны аңлатады: егер оның қандай да бир атомы базы бир қашықтықта хәм базы бир бағытта қоңысы атомға ийе болатуғын болса, онда Бравэ пәнжересиниң барлық атомлары да тап сондай қашықтықларда хәм бағытларда қоңысы атомларға ийе болады. 12-сүрөтте 1 типиндеги ноқатлар 2 типтеги ноқатлардай болып жайласпағанлығы көринип тур. 1 ноқаты d қашықтығында 2 қоңысысына ийе, бирақ 2 атомы тап сондай қашықтықта жайласқан қоңысыға ийе емес. Сонлықтан 1 хәм 2 ноқатлары бир бирине эквивалент емес хәм биргеликте Бравэ пәнжересин пайда етпейди. Бирақ усы еки типтеги ноқатлардың хәр қайсысы өз алдына бир бирине салыстырғанда d аралығына жылыстырылған еки Бравэ пәнжересин пайда етеди.

Егер 2 атомларын 1 атомлардан дүзилген квадратлардың орайларына ысырып қойсақ (12-б сүрөт), онда барлық атомлар бир бирине эквивалент атомларға айланады: 2 атомы 1 атомы менен қандай қоңысы болса, 1 атомы да 2 атомы менен сондай қоңысы болып жайласады. Бундай структурада барлық атомлар биргеликте бирден бир Бравэ пәнжересин пайда етеди.

Жоқарыда айтылғанлардан кристалдың бир бирине салыстырғанда белгили бир аралықларға ысырылған бир неше Бравэ пәнжерелеринен туратуғынлығы көринип тур. Хәр бир пәнжере

белгили бир сорттағы, ямаса қандай да болып жайласқан атомларға тийисли, ал сол пәнжерелердің барлығы да бірдей.



13-сүүрет

Егер кристалдағы барлық атомлар бир Бравэ пәнжересин пайда ететуғын болса, онда бир элементар қутыша тек бир атомға ийе болады. Мысалы 12-б сүүретте хәр бир қутыша (тегис пәнжеререде параллелограмм) бир бирден 1 хәм 2 атомларына ийе [Усыған байланыслы хәр бир элементар қутышаға сәйкес келиўши атомларды есаплағанда қутышаның төбелериниң тек биреўин усы қутышаға тийисли, ал қалған төбелерди басқа қутышаларғы тийисли деп есаплайды].

Егер кристаллық пәнжере бир неше Бравэ пәнжерелеринен туратуғын болса, онда элементар қутыша бир неше атомларға ийе болады (хәр бир Бравэ пәнжересинен бир атомнан). Мысалы 12-а сүүретте келтирилген пәнжеререде элементар қутыша еки атомға ийе: бир 1 атомы хәм бир 2 атомы.

Кристалды тийкарғы параллелопипедлер болған элементар қутышаларға бөлиў бир мәнисли түрде әмелге асырылмайды. Принципинде элементар қутышаны шексиз көп усыллар жәрдемінде дүзиў мүмкин. Усы жағдайды айқынластырыў ушын 13-сүүретте көрсетилген тегис пәнжерени көремиз. Бул жерде элементар қутыша деп бирдей ҳуқық пенен a параллелограммын да, a' параллелограммын да алыў мүмкин.

Бирақ элементар қутышыны бир қандай етип алмайық, бул қутышада да бирдей сандағы атомларға хәм бирдей көлемге ийе болады (тегис пәнжеререде бирдей майданға ийе болады: a хәм a' параллелограмлары бирдей майданға ийе). Бизлер қандай да бир сорттағы хәм белгили бир тәртипте жайласқан атомды қарайық. Жоқарыда айтылғанландан хәр бир қутышаға бир усындай атомнан сәйкес келетуғынлығы түсиникли: сонлықтан кристалдың базы бир V көлеминдеги элементар қутышалардың саны усы көлемдеги атомлардың саны N ге тең; демек сайлап алыўдың жолларының көп екенлигине қарамастан бир элементар қутышаның көлеми $v=V/N$ ге тең болады.

§ 43. Кристаллық системалар

Бравэ пәнжереси кристалдың әхмийетли характеристикасы болып табылады хәм кристаллардың симметриясының хәр қыйлы типлериниң классификациясы Бравэ пәнжерелериниң хәр қыйлы типлериниң классификациясына тийкарланады.

Барлық Бравэ пәнжерелери трансляциялық симметрияға ийе болады. Бундай симметрия менен бир қатарда олар 40-параграфта гәп етилген симметрия элементлерине де ийе болады (хәр

қыйлы симметрия көшерлері хәм симметрия тегисликлері). Тап усындай симметрия хақында төмендегі классификацияда гәп етиледі.

Бравэ пәнжересиниң хәр бир түйини симметрия орайы болып табылады. Хақықатында да пәнжередегі хәр бир атомға усы атом менен бир туўрының бойында жайласқан басқа бир атом сәйкес келеді. Сонлықтан қәлеген Бравэ пәнжереси симметрия орайына ийе. Бирақ Бравэ пәнжерелері оннан да үлкен симметрияға ийе болыуы мүмкін.

Шекли өлшемлердегі фигура (мысалы молекула) принципінде қәлеген тәртіптегі симметрия көшерине ийе болыуы мүмкін. Ал дәуірлі структура болған кристаллық пәнжере тек ғана 2-, 3-, 4- хәм 6-тәртіпті симметрия көшерине ийе бола алады. Хақықатында да, егер пәнжерде 5-тәртіпті симметрия көшери бар болғанда пәнжерде бес мүйешликлер бойынша жайласқан түйинлерге ийе тегисликлерді табыу мүмкін болар еди. Бундай жағдайдың орын алыуы мүмкін емес, себеби тегисликти тек ғана үш мүйешликлер, квадратлар хәм алты мүйешликлер менен ғана тығыз етип толтырыу мүмкін. Буны дәлиллеу үшін тегисликтегі қандай да бир нокатты қарайық. Бул тегисликте усы тегисликти толтырып турған көп мүйешликлердің қабырғалары тийисип туратуғын болсын. Толтырыудың тығыз (бос орынлар қалмайтуғындай) болып әмелге асырылыуы үшін көп мүйешликтің мүйеши (оның қоңысылас еки қабырғасы арасындағы мүйеш) 2π диң пүтин бөлегине тең болыуы керек (яғный $2\pi/p$ ға тең болыуы керек, p базы бир пүтин сан). Екинши тәрәптен дурыс n мүйешликтегі мүйештің $\pi(n-2)/n$ ге тең екенлигі бәршемізге де белгили. Сонлықтан биз

$$\frac{\pi(n-2)}{n} = \frac{2\pi}{p}$$

теңлигин аламыз. Буннан

$$\frac{2n}{n-2}$$

шамасының пүтин санға тең болатуғынлығы келип шығады. Бул жағдай $n=3, 4, 6$ болғанда ғана орынланады.

Солай етип биз пәнжерде симметрияның барлық түрлериниң орын алмайтуғынлығын көреміз. Бул жағдай өз гезегінде Бравэ пәнжересиниң симметриясының тек белгили бир сандағы типиниң бар екенлигіне алып келеді. Бул типлер *кристаллық системалар* деп аталады. Бул системалар менен танысамыз.

1. Кублық система. Бравэниң ең жоқары симметрияға ийе пәнжереси кублық симметрияға ийе болған пәнжере болып табылады (пәнжерениң симметрия көшерлері менен тегисликлерин биримлеп атап отырыудың орнына биз сондай симметрияға ийе фигураны - кубты қараймыз).

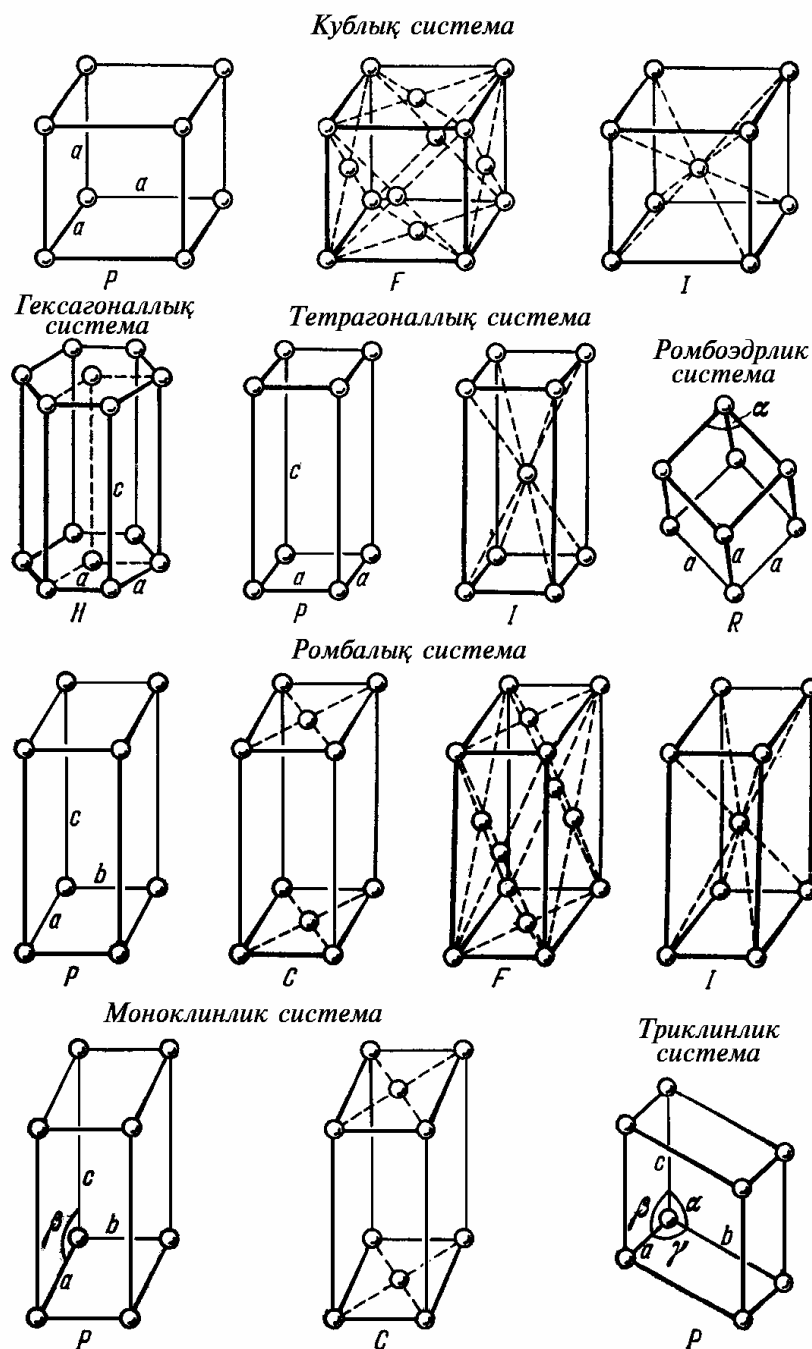
Бизлер бундай пәнжерени кублық қутышалардың төбелерине атомларды жайластырыу арқалы аламыз. Бирақ бул кублық симметрияға ийе Бравэ пәнжересин алыудың бирден бир жолы емес. Кублық қутышаның орайына атомларды жайластырсақ та кублық симметрияны өзгермейтуғынлығы айқын. Соның менен бирге қутышаның орайындағы атомлар менен төбелеріндегі атомлар өз-ара бирдей болып жайласады (бирдей қоңысыларға ийе), яғный бир

Бравэ пәнжересине тийисли болады. Бул айтылғанлардан басқа Бравэ пәнжересин атомларды кублық қутышаның төбелерине хәм оның қапталларының орайларына орналастырыў арқалы да алыўға болады.

Солай етип кублық системаға тийисли үш түрли Бравэ пәнжереси болады екен. Оларды *әпиұайы*, *көлемде орайласқан* хәм *қапталда орайласқан* пәнжерелер деп атайды (оларды белгилеў ушын сәйкес P , I хәм « символлары қолланылады). 14-сүўретте бул пәнжерелердиң қутышаларындағы атомлардың жайласыўлары көрсетилген.

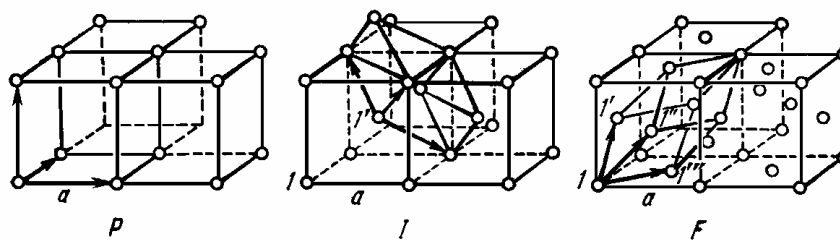
!пиұайы Бравэ пәнжересиниң кублық қутышасы элементар қутыша болып табылады. I хәм « пәнжерелериниң қутышалары элементар қутышалар болып табылмайды; бул бундай қутышаларда бирден аслам атомлардың бар екенлигинен көринип тур. 15-сүўретте барлық үш типтеги кублық пәнжерелердиң элементар қутышалары көрсетилген (жуўан сызықлар менен). Кублық көлемде орайласқан қутышада еки атом жайласқан болады (15-сүўреттеги 1 хәм $1'$ атомлары), ал қапталда орайласқан қутышада төрт атом жайласады (сүўреттеги 1 , $1'$, $1''$, $1'''$ атомлары). Басқа атомларды басқа элементар қутышаларға тийисли деп қараў керек. Буннан көлемде орайласқан хәм қапталда орайласқан элементар қутышалардың көлемлериниң $a^3/2$ хәм $a^3/4$ екенлиги көринип тур (а арқалы кубтың қабырғасының узынлығы белгиленген).

a узынлығы *пәнжере турақлысы* деп аталады. Бул кублық пәнжерени характерлеўши бирден бир санлық параметр болып табылады.



14-сүүрет

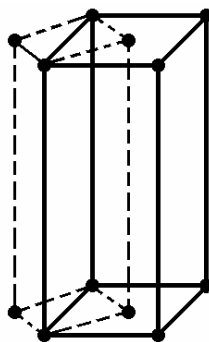
Көлемде хәм қапталда орайласқан пәнжерелердеги элементар қутышалар пәнжереге тән болған кубтың симметриясына өзинен өзи ийе болмайды. Бундай мағанада бундай қутышылардың жәрдемінде кристалдың структурасының сүүрети оның симметриясын көргизбелі түрде сәўлелендире алмайды. Сонлықтан кристалдағы атомлардың жайласыўларын көрсеткенде әдетте элементар емес кублық қутышадан пайдаланады. Бундай жағдайда кублық қутышаның үш қабырғасы ушын көшерлері X , Y хәм Z болған туўры мүйешли координаталар системасынан пайдаланады, ал координатаның өлшеў бирлиги ретінде a турақлысы сайлап алынады. Кубтың орайында жайласқан атом үш $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$ координаталары менен тәрипленеди, ал $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0$ координатасы X : тегислигине параллель қапталдың орайындағы атомға сәйкес келеди х.т.б.



15-сүүрет

2. Тетрагоналлык (ямаса квадратлык) система. Егер кубты кабыргаларының бириниң бағытында созсақ, онда төменирек симметрияға ийе болған фигура - туўры мүйешли квадрат призма алынады. Оның симметриясы тетрагонал системаға кириўши Бравэ пәнжересиниң симметриясына сәйкес келеди.

Бундай пәнжерелердиң еки типі бар: эпиўайы ҳәм көлемде орайласқан (олардың қутышалары да 14-сүўретте сәўлелендирилген). Егер эпиўайы призманың ултанларының орайына бир бирден атом орналастырсақ, тап сондай симметрияға ийе болған пәнжерени аламыз деген пикир пайда болады (16-сүўрет). Бирақ бундай жағдайда да ултаны квадрат болған призма тәризли қутышаны жанаша сайлап алыў жолы менен эпиўайы тетрагоналлык Бравэ пәнжересине қайта келетуғынлығымызды аңсат көриўге болады. Демек призманың ултанларының орайларына атомларды жайластырыў менен бир жаңа ҳеш нәрсе ала алмайды екенбиз. Ҳақыйқатында да ултанлардың орайларындағы атомларды бир бири менен тутастырып 16-сүўретте көрсетилгендей дәслепки призманың симметриясынан парқы жоқ, ал атомлары призманың тек төбелеринде жайласқан призманы аламыз. Усындай себеплерге байланысly қапталда орайласқан Бравэ пәнжереси болмайды, бундай пәнжере көлемде орайласқан пәнжереге алып келинеди.



16-сүўрет

Тетрагоналлык пәнжере еки турақлы менен тәрипленеди: ултанының бир тәрепиниң узынлығы a ҳәм призма тәризли қутышаның бийиклиги c .

3. Ромбалық (ямаса ортогоналлык) система. Егер кубты еки кабырғасы бойынша еки түрли етип созсақ биз кабырғаларының узынлықлары ҳәр қыйлы болған туўры мүйешли параллелопипед аламыз. Бул фигураның симметриясы ромбалық системадағы пәнжерелердиң симметриясына сәйкес келеди.

Ромбалық Бравэ пәнжерелериниң төрт типі бар: эпиўайы, көлемде орайласқан, қапталда орайласқан ҳәм орайласқан ултанларға ийе тип (кейинги тип C ҳәрипи менен белгиленеди). 14-сүўретте берилген системаның барлық симметриясына сәйкес келетуғын ромбалық

пәнжерелердің тийкарғы параллелопипедлери келтирилген. Бул жерде тек әпиұайы Бравэ пәнжереси жағдайында ғана элементар қутышаға сәйкес келеди.

Ромбалық пәнжере үш параметр менен тәриплениди: призма тәризли қутышаның қабырғаларының узынлықлары a , b , c . Бул шамалар қутышаның қабырғалары бойынша алынған туұры мүйешли координаталар системасындағы узынлықлардың бирлиги ретинде сайлап алынады.

4. Моноклинлик система төменирек симметрияға ийе болады. Бул туұры мүйешли параллелопипедти оның қабырғаларының бириниң бағытында майыстырғанда алынатуғын фигураның симметриясына сәйкес келеди; бул ықтыярлы ултанға ийе туұры параллелопипед болып табылады. Бундай системаға Бравэнің еки пәнжереси сәйкес келеди (14-сүүреттеги Р хәм С пәнжерелери).

Моноклинлик система төрт параметр менен тәриплениди: қутышаның үш қабырғасының узынлықлары a , b , c хәм олардың екеуиниң арасындағы мүйеш β (басқа мүйешлер туұры мүйешлер болып табылады). Бул жерде де атомлардың ийелеген орынларын анықлау ушын қутышаның үш қабырғасы бойынша жайластырылған координаталар системасы қолланылады. Бирақ бул система туұры мүйешли емес координаталар системасы болып табылады.

5. Триклинлик система ықтыярлы қыя параллелопипедтиң симметриясына сәйкес келеди. Бул ең төмен симметрия болып табылады (ол тек симметрия орайына ийе). Буган Бравэнің пәнжересиниң бир типі (Р типі) киреди хәм бул пәнжерениң элементар қутышасы узынлықлары a , b , c хәм олар арасындағы мүйешлер α , β , γ лар менен тәриплениди.

Және де еки кристаллық система өзлерине тән белгили бир айырмашылықларға ийе болады.

6. Гексагоналлық система. Бул системаның пәнжереси алты мүйешли туұры призманың симметриясына сәйкес келиуши жүдә жоқары симметрияға ийе. Бул системаның Бравэ пәнжереси (оны Н символы менен белгилеймиз) тек бир усыл менен дүзилиуі мүмкин: оның түйинлери алты мүйешли призманың төбелеринде хәм оның алты мүйешли ултанының орайларында жайласады.

Гексагоналлық пәнжере еки параметрдің жәрдемінде анықланады: ултанының тәрeпиниң узынлығы a хәм призма тәризли қутышаның бийиклиги c . Бул пәнжередеги элементар қутыша болып 14-сүүретте пунктир сызық пенен көрсетилген ултаны ромба тәризли параллелопипед болып табылады. Бул элементар қутышаның қабырғалары (бийиклиги c хәм ултанының еки тәрeпи арасындағы мүйеш 120° қа, узынлығы a ға тең) пәнжередеги атомлардың ийелеген орынларын анықлау ушын координата көшерлери сыпатында қабыл етиледи.

7. Ромбоэдрлик система ромбоэдрдің симметриясына сәйкес келеди. Ромбоэдр деп кубты қабырғаларының узынлықларын өзгертпей көлемлик диагоналының бағытында созғанда (ямаса қысқанда) алынатуғын фигураны айтады. Оның барлық қаптал бетлери бирдей ромбалар болып табылады. Бул системадағы Бравэ пәнжересинидеги (оны R арқалы белгилеймиз) ромбоэдрлердің төбелеринде жайласады. Бул пәнжере еки параметр менен тәриплениди: қутышаның қабырғаларының узынлығы a хәм олар арасындағы мүйеш α ($\alpha=90^\circ$ та ромбоэдр кубқа айланады).

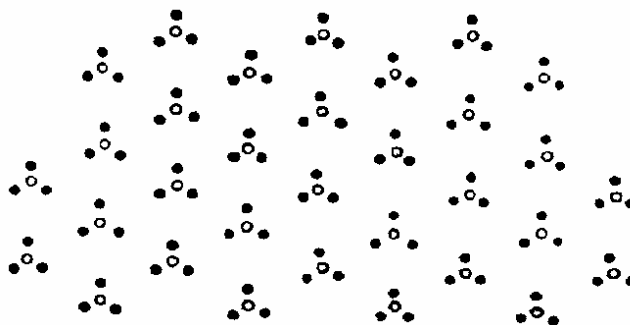
Усының менен хәр қыйлы Бравэ пәнжерелерин баянлау тамам болады. Биз Бравэ пәнжерелеринің симметриясының дети типинің – жети кристаллық системаның бар екенлигин көрдик. Бул системаларға Бравэ пәнжерелеринің хәр қыйлы 14 типі сәйкес келеді.

Кристаллық системалар кристалларды классификациялаудың тийкары болып табылады хәм кристаллардың қасиетлерин тәриплегенде биринши болып атап өтиледі. Мәыскашалық ушын жийи қолланылатуғын «гексагоналлық кристалл», «кублық кристалл» х.т.б. сөзлери оның кристаллық системасын көрсететуғын сөзлер сыпатында қабыл етиу керек (бул кристалдың сыртқы формалары ҳаққында мағлыұматларды бермейди).

Ромбоэдрлик, гексагоналлық хәм тетрагоналлық системадағы кристалларды *бир көшерли* (олардың пәнжерелери еки параметр менен тәрипленеди), ал триклинлик, моноклинлик хәм ромбалық системадағы кристалларды *еки көшерли* кристаллар деп аталатуғынлығын көрсетип өтемиз.

§ 44. Кеңисликтеги топарлар

Жокарыда қарап өтилген Бравэ пәнжерелери эквивалент, яғный бирдей хәм бирдей болып жайласқан атомлардың жыйнағы болып табылады. Биз Бравэ пәнжересинің кристалдағы барлық атомларды өзинің ишине қамтымайтуғынлығын атап өттик. Ал кристаллдың ҳақыйқый структурасы бир бирине салыстырғанда ысырылған бир неше Бравэ пәнжерелеринен турады. Бул пәнжерелердің бирдей болыуына қарамастан олардың симметриясы, яғный ҳақыйқый кристалдың симметриясы бир Бравэ пәнжересинің симметриясынан үлкен айырмаға ийе болыуы мүмкин.

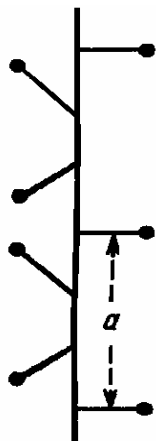


17-сүүрет

Бул әҳмийетли жағдайды көргизбелилик ушын және де тегис пәнжере ушын көрсетемиз. 17-сүүретте жақты дөңгелеклер менен Бравэнің тегис «гексагоналлық» пәнжересинің түйинлери көрсетилген. Бул пәнжерениң хәр бир түйини арқалы (сызылма тегислигине перпендикуляр) 6-тәртіп симметрия көшери өтеди. Мейли енди усы пәнжереге тап усындай болған үш пәнжере қосылсын. Олардың түйинлери 17-сүүретте қара нокатлар жәрдемінде көрсетилген. Енди 6-тәртіп симметрия көшери жоғалып, 3-тәртіп симметрия көшеринің қалатуғынлығы айқын көринип тур.

Биз бул жерде хақыйқый пәнжерениң курамаласыўының салдарынан оның Бравэ пәнжересиниң симметриясына салыстырғанда оның симметриясының төменлеўине алып келетуғынлығын көремиз.

Хақыйқый кристаллық пәнжерелерде бурыўлар менен айнада шағылыстырыўлардың параллель көшириўлер менен комбинациясын есапка алыў зәрүр болады. Бундай болған жаңа элементлерди *винтлик көшерлер* хәм *айналық жылжытыўшы тегислик* деп атаймыз.



18-сүүрет

Егер пәнжере көшердиң дөгерегинде $2\pi/n$ мүйешине бурылғанда хәм усы бурылыў менен бирге усы көшер бағытында базы бир аралыққа жылыстырылғанда өзи өзи менен үйлесетуғын болса, онда ол n -тәртипли винтлик көшерге ийе деп есапланады. Усындай жағдайды иллюстрациялаў ушын 18-сүүретте 3-тәртипли винтлик көшерге ийе атомлырдың сызықлы дизбеги көрсетилген (бул дизбектиң узынлығын шексиз үлкен деп есаплаймыз). Бул структура дәўирли, дәўири a ға тең, 120 градусқа бурғанда хәм усы бурыў менен бирге көшер бағытында $a/3$ ке жылыстырылғанда бул дизбек өзи өзи менен үйлеседи.

Егер пәнжере базы бир тегисликте шағылыстырғанда хәм соның менен бирге усы тегисликте жатырған бағытта белгили бир аралыққа жылыстырғанда өзи өзи менен үйлесетуғын болса, онда пәнжере айналық жылжытыўшы тегисликке ийе деп айтамыз.

Солай етип хақыйқый кристалл белгили бир трансляциялық симметрияға (бул симметрия Бравэ пәнжересиниң типі менен тәриппленеди) ийе болады, соның менен бирге эпиўайы хәм винтлик симметрия көшерлерине, айналық-бурылыў көшерине, эпиўайы хәм айналық шағылыстырыўшы симметрия тегисликлерине ийе бола алады. Бул элементлердиң барлығы да хәр қыйлы комбинацияларды бир бири менен бириге алады.

Хақыйқый кристаллық пәнжерениң барлық симметрия элементлериниң жыйнағы *кеңисликтеги топар* деп аталады. Усы кеңисликтеги топардың жәрдеминде кристалдағы атомлардың жайласыўлары, яғный оның ишки структурасының симметриясы толығы менен анықланады.

Барлығы болып 230 кеңисликтеги топарлар бар (олар Е.С.Федоров тәрөпинен табылған). Бул топарларды кристаллографиялық системалар бойынша бөлистириў қабыл етилген. Биз бул жерде барлық кеңисликтеги топарларды санап отырмаймыз, ал теп бул топарлар хәр қыйлы системалар бойынша қалай тарқалғанлығын көрсетип өтемиз:

Триклинлик	2	Тетрагоналық	68
Моноклинлик	13	Гексагоналық	45
Ромбалық	59	Кублық	36
Ромбоэдрлик	7		

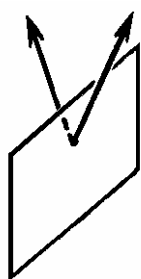
41-параграфта молекулалардағы айналық изомерия хақында гәп етилип еди. Бул кубылыс кристалларда да орын алады (бул жерде оны *энантиоморфизм* деп атайды). Сондай кристаллар бар, олардың пәнжерелери бир бириниң айналық сәўлеси болып табылады, олар бир бири менен кеңісліктегі хеш бир көширіўлердиң жәрдеминде үйлеспейди. Молекулалардағыдай сыяқлы кристаллардың энантиоморфизми пәнжерде қандай да бир тегісликте шағылыстырыўды өз ишине алатуғын симметрия элементи болмаған жағдайда орын алады. Бундай структураның мысалы ретінде ромбоэдрлік системаға кириўши әдеттегі кварцты көрсетиўге болады (бул әдеттегідей температуралардағы кварцтың модификациясы болып табылады).

§ 45. Кристаллық класслар

Затлардың атомлық қурылысы тиккелей сезилмейтуғын көп санлы физикалық кубылыслар бар. Бундай кубылысларды изертлегенде затлар ишки қурылысы итибарға алынбай, тутас орталық деп қаралады. Мысал ретінде денелердің жыллылықтан кеңейиўин, сыртқы күшлердің тәсирінде олардың деформацияланыўын ҳ.т.б. көрсетиўге болады. Затлардың тутас орталық сыпатындағы қасиетлери *макроскопиялық қасиетлер* деп аталады.

Кристаллардың макроскопиялық қасиетлери олардағы хәр қыйлы бағытлар бойынша хәр қыйлы. Мысалы жақтылықтың кристалл арқалы өтиўиниң өзгешеликлери нурдың бағытына байланысly; жыллылықтан кеңейиў хәр қыйлы бағытлар бойынша хәр қыйлы; кристаллдың деформациясы да сыртқы күшлердің ориентациясына байланысly ҳ.т.б. Мәсйеттиң бағытларға ғәрезли болыўы, әлбетте, кристаллдың қурылысына байланысly. Мысалы кублық кристалды кублық қутышалардың қабырғалары бағытында созыў оның көлемлик диагоналының бағытнда созыў менен бирдей болмайтуғынлығы өзи өзинен түсиникли.

Денениң физикалық қасиетлериниң бағыттан ғәрезлилиги *анизотропия* деп аталады. Кристалды анизотропиялық орталық деп қараўға болады. Бундай көз-қарас бойынша кристаллар қасиетлери барлық бағытлар бойынша бирдей болған *изотропиялық орталықлардан* (суйықлықлар менен газлер) принципиаллық жақтан айрылып турады.



19-сүүрет

Кристаллардың қасиетлери улыўма түрде айтқанда хәр қыйлы бағытлар бойынша хәр қыйлы болғаны менен айырым бағытларда қасиетлер бирдей болыўы мүмкин; бундай бағытлар эквивалент бағытлар болып табылады. Мысалы, егер кристалл симметрия орайына ийе болса, онда хәр бир бағытқа қарама-қарсы бағыт эквивалент; кристалда симметрия тегіслиги орын алған жағдайда хәр бир бағытқа усы бағытты сол тегісликте шашыратыўдың нәтийжесинде алынған бағыт эквивалент болып шығады (19-сүүрет) ҳ.т.б.

!лбетте, кристалдағы «бағытлар симметриясы» хәм соның менен бирге кристалдың макроскопиялық қасиетлериниң симметриясы оның симметрия көшерлери хәм тегісликлери

менен анықланады. Бул жерде трансляциялық симметрияның тәсири аз, себеби пәнжерени өзіне параллель қалдырып көшіріу ондағы бағыттарды өзгертпейді. Сонлықтан макроскопиялық қасиеттер үшін кристалдың қандай Бравэ пәнжересине иіе болғанлығы әхмийетке иіе емес (берілген системада бар болған Бравэ пәнжерелери нәзерде тутылмақта). Бундай көз-қарастан кристалдағы берілген тәртіптегі әпіұайы ямаса винтлик симметрия көшерлериниң бар болыуы, тап сол сыяқлы бар симметрия тегислигиниң әпіұайы екенлиги ямаса айналық-жылжытыушы тегислик екенлиги әхмийетке иіе емес.

Кристаллардағы бағыттардың симметриясын тәріплейтуғын симметрия көшерлери менен тегисликлериниң мүмкин болған комбинацияларының саны шекли, ал атап айтқанда 32. Бул комбинациялар – кристалдың ямаса анизотропиялық орталықтың симметриясының типлери *кристаллық класслар* деп аталады.

Жоқарыда айтылғанлардан кеңисликтегі топарлар менен оның класслары арасында белгили бир байланыстың бар екенлиги өз өзинен түсиникли. Класслар кеңисликтегі топарлардан келип шығады. Бул жағдайда барлық трансляциялардың дыққатқа алынбауы, әпіұайы хәм винтлик көшерлер, әпіұайы хәм жылжып шашыратыушы тегисликлер арасындағы айырмалар есапқа алынбауы керек.

Кристаллық класслар да кеңисликлердегі топарлар сыяқлы кристаллардағы Бравэ пәнжересиниң қандай екенлигине байланыслы системалар бойынша бөлистирилген. Триклинлик системаға 2, моноклинлик системаға 3, ромбалық системаға 5 хәм гексагоналлық системаға 7 класс (бул жерде ромбоэдрлик системаның барлық класслары Бравэниң гексагоналлық пәнжереси менен де, ромбоэдрлик пәнжереси менен де берилиуиниң мүмкин екенлигин атап өтемиз) киреди.

Берілген системаға кириуши класслардың ишинде системаның толық симметриясына иіе болатуғынлары да бар. Неалған класслар төменирек симметрияға иіе болып сәйкес система иіе болған симметрияға карағанда төменирек симметрияға иіе болады.

Кристалдың макроскопиялық қасиетиниң симметрия менен байланысшылығының мысалы ретинде жыллылықтан кеңейиуин қараймыз.

Изотроп денелер болған суйықлық ямаса газ қыздырылғанда барлық тәреплерге бирдей болып кеңейеди; сонлықтан бир жыллылыққа кеңейиу коэффициентине иіе болады. Тап усындай қасиеттиң кублық кристалларға да тийисли екенлигин аңсат көриуге болады. Хәқыйқатында да кублық кристалл кеңейиудиң нәтижесинде кублық кристалл болып қалыуы керек. Сонлықтан бундай кристалл барлық тәреплерге бирдей болып кеңейеди хәм изотроплық денениң қасиетине сәйкес қасиетке иіе болады.

Тетрагоналлық кристалл қыздырудың нәтижесинде тетрагоналлық кристалл болып қалатуғын болса да, оның қутышасының бийиклиги c ның ени a ға қатнасының турақлы болып қалыуы шәрт емес. Сонлықтан кристалл қутышасының бийиклиги хәм оған перпендикуляр бағыттарда хәр қыйлы болып кеңейеди. Басқа сөз бенен айтқанда тетрагоналлық кристалдың жыллылықтан кеңейиуи еки коэффициент пенен тәріпленеди (бул айтылғанлар барлық бир көшерли кристаллар үшін да тән). Ал еки көшерли кристаллардың жыллылықтан кеңейиуи үш

коэффициент пенен тәріпленеди хәм бул коэффициентлер үш көшер бойынша кеңейіуге сәйкес келеди.

§ 46. Химиялық элементлердің пәнжерелери

Базы бир ҳақыйқый кристаллардың қурылысын тәріплеўге өтиўдің алдында биз жоқарыда пәнжерениң түйинлеринде атомлардың жайласатуғынлығын айтып өткенимизди, ал атомлардың орнына атом ядролары ҳаққында айтқанның дурысырақ болатуғынлығын атап өтемиз. Кристаллық пәнжереди атомларды ноқат сыпатында қарай алмаймыз; олар пәнжерениң көлемин мәлим дәрежеде толтырып турады, бир бири менен қоңысылас атомлар бир бирине тийисип турады. Усының салдарынан молекулалардағы сыяқлы, олардың сыртқы электронлық қабықлары сезилерликтей майысады хәм изоляцияланған атомларға салыстырғанда «коллективлестириледи». Сонлықтан кристалдың қурылысын толық хәм дәлирек тәріплеўде пәнжерениң барлық көлеми бойынша «электронлық тығызлықтың» бөлистрилиўи гәп етиледі.

Химиялық элементлердің кристаллық қурылысынан баслаймыз. Элементлер тәрәпинен пайда етилетуғын пәнжерелердің хәр қыйлы 40 лаған түри белгили. Усы пәнжерелер ишинде жүдә қурамалалары да бар. Мысалы марганецтиң модификацияларының бири Бравэниң кублық көлемде орайласқан пәнжересин пайда етип кристалланады, бир кублық қутышада 58 атом жайласады (элементар қутышада 29 атом), күкирттиң бир модификациясы қутышасында 128 атом жайласқан Бравэниң қапталда орайласқан пәнжересини ийе (элементар қутышада 32 атом). Бирақ усыған қарамастан элементлердің басым көпшилиги әпиўайы пәнжерелерди пайда етип кристалланады.

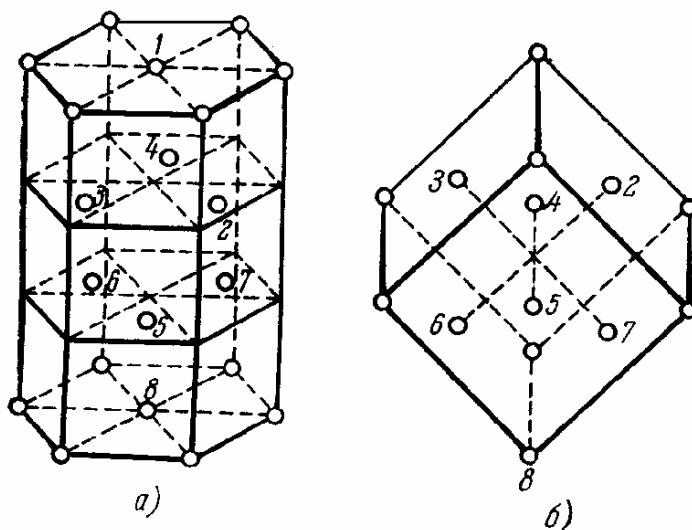
Шама менен жигирма элемент бир қапталда орайласқан Бравэ пәнжересин пайда етип кублық кристалларды пайда етеди. Буған көплеген металлар (Ag, Au, Cu, Al хәм бақалар) хәм инерт газлердің кристаллары киреди. Он бестей элементтиң (металлардың) кристалларында атомлар Бравэниң бир көлемде орайласқан кублық пәнжересин пайда етеди. Силтили металлардың (Li, Na, K) кристаллары тап усындай қурылысқа ийе. Соның менен бирге ҳеш бир химиялық элемент әпиўайы кублық қурылысқа ийе емес.

Көлемде хәм қапталда орайласқан қурылыслардың артықмашлығын түсиндириў ушын терең физикалық мәниске ийе болмаса да бир мәселени қарап шығамыз. Бул мәселе өзиниң қойылыўы менен бирдей шарларды жайластырыўға байланысly.

Дәслеп шарларды кублық пәнжере түринде жайластырыўды қараймыз. Бундай пәнжереди кублық қутышалардың бир бири менен қоңысылас төбелеринде жайласқан шарлар бир бирине тийиседи. Сонлықтан кубтың қабырғасы a шарлардың диаметри d ға тең. Хәр бир кублық қутышаға бир бирден шар сәйкес келетуғын болғанлықтан бир шарға $a^3 = d^3$ көлеми сәйкес келеди

деп айта аламыз. Шардың өзінің көлемі $\frac{4\pi}{3} \frac{d^3}{8} = 0.52d^3$ қа тең, яғни қутышаның көлемінің 52 процентін құрайды.

Тығызлыққа көбірек итибар беретұғын болсақ көлемде орайласқан кублық пәнжере дыққат орайында турады. Бундай жағдайда бир бирине тийисип туратуғын жақын қоңысылар қутышаның орайында хәм төбелеринде турған атомлар болып табылады. Кубтың кеңіслик диагоналының узынлығы $a\sqrt{3}$ ке тең болғанлықтан $d = a\sqrt{3}/2$ теңлігинің орынланыуы керек. Буннан кублық қутышаның көлемі $a^3 = 8d^3/3\sqrt{3}$ ке тең. Бірақ көлемде орайласқан хәр бир элементар қутышаға еки атомнан сәйкес келеди. Ал бир шарды өз ишине алатуғын элементар қутышаның көлемі $4d^3/3\sqrt{3}$ ке тең; сонлықтан шардың бул көлемнің 68 процентін толтырып туратуғынлығын аңсат есаплауға болады.

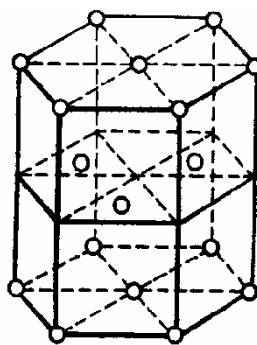


20-сүүрет

Атомларды тығыз етип жайластырыудың ең утымлы усылларының бири капталда орайласқан кублық пәнжере болып табылады. (усы себепке байланысly усундай қурылысты *кублық тығыз етип жайластырыу* деп те атайды). Бул жағдайда қутышаның капталының орайында жайласқан атом қутышаның төбелеринде жайласқан атомлар менен тийисип турады. Сонлықтан кубтың кабырғасының узынлығы $a = d\sqrt{2}$ ге тең. Элементар қутышаның көлемі кубтың көлемінен 4 есе киши хәм $\frac{a^3}{4} = \frac{d^3}{\sqrt{2}}$ ге тең. Сонлықтан шар бул жағдайда бул көлемнің 73 процентін толтырып турады.

Егер усы пәнжерге кубтың диагоналы бағытында қарайтуғын болсақ, онда пәнжерени белгили бир избе-изликтеги қатламлардан турады деп тәриплеуға болады. Хәр бир қатламда түйинлер (шарлардың орайлары) дурыс үш мүйешликлерден туратуғын тор пайда етеди (20-а сүүрет). Хәр бир келеси қатламда түйинлер төмендеги қатламдағы үш мүйешликлердің ортасында жайласады. Усундай болып түйинлерди (шарларды) избе-из жайластырыудың үш усылы бар (20-а

хәм б сүүретлерде цифрлар жәрдеминде усы қатламлардың түйинлери менен кублық қутышаның түйинлери арасындағы сәйкеслик көрсетилген).



21-сүүрет

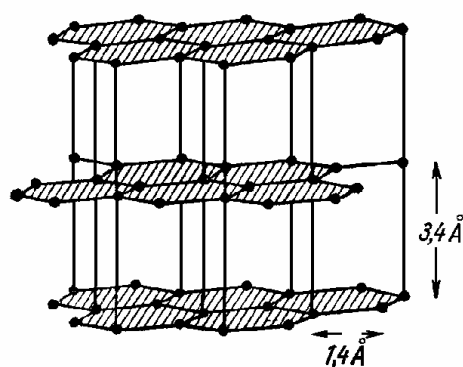
Сондай тығыз етип жайластырыўды қатламлардың тек еки түрин ғана дизий арқалы пайда етиўге болады (21-сүүрет). Бундай жағдайда элементар қутышасында еки атом болатуғын гексагоналлық пәнжере қәлипеседи. Бундай пәнжерени *гексагоналлық тығыз жайластырыў* деп атайды. Шарлар жағдайында призма тәризли қутышаның бийиклиги c ның (бир бирине жакын болған бирдей қатламлар арасындағы қашықлық) оның ултанының узынлығы a ға қатнасы $c/a=1.63$ ке тең болыўының кереклигин аңсат есаплаўға болады.

Гексагоналлық тығыз жайластырылған типтеги пәнжереге шама менен он бес элемент (металл) ийе: Mg, Cd, Zn, Ni хәм басқалар. Бул элементлерде көшерлердің қатнасы идеаллық мәнис болған 1.63 ке жүдә жакын. Бирақ буннан өзгеше жағдайлар да орын алған; Cd менен Zn те c/a қатнасы шама менен 1.9 ға тең, яғный пәнжере призманың узынлығы бағытында созылған. Бул жағдай бул кристаллардың анизотроплығының айқын көриниўине алып келеди.

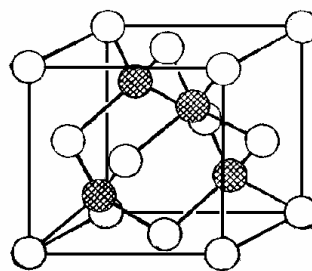
Жоқарыда тәрипленген пәнжерелердің үш түри элементлер арасындағы ең көп тарқалғаны болып табылады. Усылар менен қатар өзине тән пәнжерелер де бар. Бундай пәнжерелерге аз сандағы элементлер ийе. Солардың базы биреўлери ҳаққында айтып өтемиз.

Углеродтың ең көп тарқалған модификациясы графит гексагоналлық пәнжереге ийе. Бундай пәнжере пайда етиў менен графиттен басқа ҳеш бир элемент кристалланбайды. Бул пәнжере қатлмлық характерге ийе: пәнжере атомлар дурыс алты мүйешликлердің төбелеринде жайласқан, тегис, бир бирине параллель болған қатламлардан турады (22-сүүрет). Мәоңысылас қатламлар арасындағы қашықлық қатлам ишиндеги атомлар арасындағы қашықлықтан 2.3 есе үлкен. Бул жағдай графиттиң аңсат қатламланыўына алып келеди.

Углеродтың басқа модификациясы алмаз кублық пәнжереге ийе. Бул кублық пәнжерени бир биринен кубтың диагоналының төрттен бирине жылыстырылған Бравэнің еки қапталдан орайласқан пәнжересинен турады деп қараўға болады. Усының нәтийжесинде углеродтың ҳәр бир атомы бирдей қашықлықларда тетраэдрдің төбелеринде жайласқан төрт углерод атомы менен қоршалған болып шығады. Бул пәнжере 23-сүүретте келтирилген (бул сүүреттеги боялған хәм боялмаған дөңгелеклер Бравэнің ҳәр қыйлы пәнжерелерине сәйкес келиўши углерод атомларына сәйкес келеди). Алмаз типиндеги пәнжереге углеродтың гомологлары болған кремний менен германий ийе.



22-сүрөт



23-сүрөт

Висмуттың пәнжереси кызык характерге ийе. Ол ромбоэдрлик системаға жатады, бирак кублыкка жакынлыгы менен үлкен әхмийетке ийе. Висмуттың пәнжересин азмаз деформацияланған әпиұайы кублык пәнжере сыпатында көз алдыға келтириў мүмкин: куб өзиниң көлемлик диагонали бағытында созылған (яғный куб ромбоэдрге айланады) хәм соның менен бирге атомлардың киши қосымша аўысыўы орын алады.

Жоқарыда тәрипленген элементлердиң пәнжерелери *атомлық* характерге ийе: бул жерде айырым молекулаларды айырып алыў мүмкин емес. Базы бир элементлер *молекулалық пәнжерелерде* кристалланады. Мысалы водород, азот, кислород хәм галоидлар («, Cl, Br, I) еки атомлық молекуладан туратуғындай болып пәнжере пайда етеди. Бундай пәнжерде еки атом басқа атомларға қарағанда жақынырақ жайласады.

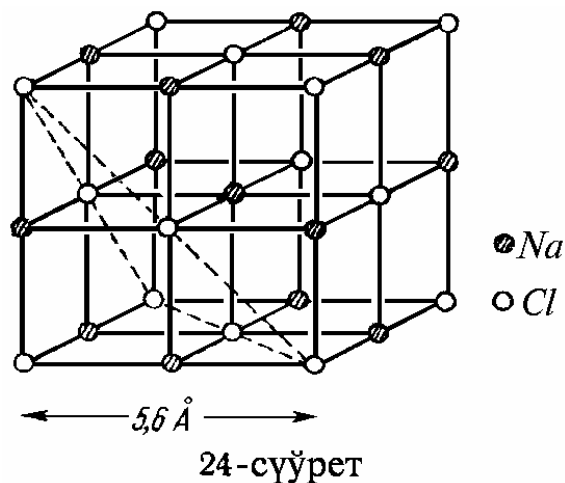
§ 47. Бирикпелердиң пәнжерелери

Химиялық бирикпелердиң өзлери қандай дәрежеде хәр түрли болса, олардың кристаллык пәнжерелери де соншама хәр түрли болады. Биз бул жерде солардың ишиндегилердиң ең әпиұайыларын тәриплеймиз.

Ең көп тарқалған структуралардың бири NaCl тас дузы типиндеги пәнжере болып табылады. Бул кублык пәнжере болып, оның ярымы Na атомлары, ал ярымы Cl атомлары менен ийеленген (24-сүрөт). Na дың хәр бир атомы симметриялы түрде Cl дың алты атомы менен қоршалған хәм Cl дың хәр бир атомы симметриялы түрде Na дың алты атомы менен қоршалған. NaCl дың Бравэ пәнжереси қапталда орайласқан кублык пәнжере болып табылады. Хәр бир элементар қутышады еки атом болып, олардың бири Na, екіншиси Cl.

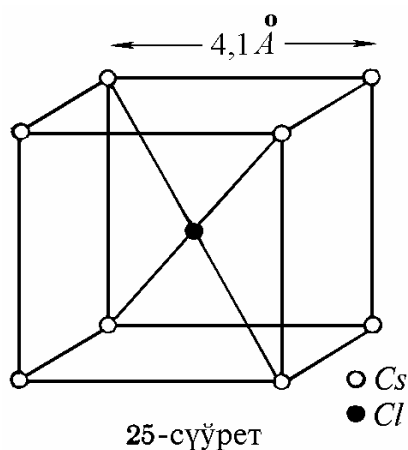
Кристаллык пәнжерде атомның қайсы орында турғанлығын олардың координаталарын бериў арқалы анықлаў қабыл етилген. Координаталар системасы 43-параграфта көрсетилген тәртіпте сайлап алынады. Бундай жағдайда тек минимал сандағы атомларды көрсетиў керек, ал қалған атомлар ийелеген орынлардың координаталары сол атомлардың координаталарына пәнжерениң анаў ямаса мынаў дәўирин қосыў арқалы табылады. Мысалы NaCl дың структурасы кублык қутышаның көшерлерине салыстырғандағы төмендегидей координаталар менен тәрипленеди: Na (0,0,0), Cl ($\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$). Басқ атомлардың координаталары усы координаталарға

тийкаргы дәуірлерге тең базы бир санларды қосыў (ямаса алыў) менен табылады. Бундай санлар ретинде координата басынан қаптал бетиниң ең жақын орайларына шекемги үш аралықты сайлап алыўға болады. Бул координаталары $(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$ ноқатлары болып табылады.



Хлорлы цезий CsCl диң типиндеги пәнжереге жүдә көп тарқалған (25-сүүрет). Ол әпиўайы Бравэ пәнжересине ийе. Кублық қутышалардың төбелеринде бир сорттағы, , ал орайларында екінши сорттаға атомлар жайласады.

Цинк обманкасы ZnS типиндеги пәнжерени де итибарға алып өтеміз. Ол 46-параграфта гәп етилген алмаз пәнжересинен алынады. Буның ушын бир бирине салыстырғанда жылыстырылған еки пәнжерениң түйинлерине (23-сүүреттеги боялған хәм боялмаған дөңгелеклер) Zn хәм S атомларын орналастырып шығыў керек. Хәр бир Zn атомы тетраэдрдиң төбелеринде жайласқан төрт S атомы менен қоршалған. Тап сол сыяқлы хәр бир S атомы сондай тетраэдрдиң төбелеринде жайласқан төрт Zn атомы менен қоршалған. Кублық қутышадағы атомлардың ийелеген орынлары төмендегидей координататар менен бериледи: Zn $(0,0,0)$, S $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$.



Жоқарыда тәрипленген пәнжерелердиң тийкаргы өзгешелиги болып олардағы айырым атомлар топарларын – бирикпелердиң молекулаларын айырып алыўдың мүмкиншилигиниң жоқлығында. Тутасы менен алынған кристалдың өзи гигант молекула болып табылады.

Бундай пәнжерелердеги электронлардың тарқалыўы төмендегидей: бир ядролар дөгерегинде нейтрал атомдағыға қарағанда көп, ал баска ядролар дөгерегинде нейтрал атомдағыға қарағанда кем электронлар жайласады. Бундай пәнжерелерди ионлардан турады деп тәриплеген дурыс

болады, сонлықтан да оларды *ионлық* деп атайды. Мысалы NaCl дың пәнжереси оң зарядланған Na^+ ионларынан хәм терис зарядланған Cl^- ионларынан турады.

Айырым молекулаларды атомлардың бир бирине жақын жайласқан топары деп қараўға болатуғын да бирикпелердиң пәнжерелери бар (буған көплеген органикалық кристаллар мысал бола алады). Бирақ кристалларды атомлық ямаса молекулалаық деп бөлиў шәртли характерге ийе хәм олар арасында хәр қыйлы аралықлық халлардың болыўы мүмкин.

Бундай жағдайдағы кристалларға мысал ретинде CdI_2 пәнжересин көрсетиўге болады. Ол қатламлық қурылысқа ийе. Хәр бир Cd атомларының қатламына еки тәрептен I атомларының қатламлары тийип турады; ал усындай «үшлик» қатламлар менен басқа «үшлик» қатламлар арасында әдеўир қашықлық бар. Бул жағдай бул заттың молекулалық қурамы хаққында айтқаны менен хәр бир қатламның ишиндеги айырым молекуланы бөлип алыў пүткиллей мүмкин емес.

§ 48. Кристаллық тегисликлер

Кристалларды үйренгенде оның бир бири менен кесисететуғын хәр қыйлы тегисликлерин қарап шығыўға туўра келеди. Бул кристалдың тәбийий қаптал бетине сәйкес келетуғын тегислик болыўы мүмкин. Соның менен бирге бул тегислик белгили бир физикалық қәсийетке ийе болыўы да мүмкин; мысалы пышақтың жәрдеминде айырым кристалларды шытнаттырсақ, онда бул кристаллар белгили бир тегисликлер бойынша бөлеклерге бөлинеди. Пәнжередеги айырым тегисликти қарап шығыў рентген нурларының жәрдеминде әмелге асырылатуғын структуралық анализдің усыллары ушын да зәрүрли.

Їәандай да бир физикалық қәсийетке кристалдың атомлары арқалы өтиўши (яғный оның пәнжересиниң түйинлери арқалы) тегисликлердиң ийе болатуғынлығы өз өзинен түсиникли. Атап айтқанда усындай тегисликлерди бизлер қараймыз хәм оларды *кристаллық тегисликлер* деп атаймыз.

43-параграфта кристалларды үйренгенде көшерлери Бравэ пәнжересиниң қабырғалары менен байланысқан (улыўма жағдайда туўры мүйешли емес) координаталар системасынан пайдаланылатуғынлығы айтылып өтилген еди. Їәала берсе бул жағдайда координаталар қабырғалардың узынлықлары (улыўма жағдайда хәр қыйлы болған) a , b , c шамаларының бирлигинде өлшенеди.

Бул координаталарды x , y , z арақалы белгилейик. Бравэ пәнжересиниң түйинлериниң координаталары пүтин санларға тең (ямаса ярымға ийе пүтин санлар менен, бирақ бул жағдайдың хеш нәрсени де өзгертпейтуғынлығын алдымызда көремиз).

Тегисликтiң улыўма теңлемеси (туўры мүйешли, туўры мүйешли емес координаталарда да бирдей) мынадай түрге ийе:

$$lx + my + nz = k.$$

Егер l , m , n , k пүтин санлар болып табылатуғын болса, онда белгисиз үш x , y , z шамалары ушын жазылған бир теңлеме шексиз көп пүтин санлық шешимлерге ийе болады. Басқа сөз бенен

айтқанда тегисликте пәнжерениң шексиз көп түйинлери жайласады, яғный биз кристаллық тегисликке ийе боламыз.

l , m , n шамаларының мәніслерин аңсат анықлаўға болады. Теңлемеге $y=z=0$ мәніслерин қойып биз $x=k/l$ ди аламыз. Бул тегисликтің x көшерин кесип өтиў ноқатының координатасы. Тап сондай жоллар менен тегисликтің y хәм z көшерлерин кесип өтиў ноқатларының k/m хәм k/n ге тең екенлигин алыўымыз мүмкин. Буннан тегисликтің үш координата көшерлерин кесип өтиў ноқатларының координаталары

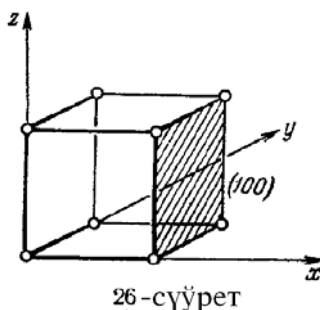
$$\frac{1}{l} : \frac{1}{m} : \frac{1}{n}$$

шамаларының қатнастарындай болады деп жуўмақ шығарамыз (яғный олар l , m , n санларына кери пропорционал екен). Биз бул жерде a , b , c бирліклеріндегі өлшенетуғын узынлықлар хақында айтып атырғанлығынмызды еске түсірип өтеміз. Ал әдеттегі бирліклер бул қатнастар былай жазылады:

$$\frac{a}{l} : \frac{b}{m} : \frac{c}{n}.$$

Солай етип l , m , n санларының жәрдемінде тегисликтің пәнжерениң көшерлерине салыстырғандағы бағыты (ориентациясы) анықланады екен; k саны тегисликтің бағытынан ғарезли емес, ал сол тегисликтің координата басынан қандай қашықтықтан өтетуғынлығына байланысly. Усы k санына хәр қыйлы пүтин санларды бериў арқалы (l , m , n ниң берилген мәніслерінде) өз-ара параллель болған кристаллық тегисликлердиң семействосын аламыз. Кристаллық тегисликте бизди тек оның бағыты қызықтырады, ал пәнжерередегі усы тегисликтің абсолют аўхалы керек болмайды. Усындай мәнисте тегислик l , m , n санлары жәрдемінде толығы менен бериледи. Соның менен бирге бул санларды улыўмалық бөлимге қысқартыў да мүмкин; бундай жағдайда тегисликтің бағытының өзгермейтуғынлығы түсиникли. Усындай жоллар менен анықланған l , m , n санлары кристаллық тегисликлердиң *индексleri* деп аталады хәм қаўсырмаға алынып (lmn) түрінде жазылады.

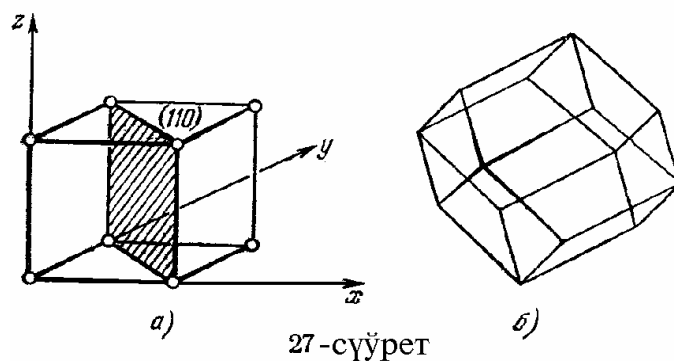
Мысал ретінде кублық пәнжерередегі базы бир тегисликлерди қарап өтеміз.



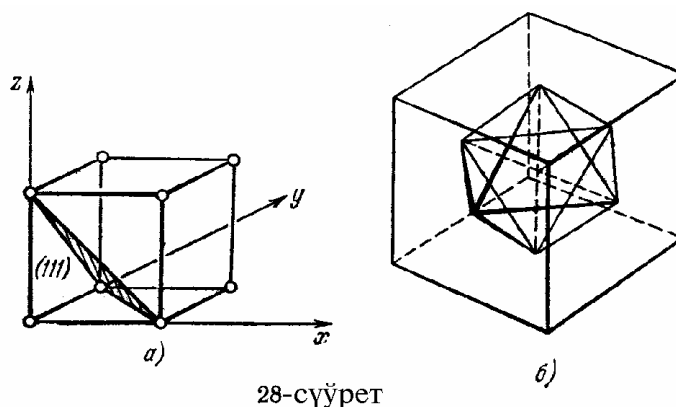
26-сүўреттегі x көшерине перпендикуляр тегислик көшерлерде 1, ϕ , ϕ кесиндилерин кесип өтеди; бул шамалардың кери мәніслери 1, 0, 0 болып табылады; сонлықтан тегисликтің индексleri (100) ге тең. Тап сол сыяқлы y хәм z көшерлерине перпендикуляр болған тегисликлердиң индексleri сәйкес (010) хәм (001) болады. Усындай тегисликлердиң жыйнағы

кублық формадағы денени шеклеп турады, сонлықтан бул тегисликлерди *кубтың тегисликлери* деп атайды.

z көшерине параллель болған диагоналық тегислик x хәм y көшерлери бойынша бирдей кесиндилерди кесип өтеди (27-а сүүрет). Сонлықтан ол (110) индекслерине ийе. Бундай диагоналық тегисликлерди *ромбалық додекаэдр* тегисликлери деп атайды (себеби усындай тегисликлер додекаэдр деп аталатуғын он еки қапталға ийе фигураны шеклейди, 27-б сүүрет).



27-сүүрет



28-сүүрет

28-а сүүретте көрсетилген кубтың диагоналық тегислиги барлық үш көшер бойынша да бирдей кесиндилерди кеседи хәм сонлықтан оның индекслери (111) болып табылады. Оны *октаэдр тегисликлери* деп атайды (усындай тегисликлер шеклеп туратуғын үш мүйешли қаптал бетлерине ийе сегиз мүйешли фигураны октаэдр деп атайды). 28-б сүүретте келтирилген октаэдр кубтың алты қапталарының орайларын бири бири менен тутастырыўдың нәтийжесинде алынады.

§ 49. Кристаллардың тәбийий қапталлары

Тәбийий кристалды шеклеп туратуғын тегисликлер барлық ўақытта да оның пәнжересиниң атомлары арқалы өтеди. Сонлықтан олар кристаллық тегисликлер болып табылады. Кристаллардың хәр қыйлы қаптал бетлериниң бағытлары хәм олардың бир бири менен пайда ететуғын мүйешлери пәнжерениң қурылысы менен байланыслы хәм сонлықтан берилген заттың характерли қәсийетлериниң бири болып табылады.

(lmn) хәм $(l'm'n')$ индекслерине ийе кристалдың еки қаптал бетин қарайық. А, В, С хәм А', В', С' арқалы усы тегисликлердиң координата көшерин кескенде пайда ететуғын кесиндилерин

белгилейік. 48-параграфта сөз етилген ұсы ұзындықтардың әдеттегідей ұзындықтар бирлигиндегі қатнасымынаған тең:

$$A:B:C = \frac{a}{l} : \frac{b}{m} : \frac{c}{n}, \quad A':B':C' = \frac{a}{l'} : \frac{b}{m'} : \frac{c}{n'}.$$

Бұл қатнастардың бириншисин екіншисине бөлсек:

$$\frac{A}{A'} : \frac{B}{B'} : \frac{C}{C'} = \frac{l'}{l} : \frac{m'}{m} : \frac{n'}{n}.$$

l, m, n шамаларының ортақ бөлімлеріне көбейтіу арқылы бұл аңдатпаны базы бир үш пүтин санлардың қатнастарына алып келіу мүмкін.

Солай етип биз кристалдың қандайда бир қаптал бети тәрепинен көшерлерде кесип алынатуғын кесиндилердің қатнастары барлық ўақытта да пүтин санлардың қатнастарындай болатуғынлығын көрдик. Бұл қағыйда *қапталлардың рационаллық нызамы* деп аталады.

Ионлық кристаллардың бетлері сөзсіз хәр қыйлы белгиге ийе ионлардан тураыуы керек. тек ғана бир белгиге ийе болған ионлардан туратуғын тегисликлер кристаллардың қаптал бетлері бола алмайды. Бұл жағдай хәр қыйлы затлардың кристалланыуының өзгешеликлерин түсиндириуіге мүмкіншилик береді.

Пәнжереси 24-сүүретте көрсетілген NaCl кристаллын қарап өтеміз. Бұл сүүретте (100) хәм (111) тегисликлеріндегі Na^+ хәм Cl^- ионларының жайласыулары көрсетілген. 24-сүүретте пунктир менен белгіленген диагоналлық (111) тегислиги арқылы тек бир сорттағы ионлар өтеді. Сонлықтан бұл тегислик кристалдың қаптал бети бола алмайды хәм демек тас дузы октаэдрлер түрінде кристаллана алмайды. (001) тегислиги болса (24-сүүреттегі кубтың қаптал бети) еки тәрептен де гезеклесетуғын хәр қыйлы белгиге ийе ионлардан турады, сонлықтан NaCl куб формасында кристаллана алады.

Ал 25-сүүретте көрсетілген CsCl кристалларында болса (100) тегислиги тек бир белгиге ийе ионлардан турады, сонлықтан бұл зат куб формасында кристаллана алмайды.

Макроскопиялық қәсийетлері сыяқлы кристаллардың сыртқы формасының характери кристаллық классқа байланысly. Сонлықтан тәбийий кристаллардың формаларын үйрениу принципінде оның симметриясының классын анықлауға мүмкіншилик береді. Ал әмелде болса кристалл өскенде тосыннан орын алатуғын хәр қыйлы сыртқы тәсирлерде сыртқы формасының өзгеріске ушырауынан классты анықлау қыйыншылығы пайда болады. Бұл бағыттағы қосымша мағлыұматларды кристаллардың жаңа бетлерин жасалма түрде пайда етиу менен әмелге асырылады (мысалы кристалдың қаптал бетине қандай да бир ериткишти пайдаланып химиялық тәсир етиудің нәтийжесінде).

VII БАП. ЖЫЛЛЫЛЫҚ

§ 50. Температура

Тәбияттағы барлық денелерди қураушы бөлекшелер қозғалыста болады. Бул қозғалыс универсаллық характерге ийе: молекулалар барлық уақытта да қозғалады, ал тап сол сыяқлы өз гезегинде молекулалар ишиндеги атомлар да қозғалыста болады. Бул қозғалыстың характерли өзгешеликлериниң бири тәртіптиң жоқлығында. Молекулалардың, атомлардың қозғалысында ҳеш қандай тәртип болмайды.

Усындай қозғалыслар ҳаққында айтқанда *жыллылық қозғалысы* сыпатында айтылады. Жыллылықтың ҳәм жыллылық қубылысларының тәбияты усы қозғалыслардың тәртипсизлигинде болып табылады.

Жыллылық қозғалыслары ҳаққында айтқанда әдетте атомлық масштаблардағы қозғалыслар айтылатуғын болса да (бундай жағдайларда микроскопиялық масштабларда деп те атайды), бундай қозғалысларға үлкен, макроскопиялық масштаблардағы бөлекшелер де қатнасады. Усы жағдайдың кеңнен белгили болған мысалы ретинде Броун қозғалысын (суйықтықтағы микроскоп аркалы көринетуғын майда бөлекшелердиң тәртипсиз қозғалысын) атап көрсетиўге болады.

Егер еки денени бир бирине тийгизсек, онда усы еки денениң атомлары өз-ара соқлығысып энергия алмасыў жүзеге келеди. Солай етип еки денениң бири екиншисине тийсе энергия биреўинен екиншисине өтеди; усундай жағдайда энергиясын жоғалтатуғын денени жоқарырақ қыздырылған, ал энергия өткен денени төменирек қыздырылған деп атайды. Энергияның бир денеден екинши денеге өтиўи *жыллылық тең салмақтық ҳалы* деп аталатуғын анық бир ҳал пайда болғанша даўам етеди.

Денениң қыздырылғанлық дәрежесиниң характеристикасы ретинде температура түсиниги қолланылады. Принципинде бул шаманың (температураның) санлық тәриплемеси сыпатында денелердиң қасийетлериниң қыздырылыў дәрежесине байланыслылығын алыў мүмкин. Мысалы температура шкаласын берилген дене менен жыллылық тең салмақтықлығында турған сынап бағанасының көлеми жәрдемінде анықлаўға болады. Бирақ ықтыярлы түрде алынған бундай температуралық шкала қандай да бир терең физикалық мәниске ийе бола алмайды. Усындай жоллар менен анықланған температура басқа қәлеген жыллылық қубылысын сапалық тәриплегенде үлкен қолайсызлықлар пайда еткен болар еди. Сонлықтан ең дәслеп терең физикалық мәниске ийе болған температуралық шкаланы сайлап алыўымыз керек. Бул шкала заттың анаў ямаса мынаў қасийетине (мысалы пайдаланылған сынап пенен ыдыстың қасийетине) байланыслы болмаўы шәрт.

Физикада температралық шкала сыпатында барлық денелердиң улыўмалық физикалық қасийетлери менен терең байланысқа ийе *термодинамикалық* ямаса *абсолют шкала* деп аталатуғын температурлық шкала қолланылады. Оның дәл анықламасын бул

жерде бериу мүмкін емес. Себеби бундай анықлама бериу үшін бул кітаптың шеклерінен шығып кетиу талап етілетуғын теориялық таллау талап етіледі. Сонлықтан бул шкаланы оның екінші дәрежелі қасиеттері бойынша тәріптейміз.

Температураны физикалық жақтан таллау дененің халын тәріптейуші хәм жыллылық тең салмақтығында барлық денелер үшін автомат түрде бірдей болатуғын физикалық шамаға тийкарланған болыуының кереклігі өз-өзінен түсиниклі. Бундай оғада әхмийетлі қасиетке дененің бөлекшелерінің (молекулалар менен атомлардың) илгерилемелі қозғалыстарының орташа кинетикалық энергиясы ийе болады екен. Егер екі дененің бөлекшелерінің орташа кинетикалық энергиялары тең болса, онда бул бөлекшелер бір бири менен энергия алмасады, бірақ бір денеден екінші денеге суммалық энергияның өтиуі орын алмайды.

Усындай себепке байланысly дененің ишинидеги бөлекшелердің илгерилемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын температураның өлшемі ретінде сайлап алыу мүмкін. Температура T ны усы энергияның $2/3$ бөлегі сыпатында анықлау қабыл етілген:

$$T = \frac{2}{3} \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{1}{3} \overline{mv^2}$$

Бул жерде m арқалы дененің массасы, ал v арқалы оның тезлігі белгіленген. Аңлатпаның үстиндегі сызықша кинетикалық энергия бойынша орташа мәністің алыныуының кереклігін көрсетеді (орташа мәніс деп айтылғанда хәр қыйлы бөлекшелердің бір уақыт моментіндегі орташа кинетикалық энергиясы ямаса бір бөлекшенің хәр қыйлы уақыт моментлеріндегі орташа кинетикалық энергиясы нәзерде тұтылады, усы екі анықлама да бір бирине эквивалент).

Жоқарыда келтирилген анықлама бойынша температура энергияның өлшеминдей өлшемге ийе болады. Сонлықтан температураны эрглерде өлшеу мүмкін. Бірақ температураның өлшем бірлігі сыпатында эрг қолайсыз бірлік болып табылады. Себеби бөлекшелердің жыллылық қозғалыстарының энергиясы эрг ке салыстырғанда жүдә киши шама болып табылады. Соның менен бирге бөлекшелердің энергиясындай етип температураны тиккелей өлшеу дым қыйын болып табылады.

Усы себеплерге байланысly физикада температураны өлшеу үшін әмелій жақтан қолайлы болған өлшем бірлік *градустан* пайдаланады. Градус таза суудың атмосфералық басымдағы қайнау температурасы менен қатыу температурасының айырмасының жүзден бір бөлегі болып табылады.

Эргтің кандай бөлегінің бір градуста екенлігін анықлаушы коэффициентті (бір өлшем бірліктен екінші өлшем бірлікке өткеретуғын коэффициентті өткериу

коэффициенти деп атаймыз) Больцман тураклысы деп атайды хэм k хэрипи жәрдемінде белгиленеди.

$$k = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град} \text{ (аўдармашы келтирген дәл мәниси } 1.380658(12) \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град)}.$$

Бул жерде биз градустың хақыкатында да эргтен жүдә киши екенлигин көремиз. Градустың шамасының және бир характеристикасы ретінде заттың бир грамм-молекуласындағы барлық бөлекшелердің кинетикалық энергияларының қосындысын келтиремиз; бул шама k ны Авагадро саны N_0 ға көбейткенге тең:

$$kN_0 = 1.38 \cdot 10^{-16} \cdot 6.02 \cdot 10^{23} \text{ эрг} = 8.31 \text{ дж}.$$

Әдетте атом физикасында кеңнен қолланылатуғын энергияның өлшем бирлиги болған электрон-вольт пенен градус арасындағы өткеріуши коэффициенттің неге тең екенлигин де атап өтемиз:

$$1 \text{ эв} = 1.60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = \frac{1.60 \cdot 10^{-12}}{1.38 \cdot 10^{-16}} \text{ град} = 11600 \text{ град}.$$

Буннан кейин бизлер градусларда өлшенген температураны T хэрипи жәрдемінде белгилеймиз. Бундай жағдайларда эрглерде өлшенген температура kT ға тең болып, жоқарыда жазылған анықламаны былайынша жазамыз:

$$kT = \frac{1}{3} \overline{mv^2}$$

Кинетикалық энергия оң мәниске ийе болатуғын болғанлықтан температура T да барлық ўақытта оң мәниске ийе болады. Бирақ температураның мәнисиниң оң екенлигин тәбияттың нызамы сыпатында қараўға болмайды: бул тек температураның анықламасының салдары ғана.

Жоқарыда айтылып өтилгениндей етип алынған температура шкаласы абсолют температуралар шкаласы деп аталады. Бул шкаладағы нол жыллылық қозғалыслары пүткиллей тоқтайтуғын температура болып табылады. Усы нолди абсолют нол деп атайды. Ал абсолют нолден баслап есапланатуғын шкаланы *Кельвин шкаласы* деп те атайды, ал бул шкаладағы градусларды K хэрипин қойыў менен белгилейди.

Кельвин шкаласы менен бир қатар әмелде температураны суўдың катыў нокатынан баслап өлшейтуғын шкала да кеңнен қолланылады. Бундай шкаланы *Цельсия шкаласы* деп атайды. Ал бундай шкаладағы градусларды $^{\circ}C$ арқалы белгилейди.

Температураны бир шкаладан екінши шкалаға өткеріу үшін суўдың қатыў нокатының абсолют температураның неге тең екенлигин билиў керек. Хәзирги ўақытлардағы өлшеўлердің нәтийжеси бойынша бул температура 273.15 K ге тең. Басқа сөз бенен айтқанда Цельсия шкаласы бойынша абсолют нол $-273.15^{\circ}C$ да жайласқан.

Ендигиден былай биз абсолют температураны T хәрипи жәрдеминде, ал Цельсия шкаласындағы температураны (егер керек болып қалса) t хәрипи жәрдеминде белгилеймиз. $T=t+273.15^0$ екенлиги өз-өзинен түсиникли.

Көп жағдайларда анаў ямаса мынаў эксперимент өжире температурасында өткерилди деп айтады. Бундай жағдайларда 20^0C (яғный шама менен 293 K) нәзерде тutyлады. Электрон-вольттерде бул температураның шама менен $1/40$ эв ке тең екенлигин билип қойған пайдалы.

Бөлекшелердиң жыллылық қозғалысларының тезлигиниң характеристикасы ретинде температураның анықламасына кириўши $\overline{v^2}$ тың квадрат коренинен пайдаланыў мүмкин. Бундай тезликти әдетте *жыллылық тезлиги* деп атайды ҳәм $v_{\text{ж}}$ арқалы белгилейди:

$$v_{\text{ж}} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Қандай массаның қойылыўына байланыслы бул формула атомның да, молекуланың да, Броун бөлекшесиниң де жыллылық тезлигин анықлайды. Егер молекулаларға қолланатуғын болсақ, онда формулаға басқаша түр бериледи: корен белгиси астындағы аңлатпаны Авагадро санына бөлемиз ҳәм көбейтеміз, буннан кейин mN_0 диң заттың молекулалық салмағы μ екенлигин есапқа аламыз:

$$v_T = \sqrt{\frac{3N_0kT}{\mu}} = 15.3 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T}{\mu}} \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Солай етип водород молекулаларының (H_2 , $\mu=2$) өжире температурасындағы жыллылық тезлиги $1.9 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, яғный шама менен 2 км/сек екенлигине ийе боламыз.

Биз жыллылық тезлигиниң температураның квадрат коренине туўры пропорционал, ал бөлекшениң массасының квадрат коренине кери пропорционал екенлигин көреміз. Кейинги жағдай денелердиң молекулалары ушын интенсивли, Броун қозғалысындағы микроскопиялық киши бөлекшелер ушын сезилерликтей, ал массалы денелер ушын пүткиллей сезилмейтуғынлығының себеби болып табылады.

Жоқарыда келтирилген температураның анықламасына қайта келеміз. Ол анықламаның классикалық механикаға тийкарланғанлығын атап өтеміз. Ол жердеги температура менен бөлекшелердиң жыллылық қозғалысларының энергиясы арасындағы санлық байланыс бул қозғалыстың классикалық механика жәрдеминде тәриплениўиниң мүмкинлигинен ғана келип шыққан. Температураның төменлеўи менен бөлекшелердиң энергиясы да кемейеди ҳәм классикалық механиканың пайдаланылыў шәртлери ертели-кеш бузылады. Сонлықтан класикалық механиканы квант механикасы менен алмастырыў зәрүрлиги пайда болады. Бөлекшениң массасы қаншама киши болса ҳәм бөлекшениң

қозғалысы оған тәсир етиўши күшлер тәсиринде шекленгенлик дәрежесине байланысly квант механикасын пайдаланыў зәрүрлиги ертерек жүзеге келеди. Мысалы, молекулалар еркин бөлекшелер сыпатында илгерилемели қозғалады ҳам бул қозғалыс классикалық механика көз-қараслары тийкарында қаралыўы мүмкин. Ал атомлардың молекулалар ишиндеги қозғалысы анық бир тең салмақлық аўхаллар этирапындағы «потенциал шуқырдағы» киши тербелислер характерине ийе. Классикалық механиканың бундай қозғалысларға қолланылыў шеклери әдеўир ертерек жүзеге келеди (бул мәселеге биз 57-58 параграфларда қайта келемиз).

Биз жоқарыда абсолют нол температурада жыллылық қозғалысларының тоқтайтуғынлығын айтып өтип едик. Бирақ бул тастыйықлаў денениң ишиндеги бөлекшелердің қәлеген қозғалысының тоқтайтуғынлығын аңғартпайды. Квант механикасы бойынша бөлекшелердің қозғалысы толығы менен хеш кашан да тоқтамайды. Хәтте абсолют нолде де молекулалар ишиндеги атомлардың базы бир тербелмели қозғалысы ямаса қатты денениң кристаллық пәнжересиниң түйинлери этирапындағы атомлардың тербелиси сақланады. *Ноллик тербелислер* деп аталатуғын бундай қозғалыслар квантлық қубылыс болып табылады. Бундай қозғалыстың энергиясы анаў ямаса мынаў объекттиң «квантлығы» ушын характерлик шама болып табылады. Бөлекшелердің жыллылық қозғалысларының энергиясы менен олардың ноллик тербелислериниң энергияларын салыстырыў классикалық механиканы пайдаланылыўдың критерийи болып табылады. Егер бөлекшениң жыллылық энергиясы оның ноллик тербелислериниң энергиясынан үлкен болса классикалық механиканы пайдаланыў мүмкин.

Абсолют нолде де сақланатуғын «ноллик қозғалыстың» ең белгили мысалларының бири атомлардығы ең жеңил болған бөлекшелер болған электронлардың қозғалысы болып табылады. Электронлардың атомлар ишиндеги қозғалыслары барлық ўакытта да квантлық характерге ийе. Электрон ушын усындай қозғалыстың энергиясы үлкен болғанлықтан денениң температурасы ол ушын сезилерликтей тәсир етпейди. Көплеген мың градус температураларда ғана атомлардың жыллылық қозғалыслары оның электронлық кабықларына сезилерликтей тәсир ете баслайды.

§ 51. Басым

Газ (ямаса суйықлық) бөлекшелериниң жыллылық қозғалысларының нәтийжесинде ыдыстың дийўалларына басым түсиреди. Газдың молекулалары ыдыс дийўалларын менен соқлығысып, оған базы бир импульсын береді, ал денениң импульсының өзгериси (1 сек даўамындағы) оған тәсир ететуғын күшти анықлайды.

Егер газ тәрәпинен ыдыс дийўалына тәсир ететуғын күштиң дийўал бетине қатнасын алатуғын болсақ, онда ыдыс дийўалының бетине газ тәрәпинен түсирилетуғын *басымды* аламыз.

Басымды биз p ҳарипи жәрдеминде белгилеймиз. Басымның өлшеми күштиң өлшеми бөлінген майданның өлшеміне тең. Оны ҳәр қыйлы түрде жазыў мүмкин:

$$[p] = \frac{\text{дин}}{\text{см}^2} = \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} = \frac{\text{э}}{\text{см} \cdot \text{сек}^2}.$$

Бул жерде биз басымның өлшеминиң көлемниң өлшеміне бөлінген энергияның өлшеміне тең екенлигин көремиз.

СГС системасындағы басымның өлшеми 1 дин/см^2 (1 дин күш 1 см^2 майданға тәсир етеди). Бирақ бул бирлик жүдә киши, буннан 10^6 есе үлкен бирликти *бар* деп атайды:

$$1 \text{ бар} = 10^6 \text{ дин/см}^2 = 10 \text{ н/м}^2.$$

1 см^2 майданға 1 кг күш тәсир ететуғын басымды техникалық атмосфера деп атайды (*ат*):

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кг/см}^2 = 0.981 \text{ бар}.$$

Бул анықламадан басқа *әдеттегидей атмосфера (нормал атмосфера, атм)* деп 760 мм сынап бағанасының басымын алады (сынаптың анық тығызлығы ҳәм салмақ күшиниң стандарт мәнисинде). Бул бирлик мынаған таң:

$$1 \text{ атм} = 1.013 \text{ бар} = 1.033 \text{ ат}.$$

1 мм сынап бағанасының басымына сәйкес келиўши басымның

$$1 \text{ мм сын.баг.} = 1.333 \cdot 10^{-3} \text{ бар}$$

екенлигин атап өтемиз.

Молекулалақ структураға итибар берилмей тутасы менен алынғандағы денелердиң қасийетлери денелердиң макроскопиялық қасийетлери деп аталады (хақыйқатында денелердиң қасийетлери молекулалық структураға байланысly). Ал температура менен басым денелердиң макроскопиялық қасийетлерин характерлеўши әҳмийетли шамалар болып табылады. Усындай шамалар қатарына денениң көлеми де (оны V ҳарипи жәрдеминде белгилеймиз) киреди. Бирақ бул үш шамалар бир биринен ғәрезсиз емес. Мысалы, егер газдың базы бир муғдары белгили бир көлемдеги ыдыста жайласқан ҳәм белгили бир температураға ийе болса, онда ол автомат түрде белгили бир басымда да турған болады. Көлемин ямаса температурасын өзгертип газдиң басымын да өзгертемиз.

Солай етип p , V , T шамаларының екеуінің ықтыярлы түрде берилиуі мүмкін, ал үшіншиси сол екеуінің функциясы түрінде анықланады. Усыған байланысты дененің жыллылық кәсіyeti сол шамалардың екеуінің берилиуі менен толық анықланады деп айтыуға болады.

Дененің басымын, көлемін хәм температурасын байланыстыратуғын функционаллық байланысты берілген дененің *хал теңдемеси* деп атайды хәм оны жылллық кәсіyetлерін тәриплеуші әхмийетли қатнастардың бири болып табылады.

Бундай функционаллық байланыстың теориялық түрін анықлау тек әпиуайы затлар жағдайында ғана әмелге асырылады (53-параграфты қараңыз). Сонлықтан әмелде нәтийжесін графикалық жол менен көрсетиу мүмкін болған эксперименталлық өлшеулерди пайдаланыуға зәрүрлик тууылады. Гәп үш шаманың бир биринен ғәрезлилиги хәққында айтылып атырғанлықтан, алынған нәтийжелер көшерлери p , V хәм T болған үш өлшемли кенисликте базы бир бет түрінде сәуленеди. Бирақ әмелде кенисликтеги сүүретлерди салыу қолайсыз болғанлықтан сол беттиң координата тегисликлери менен кесилиспеси болған тегис графиклерди дүзиу менен шекленеди. Мысалы, бетти p , V координата тегислигине параллель болған тегисликлер менен кесип хәр қыйлы температураларға сәйкес келиуші басымның көлемге ғәрезлилигине сәйкес келиуші иймекликлердің семействосын аламыз. Бундай иймеклер *изотермалар* деп аталады. Тап усындай жоллар менен *изобаралардың* (берілген басым p дағы көлем V менен температура T арасындағы ғәрезлилик) хәм *изохоралардың* (көлем V турақлы болғандағы басым p менен температура T арасындағы ғәрезлилик) семействоларын да алыу мүмкін.

50-параграфта биз бир бирине тийгизилген денелер арасындағы энергия алмасыудың сол денелердің температуралары бирдей болғанша дауам ететуғынлығын айтып өткен едик. Улыуа системаның жыллылық тең салмақлық халы деп системада өзінше хеш қандай жыллылық процесслери жүрмейтуғын, дененің барлық бөлимлери бир бирине салыстырғанда тынышлықта туратуғын, макроскопиялық қозғалыстар орын алмайтуғын халына айтамыз (дененің ишиндеги бөлекшелердің микроскопиялық қозғалыстарынан басқа). Енди биз усыған мынаны қосамыз: тең салмақлық халында бир бирине тийип турған денелердің температуралары ғана емес, ал олардың басымлары да тең болыуы керек деп айтамыз. Егер бундай болмағанда денеге нолге тең емес толық күш тәсир етип, ол қозғала баслаған болар еди.

Әдеттеги жағдайларда дененің басымы оң шама, яғный басым дененің кеңейиу бағытына қарай бағытланған. Бирақ бул шәрт емес хәм дене терис басым халында да тура алады: бундай жағдайда дене “кеңейтилген” болып, ол қысылуға тырысады. Мысалы суйықлықтың “кеңейтилген” халын жүзеге келтириу мүмкін. Буның ушын қыздырылған

суйықлықты қалың дийұаллы капиллярға толтырып қуйып, буннан кейин бул капиллярдың ауызын дәнекерлеу керек. Солқынлағанда дийұаллары суйықлықтан әстерек кысылатуғын капиллярда суйықлық усы капиллярдың көлеминиң тек бир бөлимин ғана ийелеу керек. Дийұалларға жабысып суйықлық капиллярдың барлық көлеми бойынша “кенейтилген” (ямаса “сийреклетилген”) болып шығады. Басқа бир усылда суйықлық еки ушы ашық өз көшери дөгерегинде тез айланыушы шийше капиллярда жайластырылады. Орайдан қашыушы күшлердин тәсиринде “кеңейип” тезликтин белгили бир мәнислеринде суйықлық капиллярдан шығады. Усындай усыллар жәрдемінде әдеуир үлкен терис басымларды пайда етиу мүмкин: сууда (өжире температураларында) 280 *атм* ға шекем, спиртте 40 *атм* ға шекем, бензолда 160 *атм* ға шекем х.т.б. Бул шамалар суйықлықтын “үзилиуге” беккемлигин береді деп айтыуға болады.

§ 52. Затлардың агрегат халлары

Денелердин жылылық қасийетлериниң ең улыұмалық характеристикалары сыпатында *агрегат халлар* - газ тәризли, суйық хәм қатты халлар түсинигин қолланады.

Затлар газ тәризли халда турғандағы сийреклигиниң нәтийжесинде оның молекулалары бир биринен әдеуир қашықлықта турады (өзлериниң меншикли өлшемлерине салыстырғанда әдеуир үлкен қашықлық). Сонлықтан газдеги молекулалар арасындағы тәсирлесиу екинши дәрежели орынды ийелейди; молекулалар ўақыттын көп бөлегинде еркин козғалады, тек салыстырмалы сийрек бир бири менен соқлығысады. Суйықлықларда болса молекулалар арасындағы қашықлық олардың өлшемлери менен барабар; усының нәтийжесинде молекулалар турақлы түрде күшли тәсирлеседи хәм олардың жыллылық козғалыслары курамалы түрге ийе.

Әдеттеги жағдайларда газлер менен суйықлықлар арасында тығызлықлар бойынша айырма аз болып, оларды бир биринен айырыу үлкен қыйыншылықларды пайда етеди. Бирақ олар арасындағы айырма принципиаллық емес, ал тек санлық жақтан — тығызлықларының санлық айырмасы хәм соған байланысly болған молекулалар арасындағы тәсирлесиудин айырмасынан көринеди. Олар арасындағы принципиаллық айырманың жоқлығы суйық хәм газ тәризли халлар арасындағы өтиуде де көринеди. Бундай өтиу үзликсиз әмелге асады хәм биз хеш бир моментте бир хал теўсилди хәм екинши халдың пайда болыуы басланды деп айта алмаймыз (бул ҳаққында 69-параграфта толық айталады).

Суйықлықлар менен *аморф денелер* (кристаллық емес) деп аталатуғын қатты денелер арасындағы айырма да санлық характерге ийе. Аморф денелер қатарына шийше, хәр

қыйлы смолалар (мысалы канифоль) қ.т.б. киреди. Принципиаллық айырманың жоқтығы бұл жерде де бір халдан екінші халға үзлексіз өткенде айқын көрінеді. Бұл жағдайда өтиу әпиуайы қыздыру жолы менен әмелге асады. Мысалы шийше қыздырғанда кем-кемнен жумсарады хәм ең ақырында суйықлыққа айналады. Бұл процесс пүткиллей үзлексіз әмелге асып, хәш бир “өтиу моменти” бақланбайды. Өзиниң тығызлығы бойынша аморф дене усы денеден алынған суйықтың тығызлығынан үлкен айырмаға ийе болмайды. Олар арасындағы тийкарғы айырма олардың жабысқақтығының (яғный олардың аққышлығының) айырмасынан көрінеді (бұл мәселеге биз 118-параграфта қайтып келемиз).

Гезлер, суйықлықлар хәм аморф денелер ушын улыұмалық қәсийет олардағы молекулалардың тарқалыуындағы тәртіптің жоқтығында. Усы тәртіптің жоқтығы бұл денелердің изотропиясын – барлық бағытлардағы олардың қәсийетлериниң бирдейлигин тәмийинлейді. Изотропиялық қәсийет бұл денелерди атомлары тәртіп пенен жайласқан анизотропиялық кристаллық қатты денелерден принципиаллық жақтан айырып турады.

Қатты денелердеги атомлардың жыллылық қозғалыслары олардың тең салмақлық халларының этирапындағы киши тербелислери болып табылады. Кристалларда бұл халлар кристаллық пәнжерелердің түйинлери болып табылады (бундай мәнисте биз буннан алдыңғы бапта анық емес гәп етилди, ол жерде түйинлерде атом ядролары жайласады деп айтылды, ал түйинлер этирапында тербелислер әмелге асатуғын ноқатлар деп айтылған жоқ). Қатты денелердеги жыллылық қозғалыслары газлер менен суйықлықлардағыға карағанда “тәртіплирек” болса да (атомлар түйинлерден алысқа қашықласып кетпейди) хәр қыйлы атомлардың тербелис амплитудалары менен фазалары хәр қыйлы хәм бир бирине байланыслы емес болғанлықтан бундай тербелислерди хаотик деп есаплаймыз.

Дерлик барлық қатты денелер кристаллық болып табылады. Бирақ олардың көлеминиң барлығы бойынша атомлардың тәртіпли жайласыуы орын алмайды. Көлеминиң барлық бөлимлеринде де атомлар бирдей тәртіпте жайласатуғын кристалларды *монокристаллар* деп атайды хәм олар кристалдың өсиуиниң айрықша шараятларында жүзеге келеді.

Кристаллық денелер әдетте *поликристаллар* түрінде болады (мысалы барлық металлар). Бундай денелер оғада көп сандағы майда кристаллардың жыйнағынан турып сол кристаллардың хәр бирин *кристаллит* ямаса *дән (зерно)* деп атайды. Кристаллитлер әдетте микроскопиялық өлшемлерге ийе болып, олардың сызықты өлшемлери 10^{-5} - 10^{-3} см этирапында (бұл шама металдың алынуы хәм қайта ислениу ұсылына тиккелей байланыслы).

Поликристаллық денедегі айырым кристаллиттердің өз-ара жайласулары менен бағыттары пүткіллей тәртіпсіз. Сонлықтан кристаллиттердің өлшемлерінен үлкен болған поликристаллық заттар изотроп болып табылады. Жоғарыда айтылғандардан поликристаллық денелердің изотроптылығының екінші дәрежедегі характерге иіе екенлігі түсінікті. Бул ҳар бир кристаллиттің анизотропиялығына пүткіллей қарама-қарсы болып табылады.

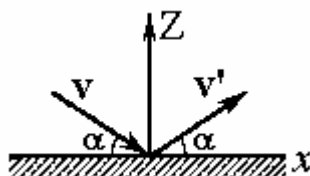
Анаў ямаса мынаў қайта іслеудің ямаса кристалды өсіріудің усылының өзгешеліклеріне байланысты кристаллиттері тийкарынан бир бағытқа қарай бурылған поликристалларды алыў (өсіріў) мүмкін. Бундай жағдайларда *текстураның* бар екенлігі ҳаққында айтады. Металларда текстура деформациялаудың нәтижесінде алыныуы мүмкін. Усындай материаллардың анизотропиялық қасиетлерге иіе болыуы тәбійий.

§ 53. Идеал газ

Молекулалары арасындағы тәсірлесіу әмелій жақтан ҳеш қандай роль ойнамайтуғындай дәрежеде сийреклетілген газ ең әпіуайы қасиетлерге иіе болады. Молекулалары арасындағы тәсірлесіу есапқа алынбайтуғын газ *идеал газ* деп аталады.

Бирақ идеал газдың молекулалары арасындағы тәсірлесіу пүткіллей орын алмайды деп ойлауға болмайды. Керісінше, бундай газдың молекулалары бир бири менен соқлығысады ҳәм бул соқлығысулар газдың белгили бир жыллылық қасиетлерінің пайда болыуында үлкен әһмийетке иіе болады. Бирақ соқлығысулар жүдә сийрек болып, газ молекулалары ўақыттың үлкен бөлімінде еркин бөлекшелердей болып қозғалады.

Идеал газдың ҳалының теңлемесін келтиріп шығарамыз (яғный басымы, көлемі ҳәм температурасы арасындағы байланысты анықлаймыз). Бул ушын газди туўры мүйешли параллелопипед түріндегі ыдыста жайласқан, ал ыдыстың дийўалларын “идеал шағылыстырғыш” деп есаплаймыз: дийўаллар соқлығыушы молекулаларды келип урылған мүйештей мүйеш пенен, тезліклерін өзгертпей шығылыстыратуғын болсын (1-сүүретте молекуланың соқлығысқанға шекемгі ҳәм соқлығысканнан кейінгі тезліктері v ҳәм v' арқалы белгіленген, олардың шамалары бирдей ҳәм ыдыс дийўалы менен бирдей мүйеш жасайды). Бул болжаўлар тек әпіуайылық ушын ісленген, ҳақыйкатында газдың ишки қасиеттері ыдыстың формасына, дийўалының қасиетлеріне ғәрезли бола алмайды.



1-сүрөт

Газдин параллелепипедтин капталларына түсиретуугун басамын аныктаймыз. Бунын ушын 1 сек даўамында усы капталга келип урылатуугун молекулалардын беретугун импульсын аныклай керек. Урылганда импульстин тек ғана дийўал бетине перпендикуляр болған кураўшысы v_z ғана өзгериске ушырайтуугун хэм бул жағдайда тезликтин тек белгиси өзгеретуугун болғанлыктан бир урылыўда молекула тәрeпинен ыдыс дийўалына берилетуугун импульс $mv_z - (-mv_z) = 2mv_z$ ке тең (бул жерде m аркалы молекуланың массасы белгиленген). Еркин сыпатында қозғала отырып молекула қарама-қарсы дийўалға h/v_z ўақыт аралығында барып жетеди (h аркалы қарама-қарсы дийўаллар арасындағы қашықлық белгиленген) хэм $2h/v_z$ ўақыт аралығында қайтып келеди. Демек 1 сек ўақыт ишинде берилген дийўал менен хәр бир молекула $v_z/2h$ рет соқлығысады хэм оған $2mv_z(v_z/2h) = mv_z^2/h$ импульсин береди. Дийўалға тәсир етиўши толық күш F_z барлық молекулалардан 1 сек ўақыт ишинде алатуугун импульсына тең:

$$F_z = \frac{1}{h} \sum mv_z^2.$$

Бул жердеги \sum белгиси барлық молекулалар бойынша сумманың алынатуғынлығын билдиреди.

Егер ыдыстағы молекулалар саны N ге тең болса, онда жоқарыдағы аңлатпадағы сумманы N менен орташа мәнис болған $\overline{mv_z^2}$ тиң көбеймесине алмастырыў керек. Газдың өзине қатнасы бойынша барлық бағытлар бирдей $\overline{mv_x^2} = \overline{mv_y^2} = \overline{mv_z^2}$ хэм $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2$ болғанлықтан

$$\overline{mv_z^2} = \frac{1}{3} \overline{mv^2}.$$

Солай етип

$$F_z = \frac{1}{h} N \overline{mv^2}.$$

F_z ты pS пенен алмастырып (p газдин басымы, S каптал беттин майданы) хэм hS тиң параллелепипедтин көлеми екенлигине итибар берсек мынаны аламыз:

$$pV = \frac{1}{3} N \overline{mv^2} = \frac{2}{3} N \frac{\overline{mv^2}}{2}.$$

Анықлама бойынша молекуланың кинетикалық энергиясының орташа мәнісі $(3/2)kT$ ға тең. Сонлықтан *идеал газдың қал теңлемесін* аламыз:

$$pV = NkT.$$

Бұл теңleme универсаллық характерге ийе – бұл теңлемеге газдың тәбиятына байланыссы болған хеш бир шама кирмейди. Бұл жағдай молекулалардың “индивидуаллығын” (жеке өзгешелигин) бийкарлап, олар арасындағы тәсирлесіуді есапқа алмағанның тәбийий ақыбети болып табылады.

Егер бирдей көлемде, бирдей басымда хәм бирдей температурада турған хәр қыйлы болған еки түрли идеал газды алатуғын болсақ, онда олардағы молекулалар саны бирдей болады. Бұл *Авагадро нызамы* деп аталатуғын нызам болып табылады. Мысалы 1 см^3 идеал газ әдеттегидей шараятларда (яғный 0°C температурада хәм 1 атм басымда)

$$L = \frac{pV}{kT} = \frac{1.013 \cdot 10^6}{1.38 \cdot 10^{-16} \cdot 273} = 2.7 \cdot 10^{19}$$

молекула болады (бұл санды *Лошмидт саны* деп те атайды).

Газдеги молекулалар саны N ди $N = \nu N_0$ түрінде де жазыў мүмкин. Бұл жерде ν арқалы газдың грамм-молекулалары (моллери) саны белгиленген, ал N_0 Авагадро саны. Бундай жағдайда былайынша жазамыз:

$$pV = \nu RT.$$

$R = kN_0$ *газ турақлысы* деп аталады. Дара жағдайда газдың бир моли ушын ийе боламыз:

$$pV = RT.$$

k менен N ниң мәніслерин көбейтип мынаған ийе боламыз:

$$R = 8.314 \cdot 10^7 \text{ эрг/(град*моль)} = 8.314 \text{ дж/(град*моль)}.$$

(егер энергияның өлшем бирлиги ретінде калория пайдаланылатуғын болса R диң шамасы үлкен дәлликте $2 \text{ кал/(град*моль)}$ ге тең); өлшем бирликти аңлататуғын символдағы *моль* сөзи 1 грамм-молекула ны аңғартады.

Егер газдың басымы атмосфераларда, ал көлеми литрлерде өлшенетуғын болса, онда

$$R = 0.082 \text{ (л*атм)/(град*моль)}$$

ге тең. Бұл мәністи пайдаланып газдың грамм-молекуласының 1 атм басымдағы хәм 0°C дағы көлемин есаплаў мүмкин:

$$V = RT/p = (0.082 \cdot 273)/1 = 22.4 \text{ л}.$$

Турақлы температурада белгили муғдардағы газдың көлеми менен басымының көбеймеси турақлы шама болады:

$$pV = \text{const}.$$

Бул белгили *Бойл-Мариотт* нызамы болып табылады.

Идеал газ халының теңлемесинен және бир әхмийетли нәтийже алынады: егер белгили бир муғдардағы газ тураклы басымда жайласқан болса, онда оның көлеми абсолют температураға пропорционал. Яғный

$$p = \text{const} \text{ болганда } \frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0}.$$

Бул аңлатпада V менен V_0 температура T хәм T_0 болғандағы газдың көлемлери. Усындай жоллар менен мына аңлатпаны да аламыз:

$$V = \text{const} \text{ болганда } \frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0}.$$

Бул әхмийетли қатнас температуралардың абсолют шкаласын молекулалардың тезликлери менен энергияларын өлшемей-ақ идеал газдың қасийетлерин пайдаланып анықлаудың мүмкин екенлигин көрсетеди.

Егер T_0 арқалы суудың қатыў температурасы белгиленген болса хәм абсолют температураның орнына Цельсия шкаласындағы температура t алынса ($T=273+t$), онда жоқарыда жазылған қатнас мына түрге енеди:

$$p = \text{const} \text{ болганда } V = V_0 \left(1 + \frac{t}{273} \right).$$

Бул белгили *Гей-Люссак* нызамы болып табылады. Бул нызам бойынша 1° қа қыздырылғанда газдың көлеми 0°C дағы көлеминиң $1/273$ бөлегине артады.

Идеал газдың хал теңлемесин келтирип шығарғанымызда бизлер молекулаларды бирдей деп шәрт қойғанымыз жоқ. Сонлықтан алынған теңleme идеал газлерден араласпасы болған жағдай ушын да жарамлы болады, ал бул да өз гезегинде молекулалар арасындағы тәсирлесиўди есапқа алмағанымыздың нәтийжеси болып табылады. Усыған байланыслы N ди газ молекулаларының улыўмалық саны деп, яғный хәр қыйлы молекулалардың улыўмалық саны деп есаплаўымыз керек: $N = N_1 + N_2 + N_3 + \dots$, бул жерде N_i арқалы i -сорт молекулалардың саны белгиленген. Дәслеп хал теңлемесин былайынша көширип жазамыз:

$$pV = N_1 kT + N_2 kT + N_3 kT + \dots$$

Буннан кейин егер газдың көлеминиң барлығын i -сорттағы молекулалар ийелейтуғын болса хал теңлемесин $p_i V = N_i kT$ түринде жазыўымыздың кереклигин есапқа алып биз мынадай жуўмаққа келемиз:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots$$

Яғный газлердің араласпасының басымы ҳәр бир газ тап сондай көлемде пайда еткен басымлардың қосындысына тең екен (*Дальтон ызама*). Жоқарыдағы p_1 , p_2 , p_3 басымларын сәйкес газлердің *парциаллық басымлары* деп атаймыз.

§ 54. Сыртқы майдандағы идеал газ

Қандай да бир күш майданында, мысалы салмақ майданында турған идеал газди қараймыз. Бул жағдайда газ молекулаларына сыртқы күшлер тәсир ететугын болғанлықтан оның басымы барлық орынларда бирдей болмайды, ал ноқаттан ноқатка өткенде өзгереді.

Әпиұайылық ушын майдан күшлери өзгермейтуғын бағытқа ийе жағдайды қараймыз. Бул бағыт ретинде z бағытын қабыл етемиз. Шамасы бир биринен dz аралығына қашықласқан хәм хәр қайсысының бети 1 см^2 болған z ке перпендикуляр еки майданды аламыз. Егер газдің басымы еки майданда p хәм dp болса, онда басымлар айырмасы ултаны 1 см^2 хәм бийиклиги dz болған параллелопипедтиң көлеминде жайластырылған газдің бөлекшелерине тәсир ететугын қосынды күшке тең. Бул күш $Fndz$ ке тең (молекулалардың тығызлығы n , F болса z ноқатында турған бир молекулаға тәсир ететугын күш). Сонлықтан

$$dp = nFdz.$$

F күши молекуланың потенциал энергиясы $U(z)$ пенен $F = -dU/dz$ түринде байланысқан хәм сонлықтан

$$dp = -ndz \frac{dU}{dz} = -ndU.$$

Газ идеал газ деп есапланғанлықтан $pV = NkT$. $N/V = n$ екенлигин итибарға алып бул теңлемени $p = nkT$ түринде көширип жазыў мүмкин. Газдің температурасы барлық ноқатларда бардей деп болжаймыз. Онда

$$dp = kTdn.$$

Бул аңлатпаны жоқарыда алынған $dp = -ndU$ аңлатпасына теңеп

$$\frac{dn}{n} = d(\ln n) = -\frac{dU}{kT}$$

екенлигин табамыз. Буннан

$$\ln = -\frac{U}{kT} + \text{const}$$

хәм ең кейнинде мына формуланы аламыз:

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}.$$

Бул жерде n_0 арқалы $U=0$ нокатындағы молекулалардың тығызлығына тұрақты шама белгиленген.

Жоқарыда алынған газдың тығызлығын оның молекулаларының потенциал энергиясы менен байланыстыратуғын формула *Больцман формуласы* деп аталады. Басым тығызлықтан тұрақты көбейме kT ға парық қылады хәм сонлықтан бундай теңдеме басым ушын да дурыс болып табылады:

$$p = p_0 e^{-\frac{U}{kT}}.$$

Жер бетинің қасында z бийиклигиндегі молекуланың потенциал энергиясы $U=mgh$ қа тең (m молекуланың массасы). Сонлықтан егер газдың температурасы бийикликтен ғәрезсиз деп есапланса, онда z бийиклигиндегі басым p Жер бетіндегі басым p_0 менен былайынша байланысқан екенлигин аңсат келтирип шығарыўға болады:

$$p = p_0 e^{-\frac{mgz}{kT}}.$$

Бул формула *барометрлик формула* деп аталады. Бул формуланы былайынша көрсеткен қолайлырақ:

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gz}{kT}},$$

бул жерде μ арқалы газдың молекулалық салмағы белгиленген, R газ тұрақтысы.

Бул формуланы газлердің араласпасы ушын да пайдаланыў мүмкин. Идеал газлердің молекулалары бир бири менен тәсирлеспейтуғын болғанлықтан хәр бир газди өз алдына қараўға болады, яғный сәйкес формуланы хәр бир газдың парциаллық басымы ушын пайдаланыўға болады.

Газдың молекулалық салмағы канша үлкен болса оның басымы бийикликке байланысly тезирек кемейеди. Сонлықтан бийиклик үлкейген сайын атмосфера жеңил газлер менен байыйды; мысалы атмосферада кислород азотқа салыстырганда тезирек кемейеди.

Бирақ ҳакыйқый атмосфера ушын барометрлик формуланың қолланылыўы шекленген. Себеби атмосфера ҳакыйқатында жыллылық тең салмақтығында болмайды хәм оның температурасы бийикликке байланысly өзгереди.

Егер Жер бетинен қалеген бийикликтегі атмосфераға қолланатуғын болсақ Больцман формуласынан қызықлы нәтийжелерди шығарыўға болады. Жер бетинен үлкен қашықтықларда U ушын mgz аңлатпасын емес, ал бөлекшениң потенциал энергиясының дәл мәниси болған

$$U = -G \frac{Mm}{r}$$

формуласын пайдаланамыз. Бул жерде G гравитация тураклысы, M Жердин массасы, r Жердин орайынан кашыклык (22-параграфты караңыз). Бул формуланы Больцман формуласына койыу газдин тыгызлыгы ушын мынадай аңлатпаны береді:

$$n = n_{\infty} e^{GMm/kTr},$$

бул жерде биз $U=0$ болган орындагы (яғный Жерден шексиз үлкен аралыкка кашыкласкан орындагы) газдин тыгызлыгын n_{∞} аркалы белгиледик. Бул аңлатпадагы r дин орнына Жердин радиусы R ди койсак, онда шексизликтеги Жер атмосферасынын тыгызлыгы n_{∞} ти аныклай аламыз:

$$n_{\infty} = n_0 e^{GMm/RkT}.$$

Бул формулада Жер атмосферасынын Жерден шексиз үлкен кашыклықтарда нолге тең болмайтуғынлыгын көреміз. Бундай нәтийже абсурд (мәниссиз) болып табылады. Себеби атмосфераның пайда болыуы Жердин өзи менен байланысly хам газдин шекли муғдары шексиз үлкен кеңисликте тыгызлыгы ҳеш бир жерде жоғалмайтуғындай болып тарқалған болыуы мүмкин емес. Бундай жуўмаққа келиўде биз атмосфераны жылылық тең салмаклығында турады деп үндеместен қабыл еттик. Бул ҳакыйқатлыққа сәйкес келмейди. Бирақ бул нәтийже гравитациялык майданның тең салмаклықта тарған газди услап тура алмайтуғынлыгын билдиреди. Егер жыллылық тең салмаклығында туратуғын болса, онда атмосфера кенисликте тарқалып кеткен болар еди. Жер жағдайында бул тарқалыу жүдә әстелик пенен жүреди хәм Жер өзиниң өмириниң ишинде өз атмосферасынын сезилерликтей бөлегин жағалтқан жоқ. Бирақ, мысалы, Ай жағдайында гравитациялык майдан әдеўир әззи болғанлықтан атмосфераны жоғалтыу әдеўир тезирек жүрген хәм усының акыбетинде Ай ҳәзирги ўақытлары атмосфераға ийе емес.

§ 55. Максвелл бөлистирилиўи

Жыллық тезлиги v_T бөлекшелердин жыллылық қозғалысының орташа характеристикасын береді. Ҳакыйқатында хәр қыйлы молекулалар хәр қыйлы тезликлер менен қозғалады хәм молекулалардың тезликлер бойынша бөлистирилиўи ҳаққында мәселени койыу мүмкин: денедеги молекулалардың нешеўи (орташа) анаў ямаса мынаў тезликке ийе болады?

Жыллылық тең салмаклығында турған идеал газ ушын бул мәселени шешеміз. Бул ушын бир текли салмақ майданыда турған газ бағанасын қараймыз. Дәслеп биз газ

молекулаларының тезлигинің тек вертикаллық қураушысы v_z бойынша молекулалардың тарқалуын (бөлистирилиуін) қараймыз.

Тезлигинің қураушысының мәнісі базы бир v_z хәм v_z+dv_z шамалары арасындағы шексиз киши интервалдағы жататуғын 1 см^3 газдеги молекулалар санын

$$nf(v_z)dv_z$$

арқалы белгилеймиз. Бул жерде n берилген көлемдеги молекулалардың улыўма саны. Сонлықтан $f(v_z)$ тезлигинің қураушысының мәнісі анаў ямаса мынаў v_z болған молекулалар санының үлеси болып табылады.

z бийиклигиндеги газдің шексиз жуқа қатламындағы (қалыңлығы dz) тезликлери dv_z интервалында болған молекулаларды қараймыз. Бул қатламның көлеми dz ке сәйкес келеди (егер газ бағанасының ултанының майданы 1 см^2 болса). Сонлықтан қарап атырған молекулалардың саны мынаған тең:

$$n(z)f(v_z)dv_z dz.$$

Бул жерде $n(z)$ газдің z бийиклигиндеги тығызлығы. Еркин бөлекшелер сыпатында қозғалып (идеал газлердеги соқлығысыўларды есапқа алмаўға болады) бул молекулалар базы бир ўақыт ишинде қалыңлығы dz' болған қатламды ийелеп z' бийиклигине өтеди хәм тезлиги базы бир v_z' хәм dv_z' аралығындағы интервалда жатқан шамаға қосылады. Молекулалардың санының өзгермеслиги мына теңлик жәрдемінде жазылады:

$$n(z)f(v_z)dv_z dz = n(z')f(v_z')dv_z' dz'.$$

Салмақ майданындағы қозғалыста тезликтің горизонт бағытындағы қураушалары (v_x, v_y) өзгермейди, ал v_z тиң өзгериси энергияның сақланыў нызамы бойынша анықланады:

$$\frac{mv_z^2}{2} + mgz = \frac{mv_z'^2}{2} + mgz'.$$

Бул теңликти дифференциаллап (z пенен z' тың берилген турақлы мәнислерінде) мына қатнасты аламыз:

$$v_z dv_z = v_z' dv_z'.$$

Қатламлардың қалыңлықлары былайынша байланысқан:

$$\frac{dz}{v_z} = \frac{dz'}{v_z'}.$$

Бул аңлатпа мына жағдайды аңлатады: $dt=dz/v_z$ ўақыт аралығында молекула z бийиклигиндеги dz қатламын кесип өтеди хәм z' бийиклигинде $dz'=v_z' dt$ аралығын өтеди. Еки қатнасты да ағзама-ағза көбейтип мынаны табамыз:

$$dv_z dz = dv_z' dz'.$$

Сонлықтан молекулалардың санының тұрақтылығы шәрті бойынша екі тәрептегі дифференциаллар өз-ара қысқарады хәм биз аламыз:

$$n(z)f(v_z) = n(z')f(v_z').$$

Барометрлік формуланың жәрдемінде мынаны табамыз:

$$\frac{f(v_z')}{f(v_z)} = \frac{n(v_z)}{n(v_z')} = e^{-\frac{mg}{kT}(z-z')}.$$

Енди

$$mg(z-z') = \frac{mv_z'^2}{2} - \frac{mv_z^2}{2}$$

екенлигин еске түсиремиз хәм

$$f(v_z)e^{\frac{mv_z^2}{2kT}} = f(v_z')e^{\frac{mv_z'^2}{2kT}}$$

екенлигине ийе боламыз. Бул жерде биз алынған көбейменің константа екенлигин көреміз. Басқа сөз бенен айтқанда $f(v_z)$ функциясы төмендегідей түрге ийе болады екен:

$$f(v_z) = \text{const} * e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}.$$

[Бул формулаға салмақ күшинің тезленіуінің кирмегенлигине итибар беремиз. Усындай болыуы керек, себеби газ молекулаларының тезликлер бойынша тарқалыу механизми молекулалардың бир бири менен соқлығысуына байланысly хәм сырткы майданға хеш қандай қатнасы жоқ. Биз жоқарыда баянлаған формуланы келтирип шығарыуда сырткы майдан тек жәрдемши орынды ийелейди: бундай майданды пайдаланыудың жәрдемінде тезликлер бойынша тарқалыуды бизге белгили Больцман формуласы менен байланыстырдық].

Биз тезликтің бир құраушысының мәніси бойынша молекулалардың тең салмақлық бөлістирилиуін (тарқалыуын) таптық. Ал тезликтің барлық үш құраушысына ийе молекулалардың саны былайынша анықланады:

$$f(v_x, v_y, v_z) = \text{const} * e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}.$$

Дәреже көрсеткішлерін қосып, $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2$ екенлигин есапқа алсақ, онда изленип атырған бөлістириудің ең кейинги түрін аламыз:

$$f = \text{const} * e^{-\frac{mv^2}{2kT}}.$$

Солай етип газдеги тезликлеринің құраушылары v_x, v_y, v_z хәм $v_x + dv_x, v_y + dv_y, v_z + dv_z$ арасындағы интервалдағы молекулалар саны dN мынаған тең:

$$dN = \text{const} * e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv_x dv_y dv_z.$$

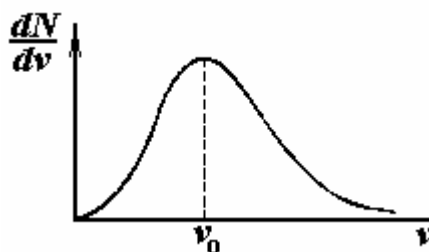
(турақлы коэффициент const ты алыў ушын тезликтің барлық мүмкін болған мәніслерине ийе ийе молекулалардың саны газдеги молекулалар санына тең болыўы керек деп есапланады; биз ҳәзир бул коэффициенттің мәнісин жазып отырмаймыз). Алынған формула *Максвелл бөлистирилиўиниң* формуласы деп аталады.

Жоқарыда алынған формуланың сыртқы майдандағы кеңистик бойынша молекулалардың тығызлығының бөлистирилиўин беретугын Больцман формуласына уқаслығына дыққат аўдарамыз: еки жағдайда да биз

$$e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$$

түриндеги экспоненциал аңлатпаға ийе боламыз. Бул жерде ε аркалы молекуланың энергиясы белгиленген – тезликлер бойынша бөлистирилиўде кинетикалық энергия $mv^2/2$, ал кенислик бойынша бөлистирилиўде сыртқы майдандағы потенциал энергия $U(x,y,z)$. Бундай аңлатпаны көп жағдайларда *Больцман көбейтиўиши* деп атайды.

Үш v_x, v_y, v_z қураўшыларын беріў молекуланың тезлигиниң шамасын да, бағытын да анықлайды. Бирақ молекулалардың тезликлериниң бағытлары бойынша бөлистирилиўи тең өлшеўли – барлық бағытларда орташа бирдей сандағы молекулалар ушады [Бул тезликлердің тек абсолют мәніси киретуғын Максвелл бөлистирилиўинен де көринеди. Егер бағытлар бойынша бөлистирилиў тең өлшеўли болмағанда газде молекулалардың қозғалыўының базы бир артықмашлыққа ийе бағыты болған болар еди, бул газдің тынышлық ҳалына емес, ал бир бағыттағы қозғалысына сәйкес келеди].



2-сүўрет

Максвелл формуласын молекулалардың тезликлериниң абсолют шамасы бойынша бөлистирилиўине жуўап беретугындай етип түрлендириўге болады (тезликлериниң бағытлары бойынша емес). Бул ушын тезликлери $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ бирдей, ал тезликлериниң қураўшылары v_x, v_y, v_z лер хәр кыйлы болған молекулардың санларын қосып шығыўымыз керек. Буны мынадай геометриялық аналогияны қолланып аңсат ислеўге болады: Егер координата көшерлери v_x, v_y, v_z болған координата системасын енгизетуғын болсақ, онда $dv_x dv_y dv_z$ көбеймеси тәреплериниң узынлықлары dv_x, dv_y, dv_z болған шексиз киши параллелопипедтің көлемин береді. Бизлер енди координата басынан бирдей қашықлықларда турған усындай элементар көлемлерди бир бирине қосып

шығыуымыз керек (v ның усы координаталардығы «радиус-вектордың» узынлығын беретугынлығы өз-өзинен түсиникли). Бул көлемлер радиустары v хәм $v+dv$ болған еки сфера арасындағы шар қатламын береді. Оның көлеми сфералық беттің майданы $4\pi v^2$ менен қатлам қалыңлығы dv ның көбеймесине тең.

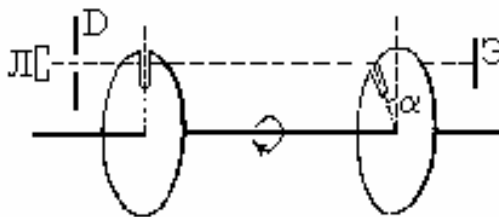
Солай етип Максвелл бөлистирилиуіндеги $dv_x dv_y dv_z$ көбеймесін $4\pi v^2 dv$ ге алмастырып биз тезликлери v менен $v+dv$ аралығында болған молекулалар санын аламыз:

$$dN = \text{const} * e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv.$$

Бул формуладағы dv ның алдында турған аңлатпа тезлик бирлигиндеги молекулалар саны болып табылады. Аргумент v ның функциясы сыпатында ол 2-сүүретте көрсетілгендей түрге ийе болады. Бул функция $v=0$ де нолге тең, ал $v=v_0$ мәнісінде максимумға жетеді, буннан кейін тезликтің үлкейіуі менен тез нолге умтылады. Иймекликтің максимумы тезликтің $v_0 = \sqrt{2kT/m}$ мәнісине сәйкес келеді. Бул тезликтің шемесы 50-параграфта анықланған жыллылық тезлиги $v_{\text{жыл}}$ тың шамасынан бир қанша киши.

Хәр қыйлы молекулалар хәр қыйлы тезликлерге ийе болатуғын болғанлықтан орташа характеристикаларды анықлағанда қандай шаманы орташалау керек екенлиги үлкен әхмийетке ийе. Мысалы тезликтің биринши дәрежесинің орташа мәніси \bar{v} ның мәніси $v_{\text{жыл}} = \sqrt{v^2}$ ға сәйкес келмейді (бул тезликтің келип шығыуына байланыслы орташа квадратлық тезлик деп атайды). Максвелл бөлистирилиуінен $\bar{v} = 0.92 v_{\text{жыл}}$ екенлиги көрсетиу мүмкин.

Бир атомлы газ ушын жоқарыда келтирилип шығарылған Максвелл бөлистирилиуі хақыйқатында әдеуір улыұмалырақ болған теориялық көз-қараслар бойынша да әмелге асырылыуы мүмкин хәм универсаллық характерге ийе. Бул бөлистирилиу қәлеген дененің атомлары хәм молекулалары ушын дурыс орынланады. Бирақ Максвелл бөлистирилиуінің классикалық механикаға тийкарланғанлығын атап өтеміз. Сонлықтан классикалық механиканың жыллылық қызғалысларына қолланылыуы қандай болса, бул бөлистирилиудің де қолланылыу шеклери квантлық кубылыстар менен шекленген.



3-сүүрет

Жыллылық қозғалыстарының бөлистирилиуін эксперименталлық жақтан үйреніу молеулалық дәстелерди пайдаланыушы хәр қыйлы усыллар менен әмелге асырылады. Бундай дәстелер ишинде ҳаўасы сорып алынған камераға затларды арнаўлы түрде пуўландырыу жолы менен алынады. Молекулалардың соқлығыспай ушыуы ушын камерада жеткиликли дәрежедеги вакуумның алыныуы керек.

Усындай усыллардың бири тезликлердиң механикалық селекторы идеясына тийкарланған ҳәм мәниси төмендегилерден турады: Ҳаўасы сорылып алынған кеңисликте улыўмалық көшерге бекитилген радиал бағыттағы кесимлери бар бир биринен l қашықлығында турған еки дөңгелек диск айланады. Дисктеги кесимлер бир бирине салыстырғанда α мүйешине бурылған (3-сүүрет). Бул дисклерге П печинен D диафрагмасы арқалы молекулалар дәстеси жибериледи. Биринши дисктеги кесимнен v тезлиги менен өткен молекула $t=l/v$ ўақты ишинде екинши дискке келип жетеди. Усы ўақыт ишинде диск $\Omega t = \Omega l/v$ мүйешине бурылады (Ω арқалы айланыудың мүйешлик тезлиги белгиленген). Сонлықтан екинши дисктеги кесимнен өтетугын молекулалардың (хәм Э экранында из қалдыратуғын) тезлиги тек $\Omega l/v$ ни қанаатландыратуғын болыуы керек. Дисклердиң тезлигин өзгертип хәм экранға келип жеткен молекуларадың тығызлығын өлшеп хәр қыйлы тезликлерге сәйкес келиуши бөлекшелердиң санын анықлай аламыз.



4-сүүрет

Максвелл бөлистирилиуиниң экспериментте молекулалар дәстесиниң салмақ майданындағы аўысыуын бақлау жолы менен де әмелге асырылды. 1-печте қыздырылған цезий атомлары дәстеси (4-сүүрет) ҳаўасы сорылып алынған камераға өткериледи. 2- хәм 3-диафрагмалар жәрдемінде кесип алынған жиңишке дәсте салмақ майданының тәсиринде төмен карап бурылады хәм детектор жәрдемінде тутып алынады. Детектор болып 4-қыздырылған вольфрам сабағы хызмет етип, оны әсбаптың көшеринен h аралығына төменге қойыу мүмкин (сол қыздырылған вольфрам сабаққа келип урылған цезий атомлары оң зарядланған ионлар түринде сабақтан ушып шығады хәм терис зарядланған пластинка жәрдемінде кайтадан терип алынады). Атомның аўысыуы h оның тезлиги v ға ғәрезли болады (тәжирийбеде дәстениң жолы 2 м болғанда аўысыудың шамасы миллиметрдиң оннан бирин курады). Хәр қыйлы h ларда дәстениң

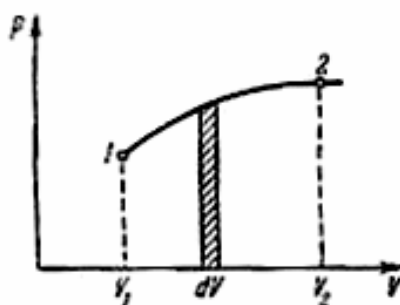
интенсивлигин өлшеп биз дәстедегі атомлардың тезлік бойынша бөлістирилиуін анықлаймыз.

§ 56. Жұмыс хәм жыллылық муғдары

Кеңейгенде дене өзін қоршаған денелерди ысырады, яғный сол ысырылған денелер үстинен жұмыс истейди.

Цилиндр тәрізлі ыдыстағы поршеннің астында тұрған газди қараймыз. Егер газ кеңейсе, онда поршенди шексиз киши dh аралығына ысырады хәм Fdh қа тең болған dA жұмысын истейди. Бул жерде F арқалы поршенге газ тәрәпинен тәсир ететуғын күш белгиленген. Бирақ басымның анықламасы бойынша $F=pS$, бул жерде p газдиң басымы, ал S поршеннің майданы. Сонлықтан $dA=pSdh$. Sdh шамасы бойынша газдиң көлеминиң өсими dV ға тең. Сонлықтан

$$dA=pdV.$$



5-сүрөт

Бул әпиұайы хәм әхмийетли формула денениң көлеми шексиз киши шамаға өзгергендеги элементар процесстеги жұмысты анықлайды. Биз бул жерде жұмыстың тек ғана денениң басымы менен оның көлеминиң улыұмалық өзгерисине байланысly екенлигин, ал денениң формасынан ғәрезсиз екенлигин көремиз (гүман пайда етпеу ушын бул тастыйықлаудың қатты денелерге байланысының жоқ екенлиги атап өтемиз, 101-параграфты қараныз).

Жұмыс dA ның шамасы дене кеңейгенде оң ($dV>0$), бул жағдайда дене қоршаған орталық үстинен жұмыс истейди. Ал дене қысылса ($dV<0$) жұмыс қоршаған денелер тәрәпинен дене үстинен исленеди. Бул жағдайда бизиң анықламамыз бойынша терис белгиге ийе жұмыс исленеди.

Егер p хәм V координаталарын қолланатуғын болсақ анаў ямаса мынаў процесстеги исленген жумысты графикалық түрде сүүретлеў мүмкин. Мейли газ кеңейгенде оның басымының өзгериси 5-сүүреттеги 1-2 иймеклиги менен берилсин. Газдың көлеми dV ға үлкейгенде газ тәреипнен исленген жумыс $p dV$ ға тең (яғный сүүреттеги штрихланған шексиз енсиз туўры мүйешликтиң майданына тең). Сонлықтан газдың көлеми V_1 ден V_2 ге үлкейгенде исленген жумыс иймекликтиң асты хәм шетки еки вертикал туўрылар менен шекленген $12V_1V_2$ майданына тең. Солай етип диаграмманың майданы биз қарап атырған процесстеги жумысты дәрхәл береді екен.

Айланбалы процесс деп аталатуғын процесс жийи ушырасады. Бундай процесстиң нәтийжесинде дене өзиниң дәслепки ҳалына қайтып келеді. Мейли газде 6-сүүретте көрсетилген туйық 1a2b1 иймеклиги бойынша процесс жүретуғын болсын. 1a2 участкасында газ кеңейеді хәм 1a2 иймеклигиниң төмениндеги майданға тең жумыс ислейді. Ал 2b1 участкасында газ қысылады, исленген жумыстың белгиси терис, ал шамасы бойынша 2b1 иймеклиги астындағы майданға тең. Газ тәрепинен исленген улыўмалық жумыс усы еки майданның айырмасына тең (сүүретте бул айырма штрихланған).

Турақлы басымда дене V_1 көлеминен V_2 көлемине шекем кеңейгенде исленген жумыс аңсат есапланады. Ол мынаған таң:

$$A = p(V_2 - V_1).$$

Енди идеал газдың изотремалық кеңейгениндеги исленген жумысын анықлаймыз. Газдың бир грамм-молекуласы ушын басым $p = RT/V$. Сонлықтан

$$dA = p dV = \frac{RT}{V} dV = RT d \ln V.$$

Температура турақлы болғанлықтан $dA = d(RT \ln V)$ деп жаза аламыз. Буннан A жумысының процесстиң басы менен ақырындағы $RT \ln V$ шамаларының айырмасына тең екенлиги келип шығады. Яғный

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Егер дене сырттан ҳеш қандай энергия алмайтуғын болса, онда кеңейгендеги жумыс денениң ишки энергиясы есабынан исленеді. Е арқалы белгиленетуғын бул энергия заттың атомларының кинетикалық энергиялары менен олардың бир бири менен тәсирлесіуиниң потенциал энергияларының қосындысына тең болады.

Бирақ базы бир процесслердеги денениң ишки энергиясының өзгериси исленген жумыс пенен сәйкес келмейді. Себеби дене механикалық жумыс ислемай-ақ энергиясын басқа денелерге бериўи (ямаса алыўи) мүмкин. Усындай жоллар менен алынған

энергияны *жыллылық муғдары* деп атайды. Егер дене жыллылық алатуғын болса биз жыллылық муғдарының мәнісін оң деп есептейміз. Дене жыллылық беретугын болса жыллылық муғдарының шамасы теріс белгиге ийе болады.

Солай етип дененің ішкі энергиясының шексіз киші өзгерісі екі бөлімнен тұрады: дене тәрепінен аныған энергияның (оны dQ арқалы белгілейміз) есабынан ішкі энергия өседі және дене тәрепінен іскенген жұмыстың есабынан ішкі энергия кемейеді. Демек биз былайынша жаза аламыз:

$$dE = dQ - p dV.$$

Бұл әһміетлі аңлатпа жыллық процесстеріндегі энергияның сақланыу ызамын аңлатады (усыған байланыссы бұл аңлатпаны *термодинамиканың биринші ызама* деп те атайды).

Жұмыс пенен жыллылық муғарының дененің дәслепкі және ақырғы халларына байланыссы болып қоймай, дененің халы өзгеретуғын жолға да байланыссы екенлігін атап өтеміз. Усы себепке байланыссы «денедегі жыллылық муғдары» деп айтыуға және жыллылық эффектін дәслепкі және ақырғы халлардығы жыллылық муғарларының айырмасы деп қарауға болмайды. Бундай түсініктің мәніске ийе емес екенлігі дене өзінің дәслепкі халына қайтып келетуғын айланбалы процесстерде көргізбелі түрде көрінеді. Ал жутылған (және шығарылған) жыллықтың улыума муғдары нолге тең емес.

Тек еркін энергия E ғана *хал функциясы* болып табылады: хәр бир анық халда дене белгілі муғдардағы ішкі энергияға ийе. Сонлықтан дененің энергиясының процесстегі өзгерісі тек дәслепкі және ақырғы халларға ғәрезлі болған шама болып табылады (бұл халлардағы энергиялардың айырмасы $E_2 - E_1$). Бұл өзгерісті жыллық муғдары Q ға және жұмыс A ға бөліу бир мәнісін емес, ал дәслепкі халдан ақырғы халға өткендегі жолға байланыссы. Дара жағдайда айланбалы процесстегі энергияның толық өзгерісі нолге тең, ал дене тәрепінен жутылған энергия Q менен дене тәрепінен іскенген жұмыс A нолге тең емес және олар бир бири менен $Q = A$ теңлігі менен байланысқан.

Жыллықты өлшеулерде өлшем бирлік сыпатында жақын уақытлаға шекем айрықша бирлік болған *калория (кал)* қолланылып келді. Бұл бирлікті 1 г сууды 1°C қа қыздыруу үшін зәрүр болған жыллылық муғдары сыпатында анықлау жеткіліксіз дәрежеде дәл емес. Себебі суудың жыллылық сыйымдылығының өзі температураға ғәрезлі. Усыған байланыссы шамасы бойынша бир биринен парық қылатуғын калорияның хәр қыйлы анықтамалары бар еді. Калория менен джоульдің шама менен алынған қатнасы төмендегідей:

$$1\text{ кал} = 4,18\text{ Дж}.$$

Егер dQ жыллылығын жутқанда дененің температурасы dT ға көтерілетуғын болса, онда

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

дененің *жыллылық сыйымлылығы* деп аталады. Бірақ бундай анықлама жеткиликли емес. Себеби денени қыздырыу үшін жумсалатуғын жыллылық тек температураға ғәрезли емес, ал жыллылық берилетуғын басқа шараятларға да байланысly. Дененің температурсынан басқа қандай шамалардың өзгеретуғынлығын есапқа алып өтиу керек. Усындай бир мәнислиликтин жоқлығынан жыллылық сыйымлылығының хәр қыйлы анықламаларының болуы мүмкин.

Физикада *турақлы көлемдеги жыллылық сыйымлылығы* C_V хәм *турақлы басымдағы жыллылық сыйымлылығы* C_p түсиниклерин көбирек қолланған дурыс болады. Бундай жағдайларда жыллықтың денеге қандай шараятларда берилгенлиги (турақлы басымда ямаса турақлы көлемде) анық көрсетиледи.

Егер көлем турақлы болып қалса, онда $dV=0$, $dQ=dE$, яғный жыллылықтың барлығы да дененің ишки энергиясын өсириу үшін жумсалады. Соның үшін былайынша жазамыз:

$$C_V = \left(\frac{dE}{dT} \right)_V.$$

Тууындыдағы V индекси дифференциаллаудың көлемнің турақлы мәниси V да жүргизилетуғынлығын билдиреди. Шараяттың усындай етип көрсетилиуи зәрүрли, себеби дененің энергиясы тек ғана температурадан ғәрезли болмай, дененің халын характерлеуши басқа параметрлерге де байланысly. Ал дифференциаллаудың нәтийжеси сол шамалардың қайсысының турақлы болып қалатуғынлығына байланысly.

Егер қыздырыуда дененің басымы турақлы болып қалатуғын болса, онда берилген жыллылық дененің ишки энергиясын арттырып ғана қоймай, жұмыс ислеуге де жумсалады. Бул жағдайда басым $p=\text{const}$ болғанлықтан жыллылық муғдарын былайынша жазамыз:

$$dQ=dE+pdV=d(E+pV).$$

Биз жллылык муғдарының

$$W = E + pV$$

шамасының өзгерисине тең екенлигин көремиз. Бул шама *жыллылық функциясы* (буннан басқа *жыллылық сақлау* ямаса *энтальпия* атлары да қолланылады) деп аталады. Энергия менен бир қатар бул шама да дененің халының анық функциясы болып табылады. Солай етип турақлы басымдағы жыллылық сыйымлылығы

$$C_p = \left(\frac{dW}{dT} \right)_p$$

туўындысы түрінде есапланады.

C_p жыллылық сыйымлылығы барлық ўақытта да C_v жыллылық сыйымлылығынан үлкен:

$$C_p > C_v.$$

Усы теңсізликтің орын алыўы турақлы басымларда дене кеңейгенде жұмыс истейтуғынлығына байланысly деп есаплаган дурыс емес. Бул теңсізлик қыздырғанда кеңейетуғын денелер ушын да, қысылатуғын денелер (бундай денелер көп емес) ушын да дурыс. Ҳакыйқатында бул теңсізлик мазмуны төмендегидей болған жыллылық ҳаққындағы тәлиматтың әҳмийетли нәтийжелериниң бири болып табылады:

Денени жыллылық тең салмақлығы ҳалынан шығарыўға бағдарланған сыртқы тәсирлер денеде усы сырқы тәсирлердиң нәтийжелерин әззилетиўге бағдарланған процесслерди жүзеге келтиреди. Денени қыздырыў жыллылықты жутыўға байланысly процесслердиң пайда болыўына, ал салқынлатыў болса, керисинше, жыллылықтың бөлинип шығыўына байланысly болған процесслердиң жүзеге келиўине алып келеди. Бул аўхал *Ле Шаталье принципи* деп аталады.

Енди сыртқы орталық пенен тең салмақлықта турған денеге оның көлеми турақлы болып қалатуғындай жағдайда базы бир жыллылық берилсин деп көз алдымызға келтирейик. Бундай жағдайда температура базы бир $(\Delta T)_v$ шамасына көтеріледи. Усының нәтийжесинде денениң басымы да өзгереди ҳам тең салмақлық бузылады (тең салмақлық ҳалда денениң басымы қоршаған орталықтың басымына тең болыўы керек). Ле Шаталье принципи бойынша дәслепки басмының қайта тиклениўине алып келетуғын тең салмақлықтың тиклениўи базы бир салқынлаў менен жүриўи керек. Басқа сөз бенен айтқанда турақлы басымдағы денениң температурасының өзгериси $(\Delta T)_p$ турақлы көлемдеги температураның өзгериси $(\Delta T)_v$ ден киши болады (еки жағдайда да денеге бирдей жыллылық берилгенде). Бул өз гезегинде температураны бирдей шамаға көтериў ушын турақлы басымда турақлы көлемдегиге қарағанда көбирек жыллылықтың керек болатуғынлығын билдиреди.

Бир шама өзгергенде екнши шаманың қайсы бағдарда өзгеретуғынлығын анықлаў мақсетинде биз бир неше рет Ле Шаталье принципине кайтып келемиз.

§ 57. Газлердиң жыллылық сыйымлылығы

Идеал газдің молекулалары бір бири менен тәсірлеспейди деп есапланады, сонлықтан газ кеңейгендегі олар арасындағы орташа қашықтықтың үлкейіуі оның ишки энергиясына тәсір жасамайды. Басқа сөз бенен айтқанда идеал газдің ишки энергиясы тек температураның функциясы болып табылады (ал басым менен көлемнің функциясы емес). Сонлықтан газдің жыллылық сыйымлылығы $C_V = dE/dT$ да температурадан ғәрезли болады.

Тап сондай жағдай $C_p = dW/dT$ жыллылық сыйымлылығы ушын да орын алады. Соның менен бирге сол еки жыллылық сыйымлылығы арасында жүдә әпиұайы байланыс бар.

Газ молекулаларының бір грамм-молекуласын қараймыз; сәйкес жыллылық сыйымлылығы *моллик жыллылық сыйымлылығы* деп аталады (оны киши с хәрипи жәрдемінде белгилеймиз). Хал теңлемеси $pV = RT$ бойынша бір моль газдің жыллылық функциясы оның ишки энергиясы менен былайынша байланысқан:

$$W = E + pV = E + RT.$$

Бул теңдикти температура бойынша дифференциаллап, аламыз:

$$c_p = c_v + R.$$

Демек газдің моллик жыллылық сыйымлылықтарының айырмасы $c_p - c_v$ газ турақлысы тең екен:

$$R = 8,3 \text{ дж}/(\text{град} \cdot \text{моль}) = 2 \text{ кал}/(\text{град} \cdot \text{моль}).$$

Бир атомлы газдің жыллылық сыйымлылығын аңсат есаплауға болады (инерт газлер сондай). Бул жағдайда газдің ишки энергиясы бөлекшелеринің илгерилемели қозғалысларының әпиұайы қосындысынан турады. Температураның анықламасы бойынша бір бөлекшенің орташа кинетикалы энергиясы $(3/2)kT$ ға тең болғанлықтан бір моль газдің ишки энергиясы

$$E = \frac{3}{2} N_0 kT = \frac{3}{2} RT.$$

Сонлықтан жыллылық сыйымлылығы

$$c_v = \frac{3}{2} R = 12,15 \frac{\text{дж}}{\text{град} \cdot \text{моль}}, \quad c_p = \frac{5}{2} R = 20,8 \frac{\text{дж}}{\text{град} \cdot \text{моль}}.$$

Бул шамалардың температураға ғәрезли емес екенлигин атап өтеміз.

Биз төменде көп процесслерде газдың әхмийетли характеристикасы болып γ арқалы белгиленетуғын жыллылық сыйымлылықлары c_p менен c_v ның қатнастары болып табылатуғынлығын көреміз:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}.$$

Бир атомлы газлер ушын

$$\gamma = 5/3 = 1,67.$$

Көп атомлы газлердің жыллылық сыйымлылықтарының келип шығыуы курамалырак болып табылады. Олардың ишки энергиялары молекулалардың илгерилемели хәм айланбалы қозғалысларының энергияларынан хәм молекула ишиндеги атомларының тербеліс энергияларынан турады. Солай етип қозғалыслардың сол үш түри де жыллылық сыйымлылығына белгили бир үлес қосады.

Усыған байланысly 50-параграфқа кайтып келемиз. Молекула өзинің илгерилемели қозғалысында үш еркинлик дәрежесине ийе болғанлықтан, сол еркинлик дәрежесинің хәр бирине $kT/2$ энергия сәйкес келеди. Классикалық механикаға сәйкес бундай нәтийже илгерилемели қозғалыс ушын да, тербелмели қозғалыс ушын да, айланбалы қозғалыс ушын да алыныуы керек. Соның менен бирге тербелмели қозғалыста потенциал энергияның орташа мәніси кинетикалық энергияның орташа мәнісине тең екенлигин де билемиз. Сонлықтан классикалық механикаға сәйкес молекула ишиндеги атомның жыллылық потенциал энергиясы да $kT/2$ ге тең болыуы керек. Нәтийжеде хәр бир газ толығы менен молекуласының еркинлик дәрежеси бойынша алынатуғын температурадан ғәрезсиз болған (молекуладағы атомлар саны менен анықланатуғын) турақлы жыллылық сыйымлылығының да болыуы кереклиги алынады.

Хәқыйқатында молекулалардығы атомлардың тербелмели қозғалысының жыллылық сыйымлылығына үлеси тек жеткиликли дәрежедеги жоқары температураларда бақланады. Себеби бундай қозғалыслар өзлеринің «ноллик тербеліслер» характерин тек төменги температураларда емес, ал салыстырмалы жоқары температураларда да сақлайды. Бул ноллик тербеліслер энергиясының салыстырмалы үлкен мәнісине байланысly. «Ноллик» энергия болса өзинің мәніси бойынша температурадан ғәрезли емес хәм сонлықтан жыллылық сыйымлылығына үлеси жоқ. Еки атомлы газлердің молекулаларында (азот, кислород, водород х.б.) атомлардың молекулалар ишиндеги тербеліслери шама менен бир неше мың градусларда жүзеге келеди. Төменирек температураларда олардың жыллылық сыйымлылығына қосатуғын үлеси тез кемейеди хәм өжире температураларында әмелий жақтан пүткиллей жоғалады.

Молекулалардың айланысының ноллик энергиясы жүдә аз. Сонлықтан бундай қозғалысқа классикалық механиканы ертерек қолланыу керек болады (еки атомлы молекулалар ушын Кельвин бойынша бир неше градусларда, ал ең жеңил молекула болған водородта болса 80 К температура зәрүр).

Өжире температураларында еки атомлы газлердің жыллылық сыйымлылығы молекулалардың илгерилемели хәм айланбалы қозғалыслары менен байланысly хәм өзинің классикалық механикаға тийкарланған теориялық мәнісине жүдә жақын:

$$c_v = \frac{5}{2}R = 20,8 \frac{\text{дж}}{\text{град} * \text{моль}}, \quad c_p = \frac{7}{2}R = 29,1 \frac{\text{дж}}{\text{град} * \text{моль}}.$$

Жыллылық сыйымлылықтараның катнастары $\gamma=7/5=1,4$.

«Квант областында» жыллылыққа байланысly болған айланбалы хәм тербелмели қозғалыстардың орташа энергиялары (соның менен бирге газдың жыллылық сыйымлылығы да) тек ғана температураға емес, ал молекуланың «индивидуаллық» қасиетлери болған олардың инерция моменти менен тербелислер жийилигине де байланысly болады (атап айтқанда усы себепке байланысly илгерилемели қозғалыс энергиясындай болып температураны тиккелей анықлаў ушын жарамлы емес).

Буннан да қурамалы характерге көп атомлы газлердің жыллылық сыйымлылығы ийе болады. Көп атомлы молекулада атомлар хәр қыйлы «ноллик» энергияға ийе көп санлы тербелислердің типлерине ийе болыўы мүмкин. Температура жоқарылаған сайын бул тербелислер бир биринен кейин жыллылық қозғалысына «қосылады» хәм усыған сәйкес газдың жыллылық сыйымлылығы артады. Бирақ барлық тербелислердің толық иске қосылыўына шекем жетиў мүмкиншилиги болмайды. Себеби жоқары температураларда молекулалар бөлеклерге ыдырап кетеди.

Жоқарыда айтылғанлардың барлығы да идеал газ деп есаплаў мүмкин болған газлер ушын орынлы. Күшли қысыўларда газдың қасиетлери идеал газлердің қасиетлеринен үлкен айырмаға ийе болады хәм молекулалардың бир бири менен тәсирлесіўиниң ақыбетинде оның жыллылық сыйымлылығына қосатуғын үлесі артады.

§ 58. Конденсацияланған денелер

Барлық газлер ушын улыўмалық болған хал теңлемесин дүзиўге мүмкиншилик беретугын идеал газдың жыллылық қасиетлериниң әпиўайылығы усы газдеги молекулалардың бир бири менен тәсирлесіўиниң ролиниң азлығына байланысly. Конденсацияланған денелерде болса молекулалардың бир бири менен тәсирлесіўи әхмийетли орын ийелейди. Усыған байланысly бундай денелердің жыллылық қасиетлери тийкарынан индивидуаллық (тек өзине тән) характерге ийе хәм олар ушын улыўмалық хал теңлемесин дүзиўдің мүмкиншилиги болмайды.

Конденсацияланған денелер киши қысылыўшылыққа ийе (газлерде пүткиллей басқаша екенлигин еске түсиремиз). Олардың қысылыўшылығын тәриплеў ушын әдетте турақлы температурада көлемнен басым бойынша туўынды түринде анықланыўшы қысылыўшылық коэффициентинен пайдаланады:

$$\kappa = -\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dp} \right)_T.$$

Бул формуладан қысылыұшылық коэффициентиниң изотермалық қысылыұды тәриплейтуғынлығын көремиз (басым үлкейгенде көлем киширейетуғын болғанлықтан бул туұындының мәниси терис, соның ушын минус белгиси оң шаманы алыұ ушын қойылған). Формуладан κ ның басымның өлшем бирлигине кери өлшем бирлигине ийе болатуғынлығы көринип тур.

Мысал ушын базы бир суйықлықлардың қысылыұшылық коэффициентлериниң мәнислерин келтиремиз (1 бар басым ушын):

Сынап	$0,4 \cdot 10^{-5}$	бар^{-1}
Суұ	$4,9 \cdot 10^{-5}$	бар^{-1}
Спирт	$7,6 \cdot 10^{-5}$	бар^{-1}
Эфир	$14,5 \cdot 10^{-5}$	бар^{-1}

Қатты денелердиң көпшилигиниң қысылыұшылық коэффициентиниң мәниси жоқарыда келтирилген шамалардан да киширек:

Алмаз	$0,16 \cdot 10^{-6}$	бар^{-1}
Темир	$0,61 \cdot 10^{-6}$	бар^{-1}
Мыс	$0,76 \cdot 10^{-6}$	бар^{-1}
Алюминий	$1,4 \cdot 10^{-6}$	бар^{-1}
Шийше	$2,7 \cdot 10^{-6}$	бар^{-1}
Цезий	$62 \cdot 10^{-6}$	бар^{-1}

Салыстырыұ ушын газдың қысылыұшылығын табамыз. Изотрмалық қысыұда газдиң көлеми $V=RT/p$ басымға керип пропорционал киширейеди. Бул аңлатпаны жоқарыда келтирилген κ ушын аңлатпаға қойып хәм дифференцаллаұды орынлап төмендегини аламыз:

$$\kappa = 1/p.$$

1 бар басымда газдиң қысылыұшылығы $\kappa = 1 \text{ бар}^{-1}$.

Кондесацияланған денелердиң жыллылық қәсийетлерин тәриплеұ ушын қолланылатуғын басқа шама *жыллылық кеңейиуи коэффициенти* болып табылады. Ол былайынша анықланады:

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_p.$$

Туұындыдағы ρ белгиси денени қыздырыудың тұрақлы басымда әмелге асырылатуғынлығын билдиреди.

Денелердің көпшилиги қыздырғанда кеңейеди (α коэффициентинің мәніси оң). Бул табиий: жыллылық қозғалыслары күшейеди хәм молекулаларды бир биринен ийтереди. Бирақ бул қағыйда барлық уақытлары орынланбайды. Мысалы 0 ден 4°C ға шекемги интервалда қыздырғанда суудың көлеми киширейеди. Тап сол сыяқлы 2,19 К нен төменги температураларда гелийди қыздырғанда қысылады (бул 74-параграфта гәп етилетуғын гелий II болып табылады).

Мысал ретинде базы бир суйықлықлардың жыллылық кеңейиуи коэффициентин келтиремиз (өжире температураларындағы):

Сынап	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$град^{-1}$
Суұ	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$град^{-1}$
Спирт	$10,8 \cdot 10^{-4}$	$град^{-1}$
Эфир	$16,3 \cdot 10^{-4}$	$град^{-1}$

[Салыстырыу үшін газлердің жыллылық кеңейиуи коэффициентин келтиремиз: $V=RT/p$ ны α ның анықламасына қойып $\alpha=1/T$ екенлигине ийе боламыз; $T=273\text{ К}$ де $\alpha=3,4 \cdot 10^{-3}$ екенлигин көремиз].

Қатты денелердің жыллылық кеңейиуи коэффициенти жоқарыдағылардан да киши:

Темир	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$град^{-1}$
Мыс	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$Град^{-1}$
Шийше	$2,4-3,0 \cdot 10^{-5}$	$Град^{-1}$

Жүдә киши жыллылық кеңейиуи коэффициентине инвар (темир 64%, никель 36% болған қуйма) ийе ($\alpha=1,2 \cdot 10^{-6}$). Бул материаллар температура өзгергенде өлшемлеринің өзгериуи мақсетке мууапық келмейтуғын әсбаплардың бөлеклерин соғыу үшін қолланылады.

45-параграфта кристаллардың (кублық емес кристаллардың) жыллылық кеңейиуинің хәр қыйлы бағытларда хәр қыйлы болатуғынлығы айтылған еди. Бул айырманың шамасы әдеуір үлкен болыуы мүмкин. Мысалы цинк кристаллыдың жыллық кеңейиуінде гексагоналлық көшер бағытында сызықлы өлшемлер оған перпендикуляр бағыттағы сызықлы өлшемлерге салыстырғанда 4,5 есе тезирек үлкейеди.

Кондансацияланған денелердің жыллылық сыйымлылығы газлердің жыллылық сыйымлылығы сыяқлы температураның өсиуи менен өседі.

Қатты денелердің жыллылық сыйымлылығы атомларының тең салмақтық орынлары әтирапындағы киши тербеліс энергиялары менен байланыссы. Температура жоқарылағанда бул жыллылық сыйымлылығы белгили бир анық шекке умтылады. Бул жағдай атомлардың тербеліслерин классикалық механика жәрдемінде қарауға болатуғын жағдайға сәйкес келеди. Атомлардың барлық қозғалыстары тербелмели характерге ийе болғанлықтан, онда атомның хәр бир еркинлик дәрежесине орташа kT энергиясы сәйкес келеди: орташа кинетикалық энергия менен орташа потенциал энергияның хәр бири $kT/2$ ге тең (бул хакқында алдыңғы параграфта дағазаланды). Қатты дененің бир атомына сәйкес келиуши орташа энергия $3kT$ ға тең болуы керек.

Бирақ бул шек қандай да бир курамалы бирикпелер ушын хеш қашан да орынланбайды. Себеби бундай температураларға жетемен дегенше олар ерип ямаса ыдырап кетеди. Әдеттегидей температураларда көплеген элементлер ушын жыллылық сыйымлылығының шеклик мәніси орнайды. Сонлықтан қатты элементтің бир грамм-атомының жыллылық сыйымлылығы шама менен мынаған тең:

$$c = 3R = 25 \frac{\text{дж}}{\text{град} * \text{моль}} = 6 \frac{\text{кал}}{\text{град} * \text{моль}}$$

(Бул тастыйықлауды Дюлонг хәм Пти ызамамы деп атайды).

Қатты дененің жыллылық сыйымлылығы туұралы гәп етилгенде биз басым ямаса көлем турақты болғандағы жыллылық сыйымлылығы екенлигин саналы түрде айтпаймыз. Әдетте жыллылық сыйымлылығы турақты басымда өлшенеди, бирақ қатты денелерде c_p менен c_v лар арасындағы айырма жүдә аз (мысалы темир ушын $\gamma = c_p/c_v = 1,02$). Бул жағдай қатты денелердің жыллылық кеңейуи коэффициентинің киши екенлигине байланыссы.

Жыллылық сыйымлылықтары айырмасы $C_p - C_v$ ны жыллылық кеңейуи α хәм қысылушылық κ пенен байланыстыратуғын улыұмалық катнас бар:

$$C_p - C_v = \frac{T\alpha^2}{\rho\kappa}$$

(бул жерде ρ заттың тығызлығы, C_p менен C_v салыстырмалы жыллылық сыйымлылықтары, яғный 1 г заттың жыллылық сыйымлылығы). Бул жерде биз $C_p - C_v$ айырмасының α коэффициентинің квадратына пропорционал екенлигин көремиз.

Температура төменлегенде қатты дененің жыллық сыйымлылығы киширейеди хәм абсолют нолде нолге умтылады. Бул оғада әхмийетли болған тастыйықлаудың нәтижеси болып табылады (оны *Нернст теоремасы* деп атады): жеткиликли дәрежедеги төменги температураларда конденсацияланған денени тәриплейтуғын барлық шамалардың температураға ғәрезлилиги жоғалады.

Дара жағдайда абсолют нөлге жақынлағанда денениң энергиясы менен жыллылық функциясының температурадан ғәрезлиги жоғалады. Сонлықтан усы функциялардан температура бойынша алынған туўындылар болған жыллылық сыйымлылықлары C_p менен C_v лар да нөлге умтылады

Нернст теоремасы бойынша $T \rightarrow 0$ де жыллық кеңейиўи де нөлге умтылады. Себеби денениң көлеминиң температурадан ғәрезлиги тоқтайды.

VIII БАП. ЖЫЛЛЫЛЫҚ ПРОЦЕССЛЕРИ

§ 59. Адиабаталық процесс

Енди базы бир әпиўпайы жыллылық процесслерин үйрениў менен шуғылланамыз.

Газдиң бослыққа кеңейиўи ең әпиўайы процесс болып табылады: газ дәслеп өткермейтуғын дийўал менен бекленген ыдыстың бөлиминде турған болсын, ал сол дийўалды алып таслаганнан кейин газ ыдыстың барлық бөлимлерин толтырады. Бундай кеңейиўде газ хеш қандай жұмыс ислемейтуғын болғанлықтан оның энергиясы турақлы болып қалады: газдиң кеңейгенге шекемги энергиясы E_1 кеңейгеннен кейинги энергиясы E_2 ге тең

$$E_1 = E_2.$$

Идеал газдиң энергиясының тек температураға ғәрезли екенлигин биз билемиз. Сонлықтан энергияның турақлылығынан идеал газ бослыққа кеңейгенде температурасының да турақлы болатуғынлығы келип шығады. Ал ҳакыйкый газлердиң энергиясы бослыққа кеңейгенде өзгередиди.

Адиабаталық процесс деп аталыўшы процесс газдиң бослыққа кеңейгеннен пүткиллей баскаша болады. Процесслердиң бул түри әхмийетли орын ийелейди. Сонлықтан адиабаталық процессти толығырақ қарап шығамыз.

Адиабаталық процесс ушын газдиң серпимлигине тең сыртқы басымда туратуғынлығы характерли. Процесстиң адиабаталық болыўы ушын процесстиң барысында газ сыртқы орталықтан жыллылық изоляциясында болыўы керек, сонлықтан бундай процессте газ сырттан энергия алмайды ҳәм сыртқа энергия бермейди.

Поршенге ийе цилиндр тәризли ыдысты турған газдиң адиабаталық кеңейиўин (ямаса қысылыўын) көз алдымызға келтириў ең аңсаты болып табылады. Поршень жеткиликли дәрежеде акырынлық пенен қозғалғанда газ поршенниң изинен ўакыттың хәр бир моментиндеги көлемге сәйкес басымға ийе болып кеңейеди. Усы жердеги «жеткиликли

дәрежеде ақырынлық пенен» деп айтылғанда поршеннің хәр бир бир заматлық аўхалына сәйкес жыллылық тең салмақлығының орнап үлгериўи аңғартылады. Ал поршень үлкен тезлик пенен қозғалса газ оның изинен кеңейип үлгермеген хәм цилиндр ишинде киши басымға ийе болған область (поршень газди қысқанда керисинше аўхал – үлкен басымға ийе область) пайда болған болар еди. Бундай процесс адиабаталық процесс болмаған болар еди.

Әмелий көз-қарас бойынша берилген жағдайларда ақырынлық шәрти аңсат орынланады. Таллаўлар бундай шәрттиң поршень газдеги сестинң тезлиги менен салыстырғандай тезликлер пенен қозғалғанда ғана бузылатуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан адиабаталық процессти әмелге асырғанда биринши планға «жеткиликли дәрежеде тез орнайтуғын» жыллылық изоляциясы шығады хәм. Бундай процесс даўамында газ сыртқы орталық пенен жыллылық алмасып үлгермеген болыўы керек. Бул «жеткиликли дәрежеде тез орнайтуғын» шәрти жоқарыдағы ақырынлық шәрти менен үйлесетуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Бул ыдыстың жыллылық бойынша изоляцияланыўының пукталығына байланыслы хәм сонлықтан екинши дәрежели әхмийетке ийе. Усы себепке байланыслы физикада адиабаталық процесс «жеткиликли дәрежеде ақырынлық» пенен жүретуғын процесс сыпатында тәриппленеди хам бул принципаллық характерге ийе. Бул шәрттиң тутатуғын орна биз 62-параграфта қайта келемиз.

Адиабаталық процессте газдиң өзиниң ишки энергиясы тураклы болып қалады деп тастыйықлаўға болмайды. Себеби бул жағдайда газ жумыс ислейди (ямаса газ қысылғанда оның үстинен жумыс исленеди). Жыллылық изоляциясына сәйкес жыллылық муғдары dQ ды нолге тең деп есапласақ $dQ=dE+pdV$ қатнасынан адиабаталық процесстинң улыўмалық теңлемесин аламыз. Солай етип адиабаталық процесстеги денениң ҳалының шексиз киши өзгериси

$$dE+pdV=0$$

теңлемеси менен тәриппленеди.

Бул теңлемени идеал газдиң адиабаталық кенейиўине (ямаса қысылыяына) колланамыз хәм әпиўайылық ушын барлық шамаларды газдиң бир моли ушын аламыз.

Идеал газдиң энергиясы тек температураның функциясы болып табылады, ал dE/dT газдиң жыллылық сыйымлылығы c_v болып табылады. Сонлықтан адиабаталық процесстинң теңлемесиндеги dE ни $c_v dT$ менен алмасытырыў мүмкин:

$$c_v dT+pdV=0.$$

Бул аңлатпаға $p=RT/V$ ны қойып хәм теңдикти T ға бөлип мына аңлатпаны аламыз:

$$c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} = 0.$$

Температуралардың бизди қызықтыратуғын интервалында жыллылық сыйымлылығын турақлы болып қалады деп есаплап (бундай болжаудың бир атомлы газлер ушын барлық ўақытларда да дурыс, ал еки атомлы газлерде температураның әдеўир үлкен интерваленда дурыс екенлигин еске түсирип өтемиз) алынған теңлемени былайынша көширип жазамыз:

$$d(c_v \ln T + R \ln V) = 0.$$

Буннан

$$c_v \ln T + R \ln V = \text{const}$$

екенлигин, ал потенциаллағаннан кейин

$$T^{c_v} V^R = \text{const}$$

аңлатпасын аламыз. Идеал газ ушын $c_v - c_p = R$ екенлигин еслеп, жоқарыда жазылған теңликти $1/c_v$ дәрежесине көтерип ақырғы теңлемени аламыз:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}.$$

Бул жерде $\gamma = c_p/c_v$.

Биз адаиабаталық процессте идеал газдың температурасы менен көлеминиң $TV^{\gamma-1}$ көбеймеси турақлы болып қалатуғындай болып өзгеретуғынлығын көремиз. Дареже көрсеткишиндеги γ барлық ўақытта да бирден үлкен болғанлықтан $\gamma-1 > 0$ хәм соған сәйкес адиабаталық кеңейиўде газ салқынлайды, ал қысылыўда газ кызады.

Жазылған теңлемени $pV = RT$ формуласы менен комбинациялап адиабаталық процесстеги температура менен басымның өзгерислерин байланыстыратуғын

$$Tp^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \text{const}$$

хәм басымды көлем менен байланыстыратуғын

$$pV^{\gamma} = \text{const}$$

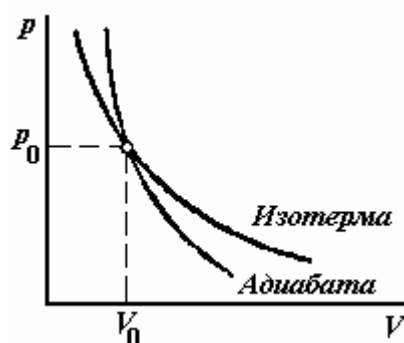
аңлатпаларын аламыз. Кейинги теңлемени *Пуассон адиабатасының* теңлемеси деп атайды.

Газдиң басымы изотермалық кеңейгенде көлем V ның биринши дәрежесине кери пропорционал өзгередиди. Ал адиабаталық кеңейгенде болса басымның V^{γ} ға кери пропорционал киширейетуғынлығын аңғардық (яғный тезирек киширейеди, себеби барлық ўақытлары $\gamma > 1$). Усы процесслерди p, V диаграммасында изотерма хәм адиабата түринде көрсететуғын болсақ (газдиң басланғыш ҳалына сәйкес келетуғын базы бир p_0 хәм V_0 ноқатында кесилисетуғын), онда адиабатаның изотермаға салыстырғанда бираз тик екенлигин көремиз.

Егер көлемнің өзгерісін басымның функциясы (яғни 1-сұретті 90° қа бұрсак) хәм бул байланысты қысылыушылық коэффициенті $\kappa = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp}$ менен тәриплекмекши болсак бул қасийетти басқаша да келтирип шығарыуға болады (биз изотремалық жағдайды нәзерде тутқан 58-параграфты қараңыз). Бундай жағдайда газдиң адиабаталық қысылыушылығының оның изотермалық қысылыушылығынан киши екенлигин көремиз:

$$\kappa_{\text{адиаб}} < \kappa_{\text{изот}}.$$

Газлер ушын алынған бул теңлик ҳақыйқатында барлық денелер ушын да дурыс. Бул Ла Шаталье принципиниң нәтийжеси болып табылады.



1-сұрет

Ал буған керисинше газдеги адиабаталық процесстиң басқа қасийети болған қысылғандағы газдиң қызыуы қәлеген денениң адиабаталық қысылыушының универсаллық қасийети болып табылмайды. Буның дурыслығы Ле Шаталье принципинен де көринип тур. Егер денени жыллылық бермей қысатуғын болсак, онда денениң температурасы қысылыуға кесент жасайтуғындай болып өзгереди. Қыздырғанда кеңейетуғын денелер ушын (бундай денелер денелердиң басым көпшилигин курайды) бул адиабаталық қысылыуда температураның жоқарылайтуғынлығын аңлатады (кеңейгенде кериси – температура төменлейди). Бирақ бул таллаудан анық көринеди: егер қыздырғанда денениң көлеми киширейетуғын болса, онда адиабаталық қысыу салқынлау менен жүреди.

§ 60. Джоуль-Томсон процесси

Газ ямаса суйықлық жыллылық алмасыусыз бир басымнан екінши басымға стационар түрде өтетуғын процесслер үлкен қызығыушылық пайда ететуғын процесслерден болып есапланады. Бул жерде *процесстиң стационарлығы* барлық өтиу барысында еки басымның да өзгермей қалатуғынлығын аңлатады.

Улыума айтқанда бундай процесс газдиң (ямаса суйықлықтың) тезлиги нолге тең болған ҳалынан ағыуы менен жүреди. Бирақ ағыу тезлигин жасалма жоллар менен жүдә

киширейтүүге болады (мысалы бир басымнан екінші басымға үлкен сүйкеліс пайда ететугын орталық арқалы газдің өтіуін әмелге асырсак; бундай орталық киши тесик ямаса майда тесикли өткел болып табылады).

Жыллылық изоляциясындағы газдің тезлигин сезилерликтей өзгертпей бир басымнан басымнан екінші басымға стационар өтіуі *Джоуль-Томсон процесси* деп аталады.

Джоуль-Томсон процесси схемалық түрде 2- а хәм б сүүретлерде көрсетилген. Бул жерде газ майда тесикшелери бар П өткели арқалы өтеди. Бул өткелдің еки тәрәпиндеги басымлардың турақлылығы хәм олардың p_1 және p_2 шамаларына тең болыуы 1- хәм 2- поршенлери жәрдемінде алынады.

Мейли газ дәслеп 1-поршен хәм П өткели арасындағы V_1 көлемине ийе болған болсын (2-а сүүрет). Енди p_1 хәм p_2 басымларын турақлы етип салап 1-поршенди өткелге қарай, ал 2-поршенди қарама-қарсы бағытта қозғалтамыз. Усының нәтийжесінде газ өткел арқалы киши тезликте өтип 2-поршен менен өткел арасындағы V_2 көлемине хәм p_2 басымына ийе болады.

Бул процессте газ сырттан энергия алмағанлықтан поршен тәрәпинен исленген жумыс газдің ишки энергиясының өзгерисине тең болады. Процесс барысында басым турақлы болып қалғанлықтан 1-поршеннің газди V_1 көлеминен қысып шығаргандағы жумысы $p_1 V_1$ көбеймесине тең. Ал өткел арқалы өткен газ 2-поршен үстинен жумыс ислейди. Сонлықтан поршенлер тәрәпинен исленген улыўмалық жумыс $p_1 V_1 - p_2 V_2$ ге тең. Жоқарыда айтылғанындай, бул жумыс газдің ишки энергиясының өсимине тең:

$$p_1 V_1 - p_2 V_2 = E_2 - E_1.$$

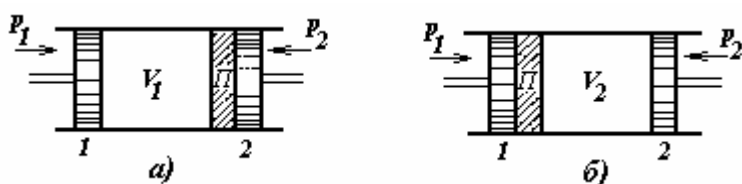
Бул жерде E_1 хәм E_2 арқалы берилген муғдардағы газдің дәслепки хәм ақырғы ҳалларындағы ишки энергиясы. Сонлықтан

$$E_1 + p_1 V_1 = E_2 + p_2 V_2$$

Ямаса $W_1 = W_2$. Бул жерде $W = E + pV$ жыллылық функциясы болып табылады.

Солай етип Джоуль-Томсон процессинде газдің жыллылық функциясы сақланады екен.

Идеал газде энергия сыяқлы жыллылық функциясы да тек температураға ғәрезли. Сонлықтан Джоуль-Томсон эффектине идеал газ қатнасутугын болса, онда оның температурасы өзгермей қалады.



2-сүүрет

Ғажайып газлерде болса Джоуль-Томсон процессинде температура өзгереді. Қала берсе температураның өзгерісі үлкен шамаларға тең болуы мүмкін. Мысалы ғажап өжіре температураларында 200 атм басымнан 1 атм ға шекем көлемін кеңейтсе, онда ол шама менен 40° ка салқынлайды.

Жеткілікті дәрежедегі жоғары температураларда барлық газлер Джоуль-Томсон процессинде кеңейгенде қызады, ал төменірек температураларда (хәм жүдә үлкен болмаған басымларда) салқынлайды. Соның ушын Джоуль-Томсон процессинде температуралар өзінің белгісін өзгертетуғын температура (*инверсия ноқаты*) бар. Инверсия ноқатының шамасы басымға байланысly хәм хәм хәр қыйлы газлер ушын хәр қыйлы. Мысалы ғажап өжіре температураларында Джоуль-Томсон процессинде салқынлайды, ал усындай эффектти алыу ушын 200 К ге шекем, ал гелийди 40 К ге шекем алдын ала салқынлатыу керек.

Джоуль-Томсон процессиндегі температураның өзгеріуі техникада газлерди суйылтыу ушын кеңнен қолланылады. Бундай жағдайларда газдің тезлігін кишірейтіу ушын жиішке тесік қолланылады (оны дросселік вентиль деп атайды), ал сол процесстің барлығын *дросселеу* процесси деп атайды.

§ 61. Стационар ағыс

Джоуль-Томсон процессинде газ стационар түрде бір басымнан екінші басымға өтеді, ал усы өтіуде газдің тезлігі жасалма түрде сүйкелістің жәрдемінде жоқ етіледі. Бірақ бул процессти талқылауда алынған нәтижелерди жыллылық бойынша изоляцияланған нолден өзгеше тезлік пенен қозғалуышы қалеген газ (ямаса суйықлық) ағысы ушын улыұмаластырыуға болады.

Айырма соннан ибарат, енді ағыушы газдің кинетикалық энергиясын есапқал алмай кетіуге болмайды. Газ үстинен ісленген жұмыс газдің энергиясын үлкейтіуге жұмсалады, ал бул энергияға енді тек ішкі энергия емес, ал газдің тутасы менен қозғалуышына сәйкес келіуші кинетикалық энергия да киреди.

Басқа сөз бенен айтқанда газ ямаса суйықлықтың стационар ағысы ушын

$$\frac{Mv^2}{2} + E + pV = \text{const}$$

ямаса

$$\frac{Mv^2}{2} + W = \text{const}$$

теңлиги орынланады. Бул жерде W менен M заттың базы бир муғдарының жыллылық энергияы хэм массасы. Жазылған теңлеме $Mv^2/2+W$ шамасының заттың берилген муғдары ушын ағыстағы қай орында жайласқанлығынан ғәрезсиз бирдей екенлигин аңғартады.

Салмақ майданындағы потенциал энергияны да есапка алыў зәрүр болған жағдайларда (суйықлық аққанда, газ ушын салмақ әхмийетли орын ийелемейди) сәйкес түрде былайынша жазамыз:

$$\frac{Mv^2}{2} + Mgz + E + pV = \text{const.}$$

Бул жерде z арқалы ағыстың берилген орнының бийиклиги белгиленген.

Енди ағыс сезилерликтей сүйкелисиз қозғалады деп есаплайық (ағыўшы зат ишинде ямаса сыртқы тосықынлықлардың тәсириндеги сүйкелис, бул жағдай сүйкелис әхмийетли орын ийелейтуғын Джоуль-Томсон процессиниң кериси болып табылады). Бундай шараятларда толығы менен ағыстың өзи емес (дәслеп усындай деп келисилген еди), ал заттың айырым учатскаларының қозғалысы да жыллылық бойынша изоляцияланған деп есапланады (сезилерликтей сүйкелис орын алғанда ағыстың ишинде де жыллылық бөлинип шыққан болар еди). Басқа сөз бенен айтқанда қозғалыс процессинде заттың хәр бир участкасы адиабаталық кеңейеди (ямаса қысылады).

Тап усындай шараятлардағы ишиндеги басым p болған (сыртқы басым p_0) ыдыстан газдиң шығыўын қараймыз. Егер газ жеткилики киши тесикше арқалы шығатуғын болса, онда ыдыс ишиндеги газдиң тезлигин нолге тең деп есаплаўымызға болады. Шығыўшы ағыстың тезлиги v ны мына теңлик жәрдемінде анықлаймыз:

$$W_0 + \frac{v^2}{2} = W.$$

Бул жерде биз массаны 1 г ға тең деп алдық, сонлықтан W менен W_0 газдиң 1 граммының ыдыс ишиндеги хэм сыртқа шығып атырған ағыстағы жыллылық функциялары. Газды идеал, ал оның жыллылық сыйымлылығын температурадан ғәрезсиз деп есапласақ, онда $C_p = dW/dT$ формуласынан ямаса $dW = C_p dT$ дан $W - W_0 = C_p(T - T_0)$ екенлиги келип шығады, онда

$$v^2 = 2 C_p(T - T_0).$$

59-параграфтағы $T p^{-(\gamma-1)/\gamma}$ шамасының газдың адиабаталық кенейиўинде турақлы болып қалатугынлығын көрсететуғын теңлеме жәрдемінде ыдыстан шығып атырған заттың температурасы T_0 ди ыдыс ишиндеги температура T менен арасындағы байланысты анықлаймыз:

$$T_0 = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}.$$

Солай етип газдың шығыу тезлигин анықлаушы мынадай ақырғы формуланы аламыз:

$$v^2 = 2C_p T \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right].$$

Сұйықлықтардың ағысы олардың киши қысылушылығының салдарынан көлеминің сезилерліктей өзгеріуі менен жүзеге келмейді. Басқа сөз бенен айтқанда ағып тұрған сұйықты қысылмауын, өзгермейтуын тығызлыққа ийе сұйықтық деп қарау мүмкін.

Бундай сұйықтықтың (сүйкеліссіз) стационар ағысының теңлемесі жүдә әпиұайы. Бул жағдайда адиабаталық процесстің улыұмалық теңлемесі ($dE + p dV = 0$) сұйықтық қысылмайды деп есапланғанлықтан $dV = 0$ болғанлықтан $dE = 0$ теңлемесіне алып келинеді. Басқа сөз бенен айтқанда E энергиясы тұрақты болып қалады, сонлықтан оны

$$\frac{Mv^2}{2} + Mgz + E + pV = \text{const.}$$

теңлигинің шеп тәрепинен алып таслауға болады. Бул теңлемени масса M ге бөлеміз хәм M/V ның тығызлық ρ екенлигин аңлаймыз. Бундай жағдайда сүйкеліссіз қозғалатуын қысылмауын жыллылықтан изоляцияланған ағыс бойынша мына шама тұрақты болып қалады:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = \text{const.}$$

Бул *Бернулли теңлемесі* деп аталушы теңleme болып табылады.

Мысал ретінде өзгеріуші кесе-кесімге ийе най аркалы сұйықтықтың ағысын қараймыз. Әпиұайылық ушын найды горизонт бағытында жайластырылған деп есаплаймыз. Бундай жағдайда қозғалысқа салмақ күші тәсир етпейді хәм Бернулли теңлемесі мынаны береді:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \frac{v_0^2}{2} + \frac{p_0}{\rho}.$$

Бул жерде v_0 хәм v аркалы найдың қандай да бир еки кесиміндегі ағыстың тезлиги, ал p_0 менен p лар сәйкес тезліклер. Егер усы кесімлердің майданлары S_0 менен S ке тең болса, онда 1сек ишінде ағып өткен сұйықтықтардың көлемлері $v_0 S_0$ хәм $v S$ ке тең. Сұйықтық қысылмауын деп есапланғанлықтан $v S = v_0 S_0$, буннан

$$v = v_0 \frac{S_0}{S}$$

екенлиги келип шығады, яғный қандай да бір кесімдегі сұйықтың тезлігі кесімнің майданфна керіп пропорционал болып шығады. Бұл аңдатпаны Бернуллі теңлемесіне қоямыз хәм басымды кесімнің майданы менен байланыстыратуғын аңдатпа аламыз:

$$p = p_0 + \frac{\rho}{2}(v_0^2 - v^2) = p_0 + \frac{\rho v_0^2}{2} \left(1 - \frac{S_0^2}{S^2}\right).$$

Биз бұл жерде найдың жууан жерлеріндегі басымның жиңишке жерлеріндегі басымнан үлкен болатуғынлығын көреміз.

Енді Бернуллі теңлемесін ыдыстан киши тесікше арқалы шығып атырған сұйықтың тезлігін анықлау үшін пайдаланамыз. Тесікшениң кесе-кесімін ыдыстың кесе-кесімінің майданынан киши деп есапланғанлықтан ыдыстағы сұйықтың бетинің төмен қарап түсіуінің тезлігін есапқа алмаймыз. Ыдыстағы суудың басымын тесікше арқалы ағып атырған сұйықтың басымы менен тең деп есаплап Бернуллі теңлемесінен

$$\frac{v^2}{2} + gz_1 = gz_2$$

аңдатпасын аламыз. Бұл жерде v арқалы тесікше арқалы ағып атырған сұйықтың тезлігі, z_1 хәм z_2 арқалы ыдыстағы суу бетинің бийиклігі менен тесікшениң бийикліктері белгіленген. Буннан

$$v = \sqrt{2gh},$$

бұл жерде $h = z_2 - z_1$. Бұл Торичеллі формуласы деп аталатуғын формула сұйықтың киши тесікше арқалы ағып шығыя тезлігінің денени h бийикліктен таслап жибергенде алатуғын тезлігіне тең болатуғынлығын көрсетеді (бұл бийиклік тесікшениң үстіндегі суу бағанасының бийиклігіне тең).

§ 62. Жыллылық процесслеринің қайтымсызлығы

Механика ызамлары бойынша материаллық денелердің механикалық қозғалыстары төмендегідей зор қасиетке ийе болады. Денениң механикалық қозғалысының қандай болмағанлығына байланыссыз барлық уақытта да кері қозғалыс мүмкін (яғный дене тууры қозғалыстағыдай барлық нокатлардан сол нокатларда ийе болған тезліктері менен қарама-қарсы бағытта өтеді). Мысалы, мейли салмақ майданында горизонтқа базы бир мүйеш пенен ылақтырылған болсын. Ол қандай да бир траектория бойынша барзы бир орныда Жерге келип түседі. Егер енді усы орыннан денени келип түскен мүйештей мүйеш хәм сондай тезлік пенен ылақтырсақ, онда дене дәслепкидей траектория менен

карама-карсы бағытта қозғалып өзінің бірінші орнына келип түседі (егер хауа менен сүйкелісті есапқа алмасақ).

Механикалық қозғалыстардаң бул *қайтымлылығын* болажақ пенен өтмиштің симметриялылығынан, яғный ўақыттың белгисин өзгертиўге қарата симметриялылықтың орын алыўынан деп түсиндириледі. Механикалық қозғалыстардың симметриялылығы тиккелей қозғалыс теңдемелериниң өзинен келип шығады. Хақыйқатында да ўақыттың белгисин өзгертсек тезликтің де белгиси өзгереді, ал теңлемеге кириўши тезлениў өзиниң белгисин сақлайды.

Пүткиллей басқаша ситуация жыллылық кубылыслары областында орын алады. Егер қандай да бир жыллылық процесси жүрсе, онда оған кери болған процесстиң (яғный тап сол жыллылық процесси кери бағыттағы жүретуғын) жүриўи мүмкин емес. Басқа сөз бенен айтқанда жыллылық процесслери *кайтымсыз процесслер* болып табылады.

Мысалы, егер хәр қыйлы температурадағы еки денени бир бирине тийгизсек, онда көбирек қыздырылған денен жыллылықты азырақ қыздырылған денеге береді. Бирақ керип процесс (азырақ қыздырылған денениң өзінше көбирек қыздырылған денеге жыллылық бериўи) ҳеш ўақытта бақланбайды.

59-параграфта айтылып өтилген газдиң бослыққа кенейиўи де тап сондай кайтымсыз болып табылады. Газ өткелдиң еки тәрәпинде де таркалады, бирақ ол ҳеш ўақытта да өзинен-өзи (бул процесске сырттан ҳеш ким араласпаса) газ ҳеш кашан ыдыстың бир ярымына жыйналмайды.

Улыўма алғанда өз-өзине қойылған барлық денелер системасы бирдей температура менен басымға ийе болып жыллылық тең салмақлығы ҳалына өтиўге умтылады. Усы ҳалғат өткеннен кейин система өзінше бул ҳалдан шықпайды. Басқа сөз бенен айтқанда жыллылық тең салмақлығы ҳалына жакыласатуғын процесслер менен бирге жүретуғын барлық жыллылық кубылыслары қайтымсыз.

Мысалы қозғасытағы денелер арасындағы сүйкеліске байланыслы барлық процесслер кайтымсыз. Сүйкеліс қозғалыстың кем-кемнен әстелениўин болдырады (кинетикалық энергия жыллылыққа айланады). Бул жағдай қозғалыс орын алмайтуғын тең салмақлық ҳалына жакын. Усындай себеплерге байланыслы газ өткел арқалы үлкен сүйкеліс пенен өтетуғын болғанлықтан Джоуль-Томсон процесси кайтымсыз болып табылады.

Улыўма айтқанда тәбияттағы жыллылық процесслериниң барлығы да аная ямаса мынаў дәрежеде қайтымсыз болып табылады. Бирақ бир қатар жағдайларда қайтымсызлық дәрежеси сезилерликтей болмаўи мүмкин. Сонлықтан бундай жағдайларда процессти жеткиликли дәлликте кайтымлы деп есаплайды.

Жоқарыда айтылғанлардан қайтымлылыққа жетіу үшін системадағы жыллылық тең салмақтығына жақынлатыу характерине ийе барлық процесслерди жоқ кылыу керек. Мысалы көбирек кыздырылған денеден кемирек кыздырылған денеге жыллылықтың тиккелей өтиуін болдырмау шәрт хәм денелер қозғалғанда сүйкелістің болмауы керек.

Жоқары дәрежедеги қайтымлы процесстің мысалы ретінде 59-параграфта қарап өтилген газдің адиабаталық қысылыуын ямаса кеңейиуін көрсетиу мүмкін. Жыллылық бойынша изодияцияланғанлық қоршаған орталық пенен тиккелей жыллылық алмасыуын жоқ етеди. Поршеннің қозғалысының «жеткиликли әстелиги» газдің бослыққа қайтымсыз кеңейиуін болдырмайды (бул поршен үлкен тезлик пенен қозғалғанда орын алған болар еди). Бирақ, қалай деген менен әмелде хәм қарап өтилген жағдайда барлық ўақытта да қайтымсызлықтың қандай да бир дереклери сақланып қалады (ыдыстың жыллылық изоляциясының жақсы емеслиги, поршен қозғалғанда орын алатуғын сүйкеліс).

Улыўма айтканда «Әсте-акырынлық» (ямаса «әстелик») қайтымлы процесслердің характерли айрықшалықларының бири болып табылады: процесске қатнасыушы денелер ўақыттың барлық моментлеринде сыртқы шәртлерге сәйкес келиуши тең салмақтық халға жетип үлгериуи керек (газдің кеңейиуи мысалында өзиниң көлеми бойынша бир теклиликтің сақланыуы үшін газ поршеннің изине жетип үлгериуи шәрт). Ал толық қайтымлылық тек идеал жағдайда жүдә әстелик пенен жүретуғын процессте жетиледи. Сонлықтан шекти тезлик пенен жүретуғын қәлеген ҳакыйқый процесстің толық қайтымлы болыуы мүмкін емес.

Биз жыллылық тең салмақтығында турған денелер системасында сырттан араласыу болмағанда ҳеш қандай процесслердің жүриуиниң мүмкін емес екенлигин айтып өттик. Бул жағдайдың басқа да аспекти бар: жыллылық тең салмақтығында турған денелер жәрдемінде ҳеш қандай жұмыс жүргизиу мүмкін емес. Себеби жұмыс механикалық қозғалыс пенен, яғный энергияның денениң кинетикалық энергиясына өтиуи менен байланыслы

Жыллылық тең салмақтығында турған денелер есабынан жұмыстың ислениуиниң мүмкін емес екенлиги ҳаққындағы оғада әхмийетли тастыйықтауды *термодинамиканың екениши басламасы* деп атаймыз. Биз турақлы түрде тең салмақтық халға жақын халда турған көп муғдардағы жыллылық энергиясының запасына ийемиз. Термодинамиканың екениши басламасы тең салмалықта турған денелердің есабынан жұмыс ислейтуғын «*екениши әўлад мәңги двигателдің*» болыуын бийкарлайды. Ал термодинамиканың биринши басламасы (энергияның сақланыу нызамы) болса энергияның сыртқы дерегисиз

(яғный «хеш нәрсесиз») жұмыс ислейтуғын «биринши әўлад мәңги двигателдің» болыўын бийкарлайтуғын еди.

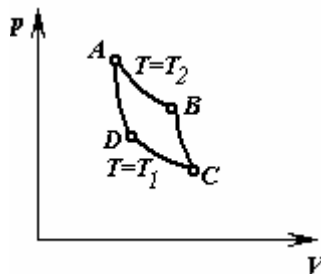
§ 63. Карно цикли

Солай етип жұмыс тек бир бири менен жыллылық тең салмақлылығында турмаған денелер системасы тәрәпинен ғана исленеди екен.

Енди температуралары хәр қыйлы болған еки денеден туратуғын системаны көз алдымызға елеслетейик. Егер усы еки денени бир бирине тийгизсек, онда жыллылық температурасы жоқары болған денеден температурасы төмен денеге өтеди хәм хеш қандай жұмыс исленбейди. Қызған денеден салқын денеге жыллылықтың өтиўи қайтымсыз процесс болып табылады хәм бул мысал мынадай болған улыўмалық қағыйданы демонстрациялайды: қайтымсыз процесслер жұмыстың ислениўине қарсылық жасайды.

Егер биз бизиң қолымыздағы денелер тәрәпинен жұмыс ислеткимиз келсе, онда процессти қайтымлы етип шөлкемлестириўимиз керек екен (барлық қайтымсыз процесслерден қутылыўға тырысыў, еки бағыт бойынша бирдей дәрежеде жүретуғын процесслерди пайдаланыў).

Бизиң еки денеден туратуғын системамызға қайтып келемиз: олардың температураларын T_1 хәм T_2 ($T_2 > T_1$) болсын, температурасы жоқары денени *қыздырғыш*, ал температурасы оған салыстырғанда төмен болған денени *салқынлатқыш* деп атайық. Усы еки дене арасында жыллылықтың тиккелей өтиўин жүзеге келтириўге болмайтуғын болғанлықтан жұмыс ислеў ушын және бир қосымша денениң зәрүрлиги өз-өзинен түсиникли. Бул денеди *жұмыс ислеўши дене* деп атайық. Бундай дене сыпатында поршен астында турған газ бар цилиндр тәризли ыдысты көз алдыға келтириў мүмкин.



3-сүўрет

Жұмыс ислеўши дене менен жүретуғын процессти p , V диаграммасында көрсетемиз (3-сүўрет). Мейли газ дәслең T_2 температурасына ийе болсын хәм оның халы диаграммадағы A ноқатына сәйкес келсин. Жұмыс ислеўши денеге қыздырғышты тийгиземиз хәм газди кенейтемиз. Бундай жағдайда газ қыздырғанда базы бир муғдардағы

жыллылық алады хәм барлық ўақытта да қыздырғыштың T_2 температурсына ийе болып калады (қыздырғыштағы жыллылықтың запасын үлкен хәм газге жыллылық бергенде оның температурасы өзгермейди деп есаплаймыз). Солай етип газдиң изотремалық кеңейиўи қайтымлы түрде жүргизиледи, себеби жыллылықтың өтиўи температуралары бирдей болған денелер арасында орын алады. 3-сўўретте бул процесс АВ изотермасы менен сәўлелендирилген.

Енди жумыс ислеўши денени қыздырғыштан айырамыз хәм газды адиабаталық кеңейиўге ушыратамыз. Бундай кеңейиўде газ салқынлайды. Газдиң температурасы салқынлатқыштың температурасы T_1 ге тең болғанша кеңейтиўди даўам етемиз. Бул процесс диаграммада ВС адиабатасы менен сәўлелендириледи. Бул иймеклик АВ иймеклигине салыстырғанда тиклеў болады. Себеби адиабаталық кеңейиўде басымның төменлеўи изотермалық кеңейиўдеги басымның төменлеўинен тезирек жүреди.

Буннан кейин жумыс ислеўши денени салқынлатқыш пенен тутастырамыз хәм газди T_1 температурасында изотремалық түрде кысамыз. Бул жағдайда газ базы бир муғдардағы жыллылықты салқынлатқышқа береди.

Ең кейнинде жумыс ислеўши денени салқынлатқыштан ажыратамыз хәм газди адиабаталық қысып, оны өзиниң дәслепки ҳалына қайтып алып келемиз. Бул ушын D нокатын дурыс сайлап алыўымыз керек (яғный CD изотермалық қысыўдың нәтийжесинде алып келинетугын көлемниң дурыс сайлап алыныўы керек).

Солай етип жумыс ислеўши дене өзиниң дәслепки ҳалына қайтып келип айланбалы процессти басынан кеширди. Усының нәтийжесинде ол иймек сызықлы ABCD төрт мүйешлигиниң майданына тең жумыс ислейди. Бул жумыс жоқарыдағы изотермада жумыс ислеўши денениң қыздырғыштан алынған жыллылықтың төменги изотермада салқынлатқышқа берилген жыллылық муғдарынан үлкенлигиниң есабынан исленди. Бул айланбалы процесстиң барлық этаплары қайтымлы хәм сонлықтан исленген жумыс ислениўи мүмкин болған ең максимумы болып табылады (қыздырғыш тәрәпинен жумсалған жыллылық муғдарында).

Жоқарыда тәрипленген процесс *Карно цикли* деп аталады. Бул цикл температуралары хәр қыйлы болған еки дене болғанда қайтымлы түрде жумыстың исленетуғынлығын көрсетеди. Ислениўи максималлық маниске ийе болған бул жумыстың муғдары жумыс ислеўши денениң қәсийетлерине байланыслы емес.

Исленген жумыстың шамасының қыздырғыштан алынған энергияға қатнасы *жыллылық машинасының пайдалы тәсир коэффициенти* (п.т.к.) деп аталады (оны η менен белгилеймиз).

Жоқарыда айтылғанлардан Карно циклиннің пайдалы тәсір коэффициентінің қыздырғыш пенен салқынлатқыштың температураларының берілген температураларында істейтуын басқа машинаның пайдалы тәсір коэффициентлерінен үлкен болатуғынлығы түсінікті. Бул коэффициенттің

$$\eta_{\text{макс}} = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

шамасына тең екенлігін көрсетіуге болады.

Солдай етип хәтте жыллылық машинасының толық қайтымлы идеал шеклерінде де пайдалы тәсір коэффициентінің мәнісі бірден киші; қыздырғыш тәрепіннен берліген жыллылықтың T_1/T_2 бөлегі жыллылық түрінде пайдасыз салқынлатқышқа бериледи. Бул бөлімнің шамасы T_2 каншама жоқары болса (берілген T_1 де) соншама киші болады. T_1 температурасы болса сыртқы орталықтың температурасы болып табылады хәм оны төменлетіудің мүмкіншилигі жоқ. Сонлықтан пайдасыз жұмсалған жыллылықтың мұғдарын азайтыу үшін әмелде мүмкін боғанынша жоқары температураларда (T_2 де) істейтуын двигателлерді іслеуге ұмтылады.

Хақыйқый жыллылық машиналарының пайдалы тәсір коэффициенті бул машиналарда қайтымсыз процесслердің де орын алыуының ақыбетінде барлық уақытта да $\eta_{\text{макс}}$ нан киші. Двигателдің характерлік жетіліскенлігінің характеристикасы болып оның идеал машинаға жакынлығы - $\eta/\eta_{\text{макс}}$ болып табылады (хақыйқый машинаның пайдалы тәсір коэффициентінің идеал машинаның пайдалы тәсір коэффициентіне қатнасы, екеуінде де қыздырғыш пенен салқынлатқышлардың температуралары бірдей болыуы керек). Басқа сөз бенен айтқанда бул қатнас жыллылық машинасының іслеген жұмысының двигатель толық қайтымлы істейтуын болғандағы максималлық жұмысқа қатнасына тең.

§ 64. Қайтымсызлықтың тәбияты

Ақырғы есапта барлық жыллылық қозғалыслары дененің молекулалары менен атомларының механикалық қозғалысларына алып келинеді. Сонлықтан биринши рет қарағанда жыллылық процесслерінің қайтымсызлығы механикалық қозғалыслардың қайтымлылығына қайшы келетуғындай болып көрінеді. Ал бул тек биринши рет қарағанда ғана көрінетугын қарама-карсылық болып табылады.

Мейли қандай да бир денен екінши дененің бети бойынша сырғанайтуын болсын. Сүйкелістің тәсірінде бул қозғалыс кем-кемнен әстеленеди хәм ақыр-аяғында система жыллылық тең салмақлығы халына келеді, қозғалыс тоқтайды. Қозғалыушы дененің

кинетикалық энергиясы жыллылық энергиясына, яғный еки денениң молекулаларының тәртипсиз қозғалыстарының кинетикалық энергиясына айналады. Энергияның бундай болып жыллылыққа айланыуы шексиз көп усыллар менен әмелге асыуы мүмкин: денениң тутасы менен қозғалысының кинетикалық энергиясы оғада көп санлы молекулалар арасында оғада көп усыллар менен бөлистририледі. Басқа сөз бенен айтқанда макроскопиялық қозғалыс орын алмайтуғын тең салмақлық халы тәртіпте қозғалыстың (денениң тутасы менен қозғалысының) кинетикалық энергиясы түрінде жыйналған халына салыстырғанда оғада көп санлы усыллар менен жүзеге келді.

Солай етип тең салмақлы емес халдан тең салмақлы халға өтиу аз санлы усыллар жәрдемінде пайда етилетуғын халдан салыстырмас дәрежеде көп санлы усыллар менен пайда етилетуғын халға өтиу болып табылады. Ең көп усыллар менен жүзеге келетуғын денениң (ямаса денелер системасының) ең итимал халының жыллылық тең салмақлығы халы екенлиги түсиникли. Сонлықтан қандайда бир ўақыт моментінде тең салмақлық халында турмаған өзи озине қойылған системаниң (яғный туйық системаның) ўақыттың өтиуі менен оғада көп усыллар менен жүзеге келетуғын халға, яғный тең салмақлыққа өтиуі ең итимал болып табылады.

Ал, керисинше, туйық система тең салмақлық халға келген болса, онда усы системаның өзінше бул халдан шығыуының тималлылығы оғада аз болған болар еді.

Солай етип жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы *итималлылық характерине* ийе. Анық айтқанда денениң тең салмақлық халдан өзінше тең салмақлық емес халға өтиуін мүмкин емес деп айтпаймыз, ал тең салмақлы емес халдан тең салмақлық халға өтиуіне қарағанда салыстырмас дәрежеде итималлылығы аз деп есаплаймыз. Ақырғы есапта жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы денелер туратуғын молекулалардың санларының оғада көплигинде болып табылады.

Газдиң бослыққа кенейгениндеги тең салмақлық халдан ауысыуы ҳаққында түсиникке ийе бола аламыз. Мейли газ дәслепп дийўал менен теңдей екиге бөлінген ыдыстың бир бөлиминде жайласқан болсын. Дийўал алынғаннан кейин газ ыдыстың барлық көлеми бойынша тең өлшеули тарқалады. Ал ыдыстың бир бөлиминде газдиң өзінше қайтып өтиуі ҳеш қашан әмелге аспайды. Буның себебин әпиўайы есаплау менен анықлауға болады. Газдиң ҳәр бир молекуласы өзиниң қозғалысында орташа ыдыстың еки бөлиминде де бирдей ўақыт ишинде болады. Соның ушын молекуланы ыдыстың ҳәр бөлиминде табыўдың итималлылығы $\frac{1}{2}$ ге тең. Егер газди идеал газ деп есапласақ. Онда оның молекулалары бир биринен ғәрезсиз. Соның ушын берилген еки молекуланы ыдыстың бир бөлиминде табыўдың итималлылығы $\frac{1}{2} * \frac{1}{2} = 1/2^2$, ал газдиң N дана молекуласын ыдыстың бир бөлиминде табыўдың итималлылығы 2^{-N} ге тең болады. Солай

етип, мысалы, 10^{20} молекуласы бар газдың көп емес мұғдары үшін итималлылық оғада киши санға тең $2^{-10^{20}} \approx 10^{-3 \cdot 10^{19}}$. Басқа сөзлер менен айтқанда бундай кубылысты $10^{-3 \cdot 10^{19}}$ саны менен аңлатылатуғын секунд ямаса жыл (бул санға салыстырғанда жыл менен секундтың хеш бир айырмасы жоқ, себеби ол ўақыт Жердің пайда болған берли ўақыттан салыстырмас дәрежеде үлкен) ишинде бир рет бақлаў мүмкин.

$10^{-3 \cdot 10^{19}}$ ға тең тап усындай оғада киши сан менен температурасы 0°C болған денеден температурасы 1°C болған денеге 1 эрг ке тең жыллылықтың өтиўи де сәўлелендириледі.

Келтирилген мысаллардан жыллылық процессиниң өзинен өзи бағытын сезилерликтей өзгертиўиниң абстрактлық характерге ийе екенлиги көринип тур; оның итималлылығы оғада киши. Сонлықтан жыллылық процесслериниң қайтымлы емеслиги принципиаллық мағанаға ийе деп есаплаўға болады.

Бирақ (бәри бир) қайтымлы емесликтин итималлылық тәбиятыны мынадан ибарат: тәбиятта жүдә аз хәм қысқа ўақытлар ишинде тең салмақлылықтан өзінше аўысыўлар бәри бир бақланып турады. Бундай аўысыўларды *флуктуациялар* деп атайды. Флуктуациялардың ақыбетинен денениң тең салмақлықта турған үлкен емес участкаларында тығызлық пенен температура дәл турақлы мәниске ийе болып қалмай, базы бир шама этирапында (киши болса да) тербелiske ушырайды. Мысалы өжире температурасында турған 1 миллиграмм суўдың температурасы шама менен 10^{-8} градусқа тербеледи. Соның менен бирге флуктуациялар үлкен орын ийелейтуғын кубылыслар бар.

§ 65. Энтропия

Денениң басқа халға өтиўге умтылыўын тәриплейтуғын жыллылық халының санлық характеристикасы болып усы хал жүзеге келетуғын микроскопиялық усыллардың саны болып табылады. Бул сан халдың *статистикалық салмағы* деп аталады. Олны Γ хәрипи жәредминде белгилеймиз. Өз өзине қойылған дене статистикалық салмағы үлкен болған халға өтиўге умтылады.

Бирақ Γ санының орнына усы санның логарифмин k ға көбеймесин қолланыў қабыл етилген. Усындай жоллар менен анықланған

$$S = k \ln \Gamma$$

шамасын денениң *энтропиясы* деп атаймыз.

Мысалы, еки денеден туратуғын системаны пайда етиўдин усылларының саны усы денелердин хәр бирин пайда етиўши усыллар Γ_1 менен Γ_2 лердин көбеймесине тең: $\Gamma = \Gamma_1 \Gamma_2$. Сонлықтан

$$S = k \ln \Gamma = k \ln \Gamma_1 + k \ln \Gamma_2 = S_1 + S_2.$$

Биз бул жерде курамалы системасының энтропиясының оның бөлеклеринин энтропияларының қосындысына тең екенлигин көреміз.

Жыллылық процесслеринин бағытын анықлаушы ырымды *энтропияның өсуі ырымы* деп айтыу мүмкін: жабық системада жүретуғын барлық жыллылық процесслерінде энтропия өседі; энтропияның максималлық мүмкін болған мәнісі жыллылық тең салмақтығында алынады. Бул тастыйықлау *термодинамиканың екінші ырымының* ең дәл айтылуы болып табылады. Бун ырым Клаузиус тәрепинен ашылды, ал оның молекулалық-кинетикалық талқыланыуы Больцман тәрепинен берилді.

Кери түрде былайынша айта аламыз: жабық системаның энтропиясының өсуі менен жүретуғын қалеген процесс қайтымсыз процесс болып табылады, энтропия өскен сайын қайтымсызлық дәрежесі де өседі. Толық қайтымлы процесстің идеаллық мысалына жабық системаның энтропиясының өзгермей қалуы сәйкес келеді.

Денениң жыллылық қалының «пайда етиудің микроскопиялық саны» дегеннің дәл мәнісі *статистикалық физикада* бериледі. Сол жерде ғана хәр қыйлы денелердің энтропиясын есаплауға хәм оның басқа да жыллылық шамалары менен байланысын анықлауға мүмкіншилик тууылады.

Тереңирек теориялық таллау энтропия түсинигин термодинамикалық жақтан қолланыу ушын қатнастарды дүзіуге мүмкіншилик береді. Бул қатнас денениң шамасының шексіз киші қайтымлы өзгерисінде денениң энтропиясының өзгерисі dS шамасын усы процессте алынған жыллылық муғдары dQ менен байланыстыруға мүмкіншилик береді (бул жағдайда гәп жабық емес система хәққында айтылады, сонлықтан процесстің қайтымлылығы энтропияның турақтылығын талап етпейді!). Гәп етилип атырған қатнас $dS = dQ/T$ түрінде болады (T аркалы денениң температурасы белгиленген).

dS пенен dQ арасындағы байланыстың бар екенлиги тәбийий. Денеге жыллылық бериу оның атомларының жыллылық қозғалыстарының қушейіуіне, яғный хәр қыйлы микроскопиялық қозғалыстар халлары бойынша бөлистириудің хаотикчилигинин өсиуіне алып келеді. Бул статистикалық салмақтың өсиуін тәмийинлейді. Буннан басқа берилген жыллылық муғдарының денениң жыллылық қалының өзгерисіне тәсири усы муғдардың денениң толық ишки энергиясына қатанасы менен характерленеді. Сонлықтан оның температурасының өсиуі менен кемейеді.

Дара жағдайда $dQ = TdS$ қатнасы 63-параграфта келтирилген Карно циклинин пайдалы тәсир коэффициенті ушын алынған аңлатпаға алып келеді. Биз бул процессте үш денениң қатнасуатынлығын көрдик: қыздырғыш, салқынлатқыш хәм жұмыс ислеуші

дене. Жұмыс іслеуіші дене циклдың нәтижесінде өзінің дәслепки халындай халға хәм сонлықтан сонлықтан оның энтропиясы да өзінің дәслерпки шамасына қайтып келеди. Процесстин қайтымлылық шәрти (баска сөзлер менен айтқанда системаның толық энтропиясының өзгермеуіне қойылған талап) бул жағдайда қыздырғыштың энтропиясы S_1 менен салқынлаткыштың энтропиясыны S_2 ниң энтропияларының қосындысының өзгермеслигине келип тиреледи. Мейли цикл барысында салқынлаткыш базы бир киши ΔQ_1 жыллылығын алатуғын, ал қыздырғыш ΔQ_2 жыллығын беретуғын болсын. Онда

Буннан

$$\Delta Q_1 = \frac{T_1}{T_2} \Delta Q_2.$$

Бир циклдеги жұмыс $A = \Delta Q_2 - \Delta Q_1$. Сонлықтан

$$\eta = \frac{A}{\Delta Q_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2}.$$

IX БАП

ФАЗАЛЫҚ ӨТИҰЛЕР

§ 66. Фазалық өтиұлер

Суйықлықтың пуўланыуы ямаса қатты денениң ериуі физикада *фазалық өтиұлер* деп аталатуғын процесслердин категориясына киреди. Бул процесслердин характерли айрықшалығының бири олардың секирмелилигинде. Мысалы муз қыздырылғанда оның жыллылық халы кем-кемнен өзгереді, ал температура 0°C ға көтерилгенде муз бирден қәсийетлери пүткиллей басқаша болған суўға айлана баслайды.

Арасында фазалық өтиұ орын алатуғын затлардың халлары оның *фазалары* деп аталады. Бундай мәнисте затлардың агрегат (газ тәризли, суйық хәм қатты) халлары хәр қыйлы фазалар болып табылады. Бирақ фаза түсиниги агрегат хал түсинигине салыстырғанда кеңирек, биз бир агрегат халдың өзінде хәр қыйлы фазалардың бар бола алатуғынлығын көремиз.

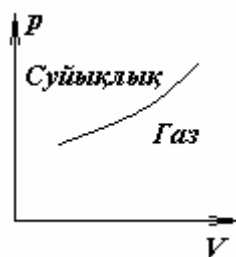
Заттың суйық фазадан баска айрықша фазасы болған қатты хал хакқында айтқанымызда бизиң қатты кристаллық халды нәзерде тутатуғынымызды атап өткенимиз зәрүрли. Қыздырғанда аморф қатты дене әсте ақырынлық пенен жумсарып секириұсиз суйық халға өтеди (бул хакқында 52-параграфта айтылды). Сонлықтан аморф хал заттың

айрықша фазасы болып табылмайды. Мысалы қатты хәм сұйық шийше хәр қыйлы фазалар болып табылмайды.

Берилген басымда бир фазаның екінши фазаға өтиўи барлық ўақытлары белгили бир температурада жүреди. Мысалы атмосфералық басымда муз 0°C температурада ерий баслайды хәм қыздырыўды даўам еткенде толық ерип болғанша температурасы өзгермей калады. Усы процесстин даўамында муз бенен суў бир бирине тийип биргеликте жасайды.

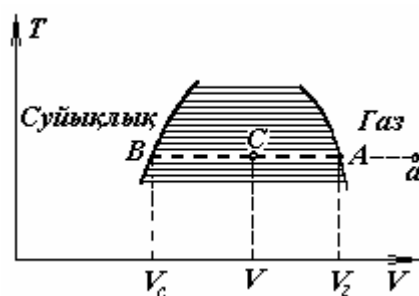
Бул жерде фазалық өтиў температурасының басқа аспекти көринеди: бул еки фаза жыллылық тең салмақлығында туратуғын температура болып табылады. Сыртқы тәсирлер болмаса (соның ишинде жыллылықтың берилиўи де орын алмаса) усы температурада еки фаза шексиз көп ўақыт биргеликте жасайды. Ал фазалық өтиў температурасынан (өтиў нокатынан) киши ямаса жоқары температураларда тек бир фаза (фазалардың екеўинин бири) бар болады. Мысалы 0°C дан төменги температураларда хәм әдеттеги атмосфералық басымларда тек музға, ал 0°C дан жоқары температураларда тек суўға ийе боламыз.

Басым өзгерсе фазалық өтиў температурасы да өзгереді. Басқа сөзлер менен айтқанда фазалық өтиў тек заттың басымы менен температурасы арасында қатаң ғәрезлилик бар болғанда ғана орын алады. Бул ғәрезлиликте координата көшерлерине p менен V қойылған *фазалық диаграммада* (ямаса *халлар диаграммасында*) графикалық иймеклик түринде сүүретлеў мүмкин.



1-сүүрет.

Анықлық ушын сұйықлық пенен оның пуўы арасындағы фазалық өтиў хаккында айтамыз. Бул жағдайда фазалық өтиў иймеклиги (усы мысал қаралғанда *пуўланыў иймеклиги* деп те аталады) сұйықлық пенен оның пуўының қандай жағдайларда тең салмақлықта туратуғынлығының шәртлерин анықлайды. Иймеклик тегисликти еки бөлимге бөледі: оның биреўи бир фазаның халына, екіншиси екінши фазаның халына сәйкес келеді (1-сүүрет). Бул жағдайда берилген басымға хәм жоқарырақ температураларға пуў, ал төменирек температураларға сұйықлық сәйкес келгенликтен иймектиктің оң тәрәпиндеги областқа газ тәризли, ал оң тәрәпиндеги областқа сұйық фаза сәйкес келеді. Ал иймектиктің үстинде жатқан нокатлар еки фаза бир ўақытта жасайтуғын халларға сәйкес келеді.



2-сүүрет.

Фазалық диаграмманы тек p, T тегислигинде емес, ал p, V ямаса T, V координаталарында да дүзиу мүмкин. Бул жерде V аркалы заттың қандай да бир муғдарына сәйкес келиуи көлем белгиленген. Мысалы V аркалы салыстырмалы көлем, яғный заттың бир граммының көлеми белгиленген болыуы мүмкин (бундай жағдайда $1/V$ заттың тығызлығы болып табылады).

Енди V, T тегислигиндеги фазалық диаграмманы қараймыз. Мейли бизде 2-сүүреттеги a ноқатына сәйкес келиуи температураға хәм салыстырмалы көлемге ийе газ бар болсын. Егер газди өзгермейтуғын температурада қыссақ, онда газдиң ҳалын сәўлелендиретуғын ноқат V көшерине параллель бағытта оңға қарай қозғалады. V_2 салыстырмалы көлемине сәйкес келетуғын басымда (А ноқаты) газдиң сұйықлығына конденсациясы басланады. Системаны қысыуды даўам еткенде сұйықтықтың муғдары көбейеди, ал газдиң муғдары кемейеди. Ал анық бир В ноқатына жеткенде барлық зат салыстырмалы көлеми V_c болған сұйықлыққа айланады.

Бир биринен алынатуғын сұйықлық пенен газдиң салыстырмалы көлемлери (V_2 хәм V_c) фазалық өтиу жүретуғын температураның функциялары болып табылады. Бул еки функцияны сәйкес иймекликлер жәрдеминде сүүретлеп биз 2-сүүретте көрсетилген түрдеги фазалық диаграмманы аламыз. Диаграммадағы штрихланған областтың оң хәм шеп тәреплери газ тәризли хәм сұйық фазаларға сәйкес келеди. Еки иймекликтің ортасындағы штрихланған область еки фаза бир ўакытта жасайтуғын область болып табылады. Диаграмманың бул бөлиминің горизонталлық штрихланыуы анық мәниске ийе: базы бир С ноқаты аркалы өткерилген горизонт бағытындағы туўрының сол иймекликлер менен кесилисиу ноқатлары А менен В усы ноқатка сәйкес келиуи сұйықлық пенен пуўдың салыстырмалы көлемлерин анықлайды.

АВ кесиндисинің хәр қыйлы ноқатлары хәр қыйлы салыстырмалы муғдарлардағы бир сұйықлық пенен бир пуўдың тең салмақлығына сайкес келеди. Бази бир С ноқатындағы пуў менен сұйықлықтың салыстырмалы муғдарын x хәм $1-x$ аркалы белгилейик. Бундай жағдайда системаның улыўмалық көлеми мынаған тең (1 ға қатнасы):

$$V = xV_r + (1-x)V_c.$$

Буннан

$$x = \frac{V - V_c}{V_r - V_c}, \quad 1 - x = \frac{V_r - V}{V_r - V_c},$$

Бул шамалардың қатнасы

$$\frac{x}{1-x} = \frac{V - V_c}{V_r - V} = \frac{BC}{AC}.$$

Биз бул жерде пуў менен суйықлықтың муғдарының С ноқатынан пуў менен суйықлыққа сәйкес келиўши А хәм В ноқатларына шакемги аралықларға кери пропорционал екенлигин көремиз (бул қатнас *рычаг қәдеси* деп аталады).

Егер координата көшерине температура емес, ал басым қойылған диаграммаларда да жоқарыда тәрипленгендей жағдайға ийе боламыз. Биз бул диаграмманың р,Т көшерлеринде дүзилген диаграммаға уқсас емес екенлигин көремиз. Бурынғы р,Т диаграммасында бир сызыққа қысылған еки фазаның қатламласыў областы V,Т ямаса V,р диаграммасында пүтин областқа айланады. Буның келип шығыўы мынаған байланыслы: жыллылық тең салмақлығы шәрти бойынша тең салмақлықта турған фазалар бирдей температура менен басымға ийе болады, ал бул фазалардың салыстырмалы көлемлери хәр қыйлы.

Енди базы бир затлардың атмосфера басымындағы ериўи менен қайнаўы ушын кесте келтиремиз:

	Ериў ноқаты, °С.	Қайнаў ноқаты, °С.
Гелий (He ³ изотопы)	-	-270,0 (3,2 К)
Гелий (He ⁴ изотопы)	-	-268,9 (4,2 К)
Водород	-259,2 (14 К)	-252,8 (20,4 К)
Кислород	-219	-183
Этил спирти	-117	78,5
Этил эфири	-116	34,5
Сынап	-38,9	356,6
Қорғасын	327	1750
Алюминий	660	2330
NaCl	804	1413
Гүмис	961	2193
Мыс	1083	2582
Темир	1535	2800

Кварц	1728	2230
Платина	1769	4000
Вольфрам	3380	6000

Тәбияттағы бар затлардың ишинде гелий ең төменги температурада суйықлыққа айланады (гелийдин қатты қалға өтиўи ҳаққында 72-параграфта айтылады). Химиялық элементлердин ишинде вольфрам ең үлкен ериў хәм қайнаў температураларына ийе.

§ 67. Клапейрон-Клаузиус формуласы

Заттың бир фазасының екинши фазаға өтиўи барлық ўақытта да базы бир муғдардағы жыллылықтың жутылыўы ямаса шығарылыўы менен әмелге асады. Бундай жыллылық муғдарын *жасырын жыллылық* ямаса *өтиў жыллылығы* деп атайды. Суйықлық газ ҳалына өткенде пуў пайда болыўдың жыллылығы, ал катты дене суйық қалға өткенде ериў жыллылығы ҳаққында айтады.

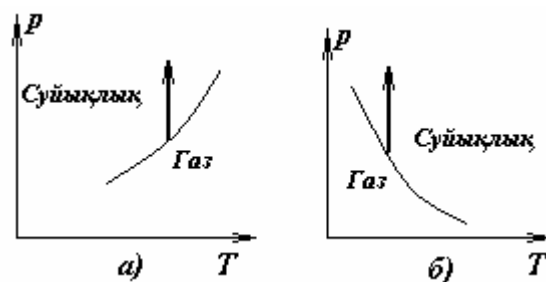
Фазалық өтиў турақлы басымда жүретуғын болғанлықтан 1-фазаның 2-фазаға өтиў жыллылығы q_{12} заттың усы фазалардығы жыллылық функцияларының айырмасына тең (56-параграфты қараңыз):

$$q_{12} = W_2 - W_1.$$

$q_{12} = -q_{21}$ екенлиги өз-өзинен түсиникли, яғный базы бир фазалық өтиўде жыллылық жутылатуғын болса, онда кери өтиў жыллылықты бөлип шығарыў менен жүреди.

Ериўде ямаса пуўланыўда жыллылық жутылады. Бул улыўмалық кәдениң дара жағдайы болып табылады (бул кәде бойынша қыздырылғанда болатуғын фазалық өтиў жыллылықтың жутылыўы менен жүзеге келди). Өз гезегинде бул қағыйда Ле Шаталье принципиниң нәтийжеси болып табылады: қыздырыў жыллылықтың жутылыў процессиниң жүзеге келиўине алып келеди хәм усының менен сыртқы тәсирге қарсылық жасалады.

Сол принципитиң жәрдеминде фазалық өтиўде бақланатуғын көлемниң өзгериси менен p, T тегислигиндеги фазалық тең салмақлық иймеклигиниң бағытын байланыстырыў мүмкин.

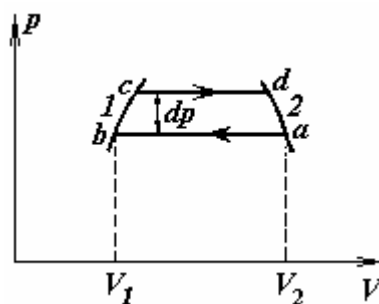


3-сүрөт.

Мысал ретинде сұйықтық пенен пуўдан туратуғын тең салмақты систманы аламыз хәм бул системаны қысамыз. Сонлықтан оның басымы артады. Бундай жағдайда системанын көлемин киширейтетуғын хәм соның салдарынан басымның тәсириң әззилетиўши процеслер жүреди. Буның ушын пуўдың конденсацияланыўы керек. Себеби пуўдың сұйықтыққа айланыўы барлық ўақытта көлемнің киширейиўине алып келеди. Сонлықтан тең салмақтық иймектигинен жоқары қарай жылжысақ бизиң сұйық фаза областына кириўимиз керек (3-сүрөт). Екинши тәрәптен бул жағдайда сұйықтық «төменги температуралы фаза» болып табылады (яғный төменирек температураларда жасайтуғын фаза). Усылардың барлығын есапка алсақ сұйықтық пенен газдың тең салмақтық иймеклиги 3-б сүрөттегидей емес, ал 3-а сүрөтте көрсетилгендей болыўы керек деп жуўмақ шығарамыз: басым өскен сайын өтиў температурасының жоқарылаўы керек.

«Жоқары температуралы фазаға» өткенде көлем үлкейетуғын барлық жағдайларда температураның басымнан жоқарыда келтирилгендей ғәреззилигиниң бақланыўының кереклиги өзинен өзи түсиникли. Көпшилик жағдайларда еригенде заттың көлеми үлкейеди, сонлықтан басымның үлкейиўи менен ериў ноқаты да әдетте жоқарылайды. Бирақ бираз затларда ериў көлемнің киширейиўи менен де жүреди (муз, шойын, висмут). Бул затларда басым үлкейгенде ериў ноқаты төменлейди.

Усы сапалық нәтийжелердің барлығы да фазалық тең салмақтық иймеклигиниң қыялығын өтиў жыллылығы хәм өткендеги көлемнің өзгериўи менен байланыстыратуғын формулада өзиниң санлық аңлатпасын табады.



4-сүрөт.

Бул формуланы келтирип шығарыу үшін заттың базы бир мұғдары менен жүдә тар Карно цикли әмегле асырылатуғын болсын. Бул циклдеги изотермалық процессте базы бир p басымында алынған зат 2-фазадан 1-фазаға өтсин. Ал 1-фазадан 2-фазаға кери өтиу $p+dp$ басымында жүзеге келтирилсин. Бул өтиулер p, V диаграммасында (4-сүўрет) ab хәм cd кесиндилери менен сүўретленеди. Ал bc хәм da қаптал тәреплерине келетуғын болсақ, онда усы кесиндилердің орнына адиабаталарды алыу керек болады. Бирақ шексиз киши цикл шеклеринде бул айырма есапқа алғандай үлкен емес, ол айырма бизди қызықтыратуғын цикл майданы $(V_2-V_1)dp$ ға тәсир жасамайды (яғный орынланған айланбалы процесстеги жумыста). Екинши тәрептен бул жумыстың шамасы cd изотермасында жумсалған жыллылық мұғдары q_{12} менен Карно циклинің пайдалы тәсир коэффициентинің көбеймесине тең. Q_{12} ниң шамасы 1-фазадан 2-фазаға өтиу жыллылығы, ал п.т.к. dT/T қатнасына тең (dT еки изотермадағы температуралар айырмасы). Сонлықтан

$$(V_2-V_1)dp=q_{12}dT/T.$$

Буннан

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q_{12}}{T(V_2 - V_1)}.$$

Бул фазалық тең салмақлық иймеклиги $p=p(T)$ ның қыялығын анықлайтуғын формула *Клапейрон-Клаузиус формуласы* деп аталады. Оны былайынша да жазыуға болады:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T(V_2 - V_1)}{q_{12}}.$$

Бул жерде өтиу температурасы басымның функциясы сыпатында берилген. Бул формулалардығы V_1 менен V_2 еки фазаның көлемлери хәм q_{12} жыллылығы бир заттың тек бирдей мұғдарына тийисли (мысалы 1 г затқа ямаса бир грамм-молекулаға).

Жоқарыдағы формуладағы dp/dT тууындысының көлемлер айырмасы (V_2-V_1) ге кери пропорционал екенлигин көремиз. Пуўланыуда көлемнің өзгериси үлкен, ал ериуде киши болғанлықтан ериу иймеклиги пуўланыу иймеклигине салыстырғанда тик болып келеди. Мысалы суўдың қайнау нокатын 1^0 қа төменлетиу үшін басымды 27 мм сын.бағ. басымындай басымға киширейтиу жеткиликли, ал муздың ериу температурасын 1^0 қа төменлетиу үшін басымды 130 атм ға үлкейтиу керек.

§ 68. Пуўланыу

Өзиниң суйықлығы менен тең салмақлықта турған пуў *тойынған пуў* деп аталады. Ал оның басымы хаққында *тойынған пуўдың серпимлигин* гәп етеди. Суйықлық-пуўдың

тең салмақтық иймеклигин (1-сүрет) бул серпимлиликтің температураға ғәрезлиги сыпатында қарау мүмкін.

Тойынған пуудың серпимлиги температураның өсиуі менен барлық уақытта да артады. Биз жоқарыда ғәрезлиликтің бундай характеринің пуұланыуда заттың көлеминің үлкейіуіне байланысly екенлигин көрдик. Әдетте бундай үлкейіу жүдә сезилерликтей болады. Мысалы 100⁰С дағы суу пууының көлеми суудың көлеминен 1600 есе үлкен, - 183⁰С да суйық кислород қайнағанда оның көлеми шама менен 300 есе үлкейеди.

Жеткиликти төмен температураларда тойынған пуудың тығызлығы соншама кемейеди, ол идеал газдың қасиетлерине ийе болады. Бундай шараятларда пуудың серпимлигинің температураға ғәрезлиги ушын әпиуайы формула алыуға болады. Буның ушын Клапейрон-Клаузиус формуласынан пайдаланамыз:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q}{T(V_g - V_c)}.$$

Бул жерде V_g менен V_c пуу менен суйықтықтың моллик көлемлери, q арқалы пуұланыу жыллылығы белгиленген. V_g ның шамасы V_c ның шамасынан жүдә үлкен болғанлықтан кейингисин есепке алмай кетиуге де болады. Газдың бир грамм-молекуласының көлеми $V_g = RT/p$. Сонлықтан

$$\frac{dp}{dT} = \frac{pq}{RT^2} \text{ ямаса } \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} = \frac{d \ln p}{dT} = \frac{q}{RT^2}.$$

Пуұланыу жыллылығының өзи де температураға ғәрезли болса да әдеуір үлкен температуралар интервалларында оны әмелий жақтан турақлы деп есеплауға болады (мысалы суудың пуұланыу жыллылығы 0⁰ тан 100⁰ қа шекемги интервалда тек 10% ке ғана өзгереді). Бундай жағдайда алынған формуланы мына түрде қайтадан жазыуға болады:

$$\frac{d \ln p}{dT} = - \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{RT} \right).$$

Буннан

$$\ln p = \text{const} - \frac{q}{RT}$$

хәм ең ақырында

$$p = c e^{-\frac{q}{RT}}.$$

Бул жерде c арқалы туралы коэффициент белгиленген. Бул формула бойынша тойынған пуудың серпимлиги температураға байланысly (экспоненциал нызам бойынша) тез өзгереді.

Бундай экспоненциаллық ғәрезлиликтің пайда болыу себебин көргізбелі түрде былайынша түсіндіріуге болады. Сұйықтық молекулалары бір бири менен күші арқалы байланысқан. Бул күшлерди жеңіу хәм қандай да бир молекуланы пуўға өткеріу ушын белгили бир жумыстың ислениуи керек. Молекуланың сұйықтықтағы потенциал энергиясын газдеги потенциал энергиясынан бир молекулаға сәйкес келиуши пуўланыу жыллылығына кем деп айтыуға болады. Егер q арқалы пуўланыудың моллик жыллылығы белгиленген болса, онда потенциал энергиялардың айырмасы q/N_0 ге тең (N_0 арқалы Авагадро саны белгиленген).

Биз енди Больцман формуласынан пайдалана аламыз (54-параграф) хәм оның тийкарында молекуланың потенциал энергиясының q/N_0 шамасына үлкейиуи газдің тығызлығының сұйықтықтың тығызлығына салыстырғанда

$$e^{-q/N_0 kT} = e^{-q/RT}$$

катнасындай болады деп айта аламыз. Усы аңлатпаға пуудың басымы да пропорционал болады.

Атмосфералық басымлардағы базы бир затлардың пуўланыу жыллылығы менен ериу жыллылықтарының мәнислерин келтиремиз:

	$q_{\text{пуўланыу}}$	$q_{\text{ериу}}$
Гелий	80	-
Суу	40500	5980
Кислород	6800	442
Этил спирти	39000	4800
Этил эфири	59000	7500
Сынап	28000	2350

[Пуўланыу жыллылығы бойынша (критикалық ноқаттан алыста, 69-параграфты қараңыз) молекулалар арасындағы Ван-дер-Ваальс тәсирлесіу күшинің шамасын анықлаудың мүмкин екенлигин атап өтемиз. 39-параграфта айтылғандай усы күшлер затлардың конденсациясына алып келеди. Сонлықтан $q_{\text{ериу}}$ ди Авагадро санына бөлип (яғный бир молекулаға сәйкес келиуши пуўлыныу жыллылығын анықлап) Ван-дер-Ваальс тәсирлесіуинің иймеклигиндеги минимумның тереңлигин анықлаймыз. Усындай жоллар менен гелий ушын шама менен жүзден бир электрон-вольт, ал кестеде келтирилген басқа сұйықтықлар ушын бирден онлаған электрон-вольтке шекемги мәнислерди аламыз].

Әдеттеги шараятларда сұйықтықтың үстинде өзинің пууы менен бир катарда басқа газ – ҳауа да бар болады. Бул жағдай фазалық тең салмақтыққа аз тәсирин жасайды:

пуўдың парциалық басымы суйықлық температурасындағы тойынған пуўдың серпимлилигине тең болғанға шекем пуўланыў даўам етеди.

Бирақ атмосфера пуўланыў процессиниң барысына үлкен тәсир етеди. Берилген температурадағы суйықлықтың басымынан тойынған пуўының серпимлилигиниң кишилигине ямаса үлкенлигине ғәрезли бул процесстиң картинасы пүткиллей хәр қыйлы болады.

Биринши жағдайда суйықлықтың бети арқалы әсте-ақырынлық пенен пуўланыўы орын алады. Беттиң тиккелей үстінде пуўдың парциаллық басымы дерлик бирден тойынған пуўдың басымына тең болады. Бирақ бул тойынған пуў тек әсте-ақырынлық пенен (диффузия жолы менен) қоршаған орталыққа тарайды хәм ол хаўа менен араласып кеткеннен кейин ғана суйықлықтың жаңа порциялары пуўланады. Суйықлықтың бетіндеги пуўды жасалма түрде үрлегенде пуўланыў тезлигиниң артыўы тәбийий нәрсе.

Тойынған пуўдың серпимлилиги қоршаған орталықтың басымына тең болғанда (ямаса қоршаған орталықтың басымынан үлкенирек бола басласа) процесстиң характери өзгереді – суйықлықтың тез қайнаўы басланады. Қайнаў бетте газ көбиклериниң бурқып пайда болыўы менен характерленеди. Бул көбиклер суйықлықтың ишинде пайда болып, суйықлықты араластырып көтеріледі. Усындай жағдайда суйықлықтың еркин бетинен қоршаған атмосфераға пуў көтеріледі.

Кейинирек түсиндирилетуғын себеплерге байланыслы улыўма айтқанда суйықлықтың пуўға айланыўы таза суйықлықтың түбинде (ямаса тереңде) пуў көбикшелериниң өзинен өзи пайда болыўы менен жүрмейди. Ыдыстың дийўалларында бурыннан-ақ бар ямаса қызғанда суйықлықтан қысып шығарылыўдың нәтийжесинде пайда болатуғын басқа газлердиң көбикшелери (ямаса суйықлықта жүзип жүрген) газ тәризли фазаның пайда болыў орайлары болып табылады. Қайнаў ноқатынан төменги температураларда (қайнаў температурасында тойынған пуўдың серпимлилиги сыртқы басымға тең болады) қоршаған суйықлықтың басымы бул көбикшелердиң үлкейиўине кесент жасайды.

Суйықлық алдын-ала ықшамлы етип тазартылғанда ямаса суйықлықтың курамындағы басқа газлер жоқ қылынғанда *пуў пайда болыў орайлары* әмелий жақтан жоқ халға келемиз. Бул суйықлықтың *аса қызыўына* алып келеди (бундай жағдайда суйықлық қайнаў температурасынан жоқары температураларда да суйықлық болып қалады). Аса қызыўды болдырмаў ушын суйықлық қуйылған ыдысқа алдын-ала пуў пайда болыўдың орайланын киргизеди (тесикшелери бар денелер, шийше капиллярлардың кесиндилери х.т.б.)

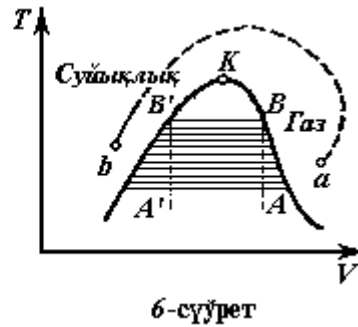
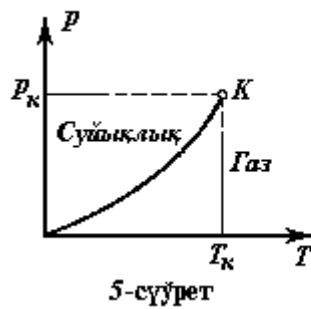
Аса қыздырылған сұйықтық (яғни берілген температурада пұға айланып кетіуі керек болған сұйықтық) *метастабиллік халлар* деп аталатуғын халларға мысал болады. Бул турақтығы шекли болған хал болып табылады. Абайлап шараятлар дөретилгенде белгили бир ұакытлар даұамында сакланатуғын болса да, бундай халлардың тең салмақтығы аңсат бузылады хәм зат басқа турақты болған халға өтеди. Мысалы аса қыздырылған сұйықтық оған пұ пайда болыу орайлары киритилгенде бир заматта қайнап болады.

Тап сол сыяқты кубылыслар кери процесс болған пұдың кондесациясында да бакланады. Бул жерде де фазалық өтиудің жүриуі ушын (пұға тийип турған сұйықтық болмаған жағдайларда) пұда *кенденсацияланыу орайларының* бар болыуы талап етиледи. Бундай орайлар орнын сырттан ендирилген хәр қыйлы майда киритпелер ийелейди (бул хақында 99-параграфта толығырақ гәп етиледи). Усыған байланыслы пұдың *аса салқынлатылған* халы жүзеге келеди (ямаса аса тойынған пұ деп те атайды). Аса салқынлатылған халда басым берілген температурадағы тойынған пұдың серпимлилигинен үлкен болады. Бундай халды, мысалы, оғада жақсылап тазаланған пұды адиабаталық кеңейтиуде алыу мүмкин.

§ 69. Критикалық ноқат

Температура жақарылаған сайын тойынған пұдың серпимлилиги тез өседи. Соның менен бирге пұдың тығызлығы да артады хәм сұйықтықтың тығызлығына жақынласады. Базы бир температурада пұдың тығызлығы сұйықтықтың тағызлығындай болады хәм пұ менен сұйықтықтың арасындағы айырма жоғалады. Басқа сөз бенен айтқанда p, T диаграммасындағы сұйықтық пенен газдің таң салмақтық иймеклиги тамам болады (5-сүүреттеги K ноқаты). Бундай ноқат *критикалық ноқат* деп аталады. Критикалық ноқаттың координаталары заттың *критикалық температурасы* T_k менен *критикалық басымы* p_k ны анықлайды.

V, T диаграммада (хәм соған сәйкес V, p диаграммада) критикалық ноқатка жакынлау температура жоқарылағанда сұйықтық пенен пұдың салыстырмалы көлемлеринің бир бирине жақынласыуында көринеди (яғни 2-сүүреттеги штрихланған областты шеклейтуғын еки иймекликтің бир бирине жакынласыуы). $T=T_k$ ноқатында еки иймеклик бир бири менен қосылады. Соның нәтижесинде K ноқатында максимумға ийе болған тек бир үзликсиз иймекликке ийе боламыз (6-сүүрет). Бул ноқат сол критикалық ноқат болып табылады: оның координаталары критикалық температура T_k менен критикалық салыстырмалы көлем V_k болып табылады.



Суйыктык пенен газдын кэсийетлеринин жакынласуу менен олар арасындагы q өтүү жыллылыгы да киширейеди. Критикалык нокатта өтүү жыллылыгы нолге айланады.

Критикалык нокаттын бар екенлиги заттын суйык хэм газ тэризли халлары арасындагы принципиаллык айырмашылыктын жок екенлигин анык көрсетеди. Хакыйкатында да биз карап атырган жагдайдагы өзлеринин тыгызлыктары менен күшли айрылатуугун еки халдын (6-сүрөттөги a хэм b халлары) тыгызлыгы жокарысын суйык, ал тыгызлыгы кемин газ тэризли хал деп есаплаймыз. Тураклы температурада еки фазалык област аркалы өтпей-ак a газин кысып b суйыктыгына айландыра аламыз. Бирак a менен b халлары арасындагы өтүүди баскаша да эмелге асыра аламыз: көлемди киширейтиү менен бирге дэслеп температураны көтеремиз, кейин түсиремиз, усындай жоллар менен V, T тегислигинде критикалык нокатты жокарыдан айланып өтүүши жол менен жүрөмиз (6-сүрөттө бул жол пунктир менен белгиленген). Бундай жагдайда халдын секирип өзгериси орын алмайды, зат барлык уакытта да бир текли болып калады хэм биз заттын газ халынан суйык халына качан өткенлигин айта алмаймыз.

V, T тегисликтеги диаграммадан ишинде базы бир муғдардагы суйыктык хэм оның устинде оның пууы бар жабык ыдыста (мысалы дэнекерленген найда) ненин бакланатуугынлыгын аңсат табыуға болады. Заттын толык көлеми тураклы болғанлыктан биз V, T тегислигиндеги вертикал сызык бойынша жокарыға карай козғаламыз. Егер найдың көлеми (заттын берилген муғдарына сэйкес келиуши) критикалык көлемнен үлкен болатуугын болса бул тууры (сызык) критикалык нокаттын оң тэрепинде жайласады (6-сүрөттөги AB), кыздыруу барысында пууға айланып болман дегенше (B нокатында) суйыктыктын муғдары кемейеди. Бундай жагдайда суйыктык пенен пуудың арасындагы шегара найдың төменги шетинде жоғалады. Ал найдың көлеми критикалык көлемнен киши болса (A' нокаты) кыздыруу дауам етилгенде суйыктыкка айланып болғанша (B' нокатында) пуу конденсацияланады. Бундай жагдайда суйыктык пенен пуу арасындагы шегара найдың ең жокарғы бөлиминде жоғалады. Найдың көлеми критикалык көлемге тең болған жагдайда шегара найдың ишинде жоғалады, бул жоғалыу критикалык температура T_K де орын алады.

Бир катар затлар ушын абсолют критикалық температуралар T_k , басымлар p_k хәм тығызлықлар ρ_k лердің мәніслерин беремиз:

Зат	T_k, K	$p_k, атм$	$\rho_k, г/см^3$
Суў	647,2	218,5	0,324
Спирт	516,6	63,1	0,28
Эфир	467,0	35,5	0,26
Углекислый газ, CO_2 .	304,2	73,0	0,46
Кислород	154,4	49,7	0,43
Водород	33,2	12,8	0,031
Гелий (изотоп He^4)	5,25	2,26	0,069
Гелий (изотоп He^3)	3,33	1,15	0,041

Биз 52-параграфта кристаллық денелердің өзлериниң анизотропиясы менен суйықлықлар және газлерден принципиаллық айырмаға ийе болатуғынлығын айтып өткен едик. Сонлықтан суйықлық пенен газ арасындағы үзликсиз өтиўдей кристал менен суйықлық арасындағы өтиўдің үзликсиз жүриўи мүмкин емес. Бул жағдайда еки фазаның кайсысының кристаллық, кайсысының суйықлық екенлигин анық айта аламыз. Усының салдарынан ериў процесси ушын критикалық ноқаттың орын алыўы мүмкин емес.

§ 70. Ван-дер-Ваальс теңлемеси

Газдың тығызлығының артыўының барысында оның қасиетлери идеал газдың қасиетлеринен айрыла баслайды хәм ақыр-аяғында газдың суйықлыққа конденсациясы басланады. Бул кубылыслар қурамалы молекулалық тәсирлесіўлер менен байланысly хәм бул тәсирлесіўди санлық жақтан тәриплеўдің мүмкиншилиги жоқ. Сонлықтан затлардың хал теңлемесин теориялық жақтан дәл дүзиў үлкен қыйыншылық пенен әмелге асыўы мүмкин. Бирақ молекулалық тәсирлесіўдің тийкарғы өзгешеликлерин есапқа алып хал теңлемесин дүзиўди әпиўайыластырыўға болады.

Биз 39-параграфта молекулалардың тәсирлесіўиниң характерин тәриплеген едик. Киши аралықлардағы ийтерисиў күшлериниң тез артыўы (турпайы түрде айтқанда) молекулалардың белгили бир көлемге ийе болыўы менен байланысly (бундай көлемлерден киши көлемлерге газдың қысылыўы мүмкин емес). Тәсирлесіўдің екинши тийкарғы қасиети үлкен қашықлықлардағы тартысыўдың орын алыўында болып табылады. Усы тартысыўдың орын алыўының нәтийжесинде газ суйықлыққа айланады.

Биз заттың бір моли үшін хал теңлемесін жазыуды газдың қысылушылығының шекеленгенлігін есепке алыу менен баслаймыз. Бул үшін идеал газ теңлемесі $p=RT/V$ да V ны $V-b$ менен алмастыруымыз керек (молекулалардың өлшемлерін есепке алатуын базы бір оң мәніске ийе турақлы b хәрипи арқалы белгіленген).

$$p = \frac{RT}{V-b}$$

теңлемесі көлемнің b дан кем болмауынлығын көрсетеді, себеби $V=b$ да басым шексізлікке айланады.

Енди молекулалар арасындағы тартысууды есепке аламыз. Бул тартысуу газдың басымының кемейуіне алып келеді. Себеби ыдыстың дийуалының қасында турған молекулаға басқа молекулалар тәрәпинен ыдыстың ишине карай бағытланған күш тәсир етеді. Турпайы түрде жууықлағанда бул күштің маниси газдың көлем бирлігиндеги молекулалар санына (яғный газдың тығызлығына) пропорционал болады. Екинши тәрәптен басымның өзи де усы санға пропорционал. Сонлықтан молекулалардың бир бирин тартысууының ақыбетинен басымның улыума кемейуі газдың тығызлығының квадратына (яғный оның көлеминің квадратына кери пропорционал) тууры пропорционал болады. Усыған сәйкес жоқарыда басым үшін жазылған аңлатпадан a/V^2 түріндеги ағзаны алып таслауымыз керек (a арқалы молекулалық тартысууды тәриплейтуын базы бир жаңа турақлы белгіленген). Солай етип

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$$

теңлемесін аламыз. Басқаша жазсақ

$$\left(p - \frac{a}{V^2}\right)(V-b) = RT$$

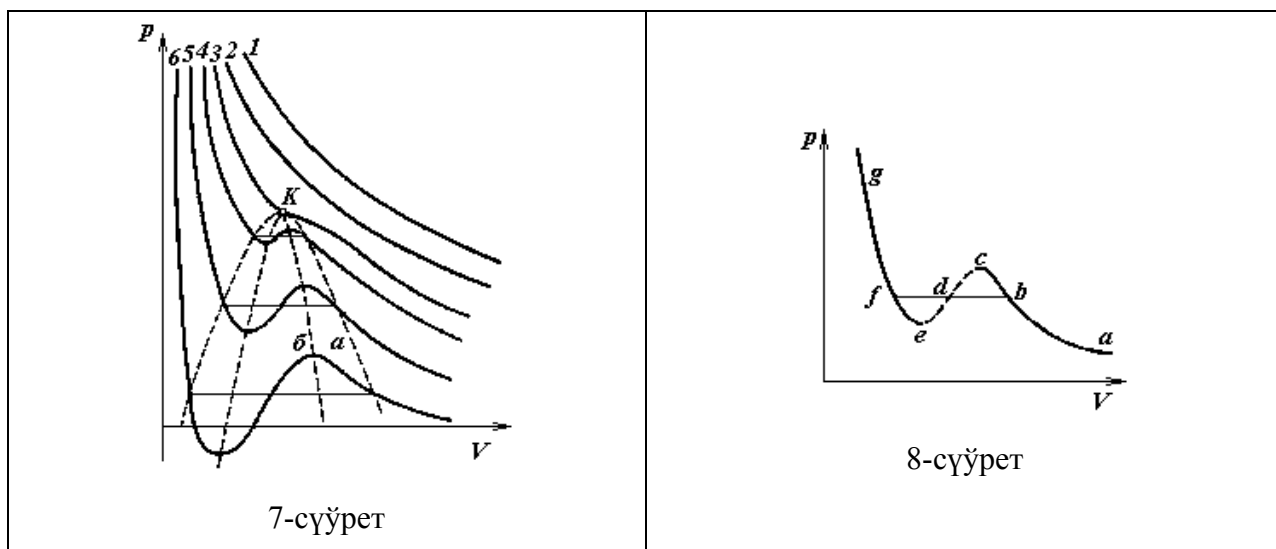
теңлемесіне ийе боламыз. Бул *Ван-дер-Ваальс теңлемесі* деп аталатуын теңleme болып табылады. Газ сийреклетілген болса (үлкен V көлемлері) a хәм b шамаларын есепке алмауға болады. Бундай жағдайда идеал газ халының теңлемесіне қайтып келеміз. Биз төменде үлкен қысулар жағдайында да алынған теңлемениң қубылыстардың характерін дурыс тәриплейтуынлығын көреміз.

Ван-дер-Ваальс теңлемесі менен тәриппленетуын газдың қасийетлерін тәриплеу үшін бул теңлемелер жәрдеминде тәриппленетуын изотермаларды – T ның берілген мәніслеріндеги p ның V ға ғәрезилигиниң иймекликлерін қараймыз. Усындай мақсетте теңлемени былайынша көширип жазамыз:

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{p}\right)V^2 + \frac{a}{p}V - \frac{ab}{p} = 0.$$

T менен p ның берилген мәніслерінде бул белгисиз V ның үшінші дәрежесине қарата теңleme болып табылады.

Үшінші дәрежелі теңлемнің үш коренинің болатуғынлығы мәлім. Олардың үшеуі де бир ўақытта ямаса тек биреуі ҳақыйқый болады (екинши жағдайда теңleme еки комплексли түйинлес коренге де ийе). Тек ҳақыйқый хәм оң мәнісли коренлер ғана физикалық мәніске ийе бола алады (себеби көлем V барлық ўақытта да оң хәм ҳақыйқый мәніске ийе). Биз қарап атырған жағдайда теңлемнің терис мәнісли коренлерге ийе болыўы пүткиллей мүмкин емес (p ның оң мәніслерінде). Егер V терис мәніске ийе болғанда теңлемнің барлық ағзалары бирдей (терис) мәніске ийе болған хәм қосынды нолге тең болар еди. Сонлықтан температура менен басымның берилген мәніслерінде Ван-дер-Ваальс теңлемесине көлемнің үш хәр қыйлы ямаса тек бир мәніси сәйкес келеди.



Екинши жағдай (көлемнің тек бир мәніси бар жағдай) тек жеткиликли дәрежедеги жоқары температураларда орын алады. Сәйкес изотермалар идеал газдің изотермаларынан формасының бир қанша майысқанлығы менен айрылады хәм монотон түрде төменге түсетуғын иймеклик болып қалады (7-сұйреттеги 1- хәм 2-иймеклер, бул сұйреттеги иймекликлердің номерлериниң өсиуі температураның төменлеуіне сәйкес келеди). Төменирек температураларда болса изотремалар максимумға хәм минимумға ийе болады (4-6 иймекликлер). Бул жағдайда басымның бир мәнісине көлемнің хәр қыйлы үш мәніси сәйкес келеди (изотреманың горизонталлық туўры менен кесилисиуиниң үш ноқаты).

8-сұйретте усындай изотермалардың биреуі келтирилген. Енди усы изотерманың хәр қыйлы участкаларының қандай мәніске ийе болатуғынлығын анықлаймыз. Басымның көлемге ғәрезилиги g хәм sa участкаларында нормал характерге ийе (көлем

киширейгенде басым артады). Тәбiiйий емес аўхалға ес участкасы сәйкес келеди (бул участкада басымның үлкейиўи көлемниң киширейиўи алып келиўи керек еди). Бирак оған қарама-қарсы аўхал орын алады. Бундай ҳалдың тәбиятта пайда болмайтұғынлығын аңсат көриўге болады. Усындай қасийетке ийе затты көз алдымызға келтирип көрейик. 64-параграфта гәп етилген флуктуацияның салдарынан усындай зат қандай да бир участка қысылды деп көз алдымызға келтирейик. Бундай жағдайда оның басымы да киширейеди, яғный қоршаған орталықтың басымынан киши болып қалады. Бул болса өз гезегинде буннан былай жүретұғын қасылыўды болдырады. Сонлықтан берилген участка үлкейиўши тезлик пенен қысылыўы керек. Бул заттың пайда болған ҳалының пүткиллей турақсыз болатұғынлығын билдиреди хәм усыған байланыслы ҳакыйқатта жүзеге келмейди.

Изотермадағы жүзеге келиўи мүмкин емес ес участкасының пайда болыўы көлем кем-кемнен өзгергенде заттың бир текли орталық түринде болып қалмайтұғынлығын билдиреди. Усының ақыбетинде базы бир моментте ҳалдың секирмели түрде өзгериўи хәм заттың еки фазаға бөлиниўиниң орын алыўы керек. Басқа сөз бенен айтқанда ҳакыйқый изотерма $abfg$ түриндеги сынық сызық түринде болыўы керек. Оның ab бөлими заттың газ тәризли ҳалына, ал fg бөлими суйық ҳалға, горизонталлық bf туўры сызықлы бөлими еки фазалық ҳалға сәйкес келеди. Бул участкада (берилген температурада) белгили бир турақлы басымда газ суйықлыққа айланады [bf туўрысының bcd хәм def учаскаларының майданлары бирдей болатұғындай болып жайласатуғынлығын көрсетиўге болады].

Изотерманың bc хәм ef участкалары метастабиллик ҳаллар болған аса салқынлатылған пуўға хәм аса кыздырылған суйықлыққа сәйкес келеди (68-параграф). Енди биз пуўды аса салқынлатыў хәм суйықлықты аса кыздырыўдың мүмкин емес участкаларының бар екенлигин (c хәм e участкалары менен сүүретленген) көремиз. Температура жоқарылағанда туўры сызықлы участка киширейеди хәм критикалық ноқатта бир ноқатқа жыйналады (7-сүүреттеги K ноқаты). Усы ноқат арқалы өтиўши изотерма барлық изотремаларды екиге айырады: 1- хәм 2-монотон изотремалар, минимумлары хәм максимумлары бар изотремалар (4-6 изотремалар). Кейинги жағдайларда заттың еки фазаға бөлиниўи орын алады.

Изотремалардың туўры сызықлы участкасының басы менен ушын тутастырғанда (7-сүүреттеги a иймеклиги) алынған иймеклик p, V диаграммасындағы суйықлық пенен пуўдың тең салмақлық иймеклиги болып табылады. Бул иймекликтің максимумы K критикалық ноқат болып табылады. 8-сүүреттеги c хәм e сыяқлы ноқатларды бир бири менен тутастырып биз жаңа иймеклик аламыз (7-сүүреттеги b иймеклиги). Бул иймеклик

фазаларға бөлінбеген зат хәтте метастабиллик халда да тура алмайтуғын участканы шеклеп турады.

Критикалық нокатта үш нокат бир нокатқа келип биригеди. Бул нокатта туўры сызықлы участка Ван-дер-Ваальс изотермасын кесип өтеди. Демек критикалық нокатта изотермаға түсирилген урынба горизонталлық бағытқа ийе болады хәм сонлықтан бул нокатта басымнан көлем бойынша алынған туўынды нолге тең болады (турақлы температурада екенлигин атап өтемиз):

$$\left(\frac{dp}{dV}\right)_T = 0.$$

Бул туўындыға кери болған шама заттың қысылыўшылығы болып табылады. Сонлықтан критикалық нокатта қысылыўшылық шексизликке айланады деп жуўмақ шығарамыз.

Аса қыздырылған суйықлыққа сәйкес келиўши изотерманың участкасының бөлими абсцисса көшериниң төменинде де жайласыўы мүмкин (7-сүўреттеги 6-изотремадай). Бул участка «созылған» суйықлықтың метастабиллик халына сәйкес келеди (бул ҳаққында 51-параграфтың кейнинде гәп етилди).

§ 71. Сәйкес ҳаллар нызамы

Көлемниң, температураның хәм басымның критикалық мәнислерин Ван-дер-Ваальс теңлемесине кириўши a хәм b параметрлери менен байланыстырыў мүмкин.

Бундай мақсетте $T=T_K$ хәм $p=p_K$ де

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_K}{p_K}\right)V^2 + \frac{a}{p_K}V - \frac{ab}{p_K} = 0.$$

Ван-дер-Ваальс теңлемесиниң барлық үш корени де бирдей және V_K ға тең болыўы керек. Сонлықтан жазылған теңдеме

$$(V - V_K)^3 = V^3 - 3V^2V_K + 3VV_K^2 - V_K^3 = 0$$

теңлемеси менен бирдей. Дәрежелери бирдей V лардың алдындағы коэффициентлерди салыстырыў үш теңликке алып келеди:

$$b + \frac{RT_K}{p_K} = 3V_K, \quad \frac{a}{p_K} = 3V_K^2, \quad \frac{ab}{p_K} = V_K^3.$$

Бул V_K , p_K , T_K лар ушын жазылған теңлемелерди шешемиз хәм бул бизге мыналарды береді:

$$V = 3b, \quad p = \frac{a}{17b^2}, \quad T = \frac{8a}{27bR}.$$

Бул қатнастар жәрдеминде Ван-дер-Ваальс теңлемесін төмендегідей етіп түрлендіріуі мүмкін. Бул теңлемеге p , V , T өзгеріушілерінің орнына олардың критикалық мәніслеріне қатнасын киргиземіз:

$$p^* = p/p_k, \quad T^* = T/T_k, \quad V^* = V/V_k$$

Бул шамалар келтирилген басым, температура хәм көлем деп аталады. Әпиуайы түрлендіріулерден кейін Ван-дер-Ваальс теңлемесінің мына түрге ийе болатуғынлығын аңсат көрсетиуіге болады:

$$\left(p^* + \frac{3}{V^{*2}}\right)(3V^* - 1) = 8T^*.$$

Бул теңлемениң дәл сыртқы түрі бизди қызықтырмайды. Оның әхмийети соннан ибарат, соңғы теңлемеге газдің тәбиятына байланыслы болған a және b шамалары кирмейди. Басқа сөз бенен айтканда егер газдің басымының, көлемінің хәм температурасыны өлшеми ретінде олардың критикалық мәніслерін алатуғын болсақ хал теңлемеси барлық затлар ушын бирдей түрге енеди. Бул жағдай *сәйкес халлар нызамы* деп аталады.

Бул нызамды хал теңлемеси ушын қолланатуғын болсақ, онда ол хал теңлемеси менен байланысқан барлық қубылыстар ушын (соның ишінде газ хәм суйықлық арасындағы өтиуіге де) жарамлы болады. Мысалы

$$\frac{p}{p_k} = f\left(\frac{T}{T_k}\right)$$

түріндеги теңлеме менен тәрипленетуғын тойынған пуудың серпимлилигинің температураға ғәрезлилиги тәриплейтуғын сәйкес келтирилген шамаларды байланыстыратуғын теңлеме универсаллық характерге ийе.

Тап сол сыяқлы жуўмақты пуўланыў жыллылығы q ушын да ислеуі мүмкін. Бундай жағдайда жыллылықтың өлшем бирлиги сондай болған шамаға қатнасын карау керек (энергия/моль). Бундай шама ретінде RT_k ны алыу мүмкін. Сәйкес халлар нызамы бойынша q/RT_k қатнасы барлық затлар ушын бирдей келтирилген температураның функциясы болыуы керек:

$$\frac{q}{RT_k} = F\left(\frac{T}{T_k}\right).$$

Экспериментлердің нәтижелеріне муўапық критикалық температуралардан төменги температураларда бул функцияның шама менен 10 ға тең турақлы шекке умтылатуғынын атап өтемиз.

Сәйкес халлар нызамының жууық характерге ийе екенлигин атап өтиўимиз керек. Бирақ соған карамастан оның жәрдеминде пайдаланыў мүмкин болған нәтийжелердин шамаларын алыў мүмкин.

Сәйкес халлар нызамын биз Ван-дер-Ваальс теңлемеси жәрдеминде алған болсақ та, нызам бул теңлемеге карағанда әдеўир дәл. Себеби нызам хал теңлемесиниң айқын түрине байланыслы емес, ал Ван-дер-Ваальс теңлемесине тек еки a хәм b шамаларының болыўының нәтийжеси. Еки параметри бар басқа хал теңлемеси де сәйкес халлар нызамына алып келген болар еди.

§ 72. Үшлик ноқат

Биз еки фазаның тең салмақлықта турыўы температура менен басым арасында анық катнас жүзеге келгенде ғана әмелге асатуғынлығын көрдик. Бул ғәрезилик p, T тегислигиндеги белгили бир иймеклик пенен тәриплениди. Бир заттың үш фазасының бир ўақытта бир бири менен пүтин сызық бойынша тең салмақлықта тура алмайтуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Бундай тең салмақлық p, T диаграммасындағы анық бир ноқатта жүзеге келеди (яғный басым менен температураның белгили бир мәнислеринде). Бул үш фазаның хәр екеўиниң тең салмақлықта турыў иймеклиги кесискен ноқат болып табылады. Үш фазаның тең салмақлықта турыў ноқаты *үшлик ноқат* деп аталады. Мысалы суў ушын муздың, суўдың хәм пуўдың бир ўақытта болыўы 4,62 мм сын.бағ. басымында хәм $+0,01^{\circ}\text{C}$ да мүмкин.

Үш фазаның бир бири менен бир ўақытта тең салмақлықта тек бир ноқатта тура алатуғын болғанлықтан төрт ямаса төрттен зыят фазалар бир бири менен ҳеш ўақытта тең салмақлықта тура алмайды.

Үшлик ноқатқа температураның анық мәниси сәйкес келгенликтен, бул жағдай температуралық шкаланың стандарт ноқатларын сайлап алыўға мүмкиншилик береді. Бундай сайлап алыўда белгили бир басымды услап турыў зәрүрлиги болмағанлықтан базы бир кемшиликлерге ийе емес (мысалы атмосфералық басымдағы муздың ериў температурасының стандарт ноқатын сайлап алғандағыдай емес).

Хәзирги ўақытлары қабыл етилген абсолют градустың анықланыўы усындай сайлап алыўға тийкарланған: суўдың үшлик ноқаты дәл 273,16 К деп қабыл етилген. Бирақ температура менен басымды өлшеўдин хәзирги ўақытлардағы дәллигинде муздың ериў температурасы 273,15 К деп есапланғанға туўры келеди.

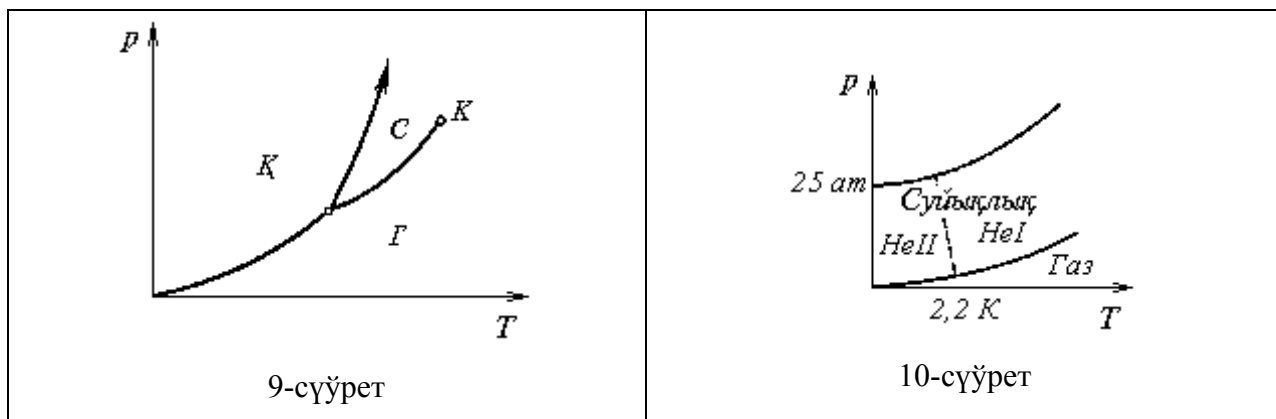
9-сүүретте үш фазаға (қатты, суйық хәм газ тәризли) ийе заттың фазалық диаграммасының схемалық түри келтирилген. Бул қатты, суйық хәм газ тәризли үш

фазаға диаграммадағы К, С хәм Г ҳәриплери менен белгиленген участкалар сәйкес келеди. Ал бөлип турыўшы сызықлар болса сәйкес еки фазаның тең салмақлық иймекликлери болып табылады. Ериў иймеклигиниң қыялығы әдетте денелер еригендеги кеңейиўге сәйкес келетуғындай етип көрсетилген (67-параграфты караңыз). Ериў заттың қысылыўы менен жүретуғын көп емес жағдайларда иймеклик басқа (қарама-карсы) тәрәпке қарай қыяланған.

Фазалық диаграммадан қызғанда қатты денелердиң газге айланыўы ушын суйық халдан өтиўиниң шәрт емес екенлиги көринип тур. Үшлик ноқаттан киши басымларда қыздырылғанда қатты денелер тиккелей газге айланады. Бундай фазалық өтиў *сублимация* (ямаса *возгонка*) деп аталады. Мысалы қатты көмир кислотасы атмосфералық басымда сублимацияға ушырайды. Себеби оның үшлик ноқатына $5,1 \text{ атм}$ басым (хәм $-56,6^\circ\text{C}$ температура) сәйкес келеди.

Суйықлық пенен газдиң тең салмақлық иймеклиги критикалық ноқатта тамам болады (9-сүүреттеги К ноқаты). Суйық хәм қатты фазалар арасындағы өтиў ушын критикалық ноқаттың бар болыўы мүмкин емес (бул 69-параграфта атап айтылды). Сонлықтан ериў иймеклиги бир ноқатта тоқтамайды, ал шексиз даўам ете береді.

Қатты денениң газ бенен тең салмақлық иймеклиги координата басына қарай кетеди (яғный температураның абсолют нолинде затлар қәлеген басымда қатты халда болады). Бул нәтийже классикалық механикаға тийкарланған температура хәққындағы көз-карастың тийкарында жатады. Усындай көз-қарас бойынша абсолют нолде атомлардың кинетикалық энергиялары нолге айланады (яғный атомлардың қозғалысы тоқтайды). Денениң тең салмақлық халы атомлардың жайласыўларына сәйкес келиўши тәсирлесіў энергиясы минимум болатуғын жағдай болып табылады. Бундай жайласыўлар тәртиплескен болыўы хәм базы бир кенисликлик пәнжерени пайда етиўи керек. Усы жағдай барлық денелердиң абсолют нолде кристаллық болыўының кереклигин аңғартады.



Бирақ тәбиятта бир жағдай усы қәдеге бағынбайды: гелий барлық температураларда да (абсолют нолге шекем салқынлатқанда да) суйық болып қалады. Гелийдиң фазалық

диаграммасы (He^4 изотопы үшін) 10-сұйық келтірілген (диаграммадағы пунктир сызықтың мәнісі 74-параграфта айтылады). Бұл жерде пайдаланылатын менен ерігіш ийемектіклерінің қаш жерде де кесіліспейтуғынлығын көреміз (яғни үшлік нүкте жоқ). Ерігіш ийемектігі ордината көшесін $p=25 \text{ атм}$ да кеседі. Бұл гелийді қатты қалға өткерігі үшін температураны абсолют нөлге жеткерігінің жеткілікті емес екенлігін, соның менен бірге басымды да кемінде 25 атм ға жеткерігінің зорлығын білдіреді.

Жоғарыда айтылғандардан гелийдің ұсындай қасиетінің классикалық көз-қараслар менен түсіндірігінің мүмкін емес екенлігі келіп шығады. Қажықатында бұл квантлық кубылыстар менен байланысты. 50-параграфта айтылғанындай квант механикасы бойынша атомлардың қозғалыстары абсолют нөлде де тоқтамайды. Ұсыған байланысты жоғарыда біз келген абсолют нөл температурадағы барлық заттардың қатты қалға айналыуының зорлығы жоғалады. Заттардың квантлық қасиеттері көпшілік жағдайларда тек төменгі температураларда көрінеді. Бұндай жағдайларда квантлық қасиеттер жыллылық қозғалыстары тәрепіннен жасырынып қала алмайды. Гелийден басқа барлық денелер бұндай қасиеттер көрінбестен бұрын қатты қалға өтеді. Тек гелий ғана «квантлық сұйықтық» болығы үлгереді. Сонлықтан оның қатты қалға өтіуі шарт емес. Бұл сұйықтықтың әдеттегідей емес басқа да қасиеттері қажында 124-параграфта және де айтылады.

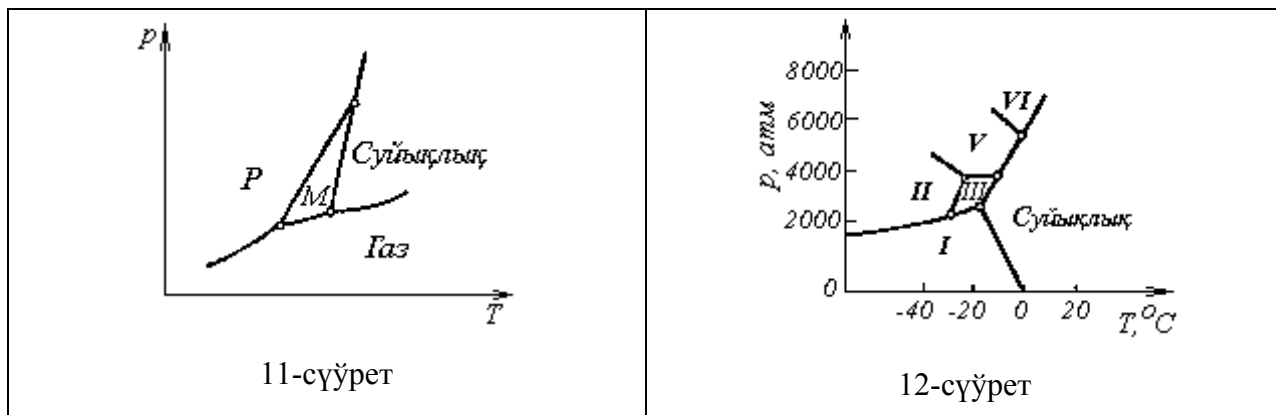
§ 73. Кристаллық модификациялар

Қатты қал обласының барлығы әдетте бір фаза болып табылмайды. Қар қылы басымдар менен температураларда зат қар қылы кристаллық қалларда тура алады. Бұл кристаллық қаллардың қар бірі өзіннің кристаллық қурылысына ие болады. Бұл қар қылы қаллардың өзлері заттың қар қылы фазалары болып табылады. Оларды *кристаллық модификациялар* деп атайды, ал заттың қар қылы модификацияларға ие болығы қасиеті қажында айтқанда *полиморфизм* сыпатында айтады.

Полиморфизм жүде кең тарқалған. Дерлік барлық заттар (элементтер, бирикпелер) бір неше модификацияға ие болады (элементтер жағдайында бұл модификациялар *аллотропиялық модификациялар* деп аталады). Ең белгілі мысалдар ретінде углеродтың (графит қам алмаз), күкірттің (ромбалық қам моноклиндік кристаллар пайда етіуші), кремнеземнің (кварц, тридимит, кристобалит сыяқты қар қылы минераллар) модификацияларын атап өтіуге болады.

Қар қылы фазалар сыяқты қар қылы модификациялар да бір бірі менен p, T диаграммадағы белгілі бір сызықтар бойынша тең салмақтықта тура алады. Ал бір

модификацияның екіншісине өтіуі (бұл өтіуі әдетте *полиморфлық айланыс* деп те аталады) жыллылықтың жутылуы ямаса шығарылуы менен әмелге асады. Мысалы α -темир деп аталыушы (көлемде орайласқан кублық пәнжерге ийе) темірдің γ -темирге (кублық қапталда орайласқан пәнжере) айланыуы атмосфералық басымда 910°C да шама менен 1600 дж/моль муғдарындағы жыллылықты жутыу менен әмелге асады.



11-сұүретте мысал ретінде күкірттің фазалық диаграммасы схема түрінде келтирилген. Р хәм М хәриплери жәрдеминде еки қатты фазаның (ромбалық әдеттеги сары күкірт хәм моноклинлик) орнықлы жасайтуғын областлары көрсетилген. Бул жерде биз үш үшлик ноқаттың бар екенлигин көремиз.

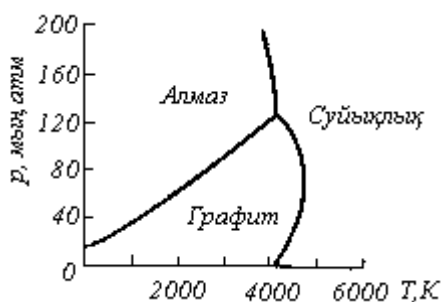
12-сұүретте суудың хал диаграммасы келтирилген. Муздың бес кристаллық модификациясы I, II, III, V, VI санлары менен белгиленген. Әдеттеги музға I областы сәйкес келеди, басқа модификациялар мыңлаған атмосфера басымында алынады. Пуудың областы соншама киши басымларға сәйкес келгенликтен сұүретте көрсетилмей қалған.

Хәр кыйлы кристаллық модификациялар арасындағы фазалық өтіулер ушын метастабиллик халлардың аңсат пайда болыуы характерли. Пуұ менен сұйықтың аса қызыуы ямаса аса салқынлауын әмелге асыруу ушын тәжірийбениң жүдә пұқталық пенен өткерилиуі шәрт. Ал қатты халда болса фазалық өтіуді «кешиктириу» хәм кристаллық модификацияларды олар ушын сәйкес келмейтуғын шараятларда услап турыу аңсат әмелге асырылады. Бул жағдайды түсиниу аңсат: кристаллардығы атомлардың тығыз жайласыуы хәм олардың жыллылық қозғалысларының киши тербелислер менен шеклениуі пәнжерениң бир модификациядан екенишісине өтіуине тосқынлық жасайды. Температура көтерілгенде жыллылық тербелислери күшейип, бундай өтіулерди тезлестиреди.

Усы айтылғанларға байланысly қатты денениң поликристаллық қурылысының да (монокристаллық қурылыска салыстырғанда) тұрақлы емес (метастабиллик) болып табылатуғынлығын еске алып кетемиз. Сонлықтан қыздырғанда майда кристаллық дене копшилик жағдайларда бир кристаллардың екінши кристаллар есабынан өсиуінің

салдарынан ири кристаллық денеге айланады (бул кубылысты *рекристаллизация* деп атайды). Денениң аморфлык халы да метастабиллик болып есаплана алады; жүдә ески шийшелердің гүңгиртлениуі өзинен-өзи жүретуғын кристалланыудың ақыбети болып табылады.

Ески фазада жаңа фазаның киши областлары бар болса (бундай областлар жаңа фазаның зародышлары болып есапланады) полиморфлык фазалық өтиў аңсатласады. Бул жағдайды демонстрациялаўшы мысал ретинде әдеттеги (тетрагоналык курылысқа ийе) ақ қалайының унтақ сур қалайыға (кублык пәнжереге ийе модификация) айланыуын атап өтиўге болады. Атмосфера басымында бул еки модификация 18°C да тең салмақлықта турады. Бул температурадан жоқары температураларда ақ, ал киши температураларда сур қалайы орныклы. Бирақ ақ қалайы сууықта да жасай алады, ал оған сур модификацияның кишкене киши дәнешеси қосылса дәрхәл сур қалайыға айланып унталып кетеди.



13-сүүрет

Пәнжерениң кайтадан курылыуы төменги температураларда кыйыншылык пенен жүретуғын болғанлықтан бул жағдай төменги температураларда орныклы фаза болып табылмайтуғын модификациялардың жасауына алып келеди. Бундай модификациялар затлардың орныклы халларын тәриплейтуғын фазалық диаграммада пүткиллей болмайды. Мысалы бундай жағдай полаттың *закалка* процессинде айқын көринеди. γ -темирдеги углеродтың қатты еритпеси (аустенит деп аталыушы) углеродтың муғдарына байланыслы тек $700-900^{\circ}\text{C}$ температураларда орныклы. Ал төменирек температураларда аустениттің ыдырауы керек. Бирақ аустенитти тез салқынлатса (бул *закалка* деп аталады) металлда оғада қатты болған жаңа фазаның ийне тәризли кристаллары пайда болады (бул *мартенсит* деп аталады хәм тетрагоналык пәнжереге ийе). Бул «аралықлык» фаза барлык ўақытта да метастабил болып әсте-ақырынлык пенен $250-300^{\circ}\text{C}$ ға шекем қыздырғанда ыдырайды (бул *отпуск* деп аталады).

13-сүүретте углеродтың фазалық диаграммасы келтирилген (газ тәризли фаза сүүретте қабыл етилген масштабларда сезилмейтуғын киши басымлар областында жатады). Бул сүүретте әдеттеги басымлар менен температураларда графиттің орныклы модификация екенлиги көринип тур. Бирақ усыған қарамастан графит те, алмаз да

әдеттегі шараятларда орнықты кристаллар сыпатында жасайды. Бул усы еки кристалдың қурылыстарының айырмасының үлкенлигинде болып табылады. Сонлықтан графиттің алмазға ямаса алмаздың графитке айланыуы үшін кристаллық қурылыс үлкен қайта қурыуға ушырауы керек (алмаздың тығызлығының графиттің тығызлығынан 1,5 есе үлкен екенлиги характерли). Бирақ жоқары температураларға қыздарғанда алмаз графитке айланады: 1700 К дан жоқары температураларда алмаз унтақ графитке тез айланады (жанып кетпеуі үшін қыздыруды вакуумде әмелге асырады). Диаграммадан графиттің алмазға айланыуының тек жүдә үлкен басымларда әмелге асыуының мүмкин екенлиги көринип тур. Алмаздың орнықтылық областы 10 000 *атм* нан жоқары басымларды жатады. Соның менен бирге процесстің тез жүриуі үшін жоқары температуралар да керек. Хәқыйқатында графиттің алмазға айланыу процесси 50 000-100 000 *атм* басымларда хәм 1500-3000 К температураларда жүреди. Кала берсе усы процесстің жүриуі үшін металл катализатор да керек болады. Графиттің өзинен-өзи алмазға айланыуы шама менен 130 000 *атм* басымда хәм 3300 К ден жоқары температураларда бақланған. Бундай жағдайда биз графиттің тек ғана орнықты областының сыртында емес, ал метастабиллик областының да сыртында (яғный графиттің пүткиллей орнықты емес областында) турамыз.

§ 74. Екинши әулад фазалық өтиулері

Биз жоқарыда хәр қыйлы симметрияға ийе фазалар арасындағы өтиудің суйықлықлар менен газлердегидей үзликсиз жүзеге келиуінің мүмкин емес екенлигин көрдик. Хәр бир халда дене биринши ямаса екинши симметрияға ийе болып, биз барлық ўақытта да оның қайсы фазада екенлигин айта аламыз.

Хәр қыйлы кристаллық модификациялар арасындағы өтиу әдетте фазалық өтиу менен жүреди. Фазалық өтиу ўақтында кристаллық пәнжерениң секирмели қайтадан дүзилиуі орын алады хәм денениң халы да секирмели өзгереді. Бирақ усындай секирмели өтиулер менен бир қатар симметрияның өзгеріуі менен жүретуғын басқа типтегі өтиулер де орын алады.

Денелердің кристаллық структурасының деталларына қатнасы бойынша бундай өтиулердің реаллық мысаллары салыстырмалы курамалы. Сонлықтан бул өтиулердің тәбиятын түсиндириу үшін қыялымызда мысал келтиремиз.

Төменги температураларда тетрагоналлық қурылысқа ийе болған денени көз алдымызға келтирейик. Бундай дене ултаны квадрат болған туўры мүйешли параллелопипедлерден турады. Квадраттың тәрепи *a* хәм бийиклиги *c* арасындағы айырма

үлкен емес деп есаплаймыз (яғный кристалл тетрагоналлық болса да оның пәнжереси кублық пәнжереге жақын). Және жыллылық кеңейіуі барысында a кабырғасы c кабырғасынан тезирек үлкейетуғын болсын. Бундай жағдайларда температураның өсиуі менен элементар параллелопипедтің тәреплеринің узынлықтары бир бирине жақынлайды хәм белгили бир температурада бирдей болып қалады. Қыздырыұды даўам етсек барлық үш кабырға бирдей болып узарады хәм өз-ара тең болып қалады деп есаплаймыз. $a=c$ теңлиги орынланыұдан пәнжерениң симметриясы дәрхәл өзгереді хәм тетрагоналлықтан кублыққа айланады. Бундай жағдайда биз заттың басқа модификациясын аламыз.

Биз көрген мысалда денениң халының секирмели өзгеріуі орын алмайды. Кристалдағы атомлардың орынлары үзликсиз өзгереді. Бирақ кублық симметрияға ийе пәнжередеги атомның қәлеген киши аралыққа жылысыұы (температура кери бағытта өзгергенде) пәнжерениң симметриясының өзгеріуі ушын толық жеткилики. Пәнжерениң барлық үш кабырғасы өз-ара тең болса пәнжере кублық болып қалады. Бирақ a менен c арасындағы оғада киши айырманың пайда болыұы пәнжерени тетрагонал пәнжереге айландырады.

Усындай жоллар менен бир кристаллық модификацияның екинши модификацияға өтиуі *екинши әўлад фазалық* өтиуі деп аталады. Ал әдеттеги фазалық өтиўлер *биринши әўлад фазалық* өтиўлері деп аталады².

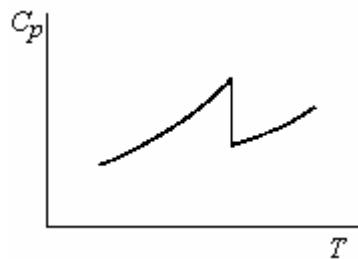
Солай етип екинши әўлад фазалық өтиўлерде денениң халы үзликсиз өзгереді екен хәм усы көз-қараста екинши әўлад фазалық өтиўлерин үзликсиз деп айтамыз. Бирақ кристалдың симметриясы секирмели өзгереді хәм усыған байланыслы кристалдың кайсы фазаға тийисли екенлигин барлық ўақытта да айта аламыз. Биринши әўлад фазалық өтиуі ноқатында дене хәр кыйлы еки халларды тең салмақлықта тура алады, ал екинши әўлад фазалық өтиуі ноқатында еки фазаның халлары бирдей болады.

Екинши әўлад фазалық өтиўинде халдың өзгерисиниң секириўиниң орын алмаўы денениң жыллылық халын характерлеўши шамалардың да секирмели өзгеріўин болдырмайды (көлеми, ишки энергиясы, жыллылық функциясы х.т.б.). Усының салдарынан бундай өтиўде жыллылықтың шығарылыұы ямаса жутылыұы болмайды.

Усы айтылғанлар менен бир катарда өтиў ноқатында сол шамалардың температураға ғәрезлилиги секирмели өзгереді. Жоқарыда келтирилген мысалда егер пәнжерениң

² Жоқарыда тәрипленген мысал толығы менен қиялымыздағы мысал емес. Усындай өзгерислерге уксас өзгерислер барий титанаты ($BaTiO_3$) кристаллында орын алады. Өжире температураларында оның пәнжереси тетрагоналлық курылысқа ийе. a хәм c лар бир биринен 1 % ке айрылады. Температура жоқарылағанда a ның узынлығы артады, ал c киширейеді. $120^{\circ}C$ да кублық модификацияға фазалық өтиў бақланады. Бирақ реал жағдайда өтиў ноқатында a менен c бәри бир секирмели өзгереді. Сонлықтан өтиў биринши әўлад фазалық өтиуі болып табылады.

көлеминің улыұмалық өзгерісі (кристалл кублық симметрияға ийе болғанда) ямаса қыздырылғанда қуышшалардың формасы деформацияланатуғын болғанда (тетрагоналық симметрияда қуышшалардың бийіклигі менен ұлтанының тәрәпинің хәр қыйлы болып өзгерісі) кристалдың жыллылықта кеңейіуі хәр қыйлы болады. Тап сол сыяқлы ұсындай шараятлардағы бирдей қыздырыу ұшын зәрұр болған жыллылық мұғдары да хәр қыйлы болады.



14-сұұрет.

Бұл айтылғанлардың барлығы да екінші әулад фазалық өтиуі ноқатында дененің жыллылық харақтеристикаларынан алынған туұындылардың секирмели өзгеретуғынлығын билдиреди: $\left(\frac{dV}{dT}\right)_p$ туұындысы, яғный дененің жыллылықта кеңейіуі коэффициенті, $\left(\frac{dW}{dT}\right)_p$ туұындысы, яғный дененің жыллылық сыйымлығы C_p секирмели өзгереді х.т.б.

Усы секириулердің бар екенлігі жыллылық өлшеулерінде көринетуғын екінші әулад фазалық өтиулерінің харақтерлі қасиетлерінен болып табылады. 14-сұұретте жыллылық сыйымлығының температураға ғәрәзлілігі көп ұшырасатуғын мысал ретінде келтирилген: жыллылық сыйымлығының кем-кемнен үзликсіз түрдегі өсиуі секириу менен болатуғын киширейіу менен үзіліске түседі хәм буннан кейін жыллылық сыйымлығы қайтадан өсе баслайды.

Екінші әулад фазалық өтиулерінде жыллылық шамаларынан басым бойынша алынған туұындылар да секирмели өзгереді. Мысалы дененің қысылғышлығы $\left(\frac{dV}{dp}\right)_T$ туұындысы да секирип өзгереді.

Кеулимиздегі екінші әулад фазалық өтиуіне қайта келеміз хәм бундай өтиудегі симметрияның өзгеріуінің төмендегідей қасиетін атап өтеміз: кублық модификацияның пәнжересі тетрагоналық модификацияның барлық симметрия элементлеріне, соның менен бирге басқа да симметрия элементлеріне ийе болады. Бундай мәністе биреуінің симметриясы жоқары болған фазадан симметриясы төмен

болған фазаға өтеді деп айта аламыз. Ғақыйқатында бул қасийет улыўмалық характерге ийе болып, екнши әўлад фазалық өтиўлериниң барлығына да тийисли.

Бул жағдай екнши әўлад фазалық өтиўлери ушын шек те қояды (ғақыйқатында тек жалғыз шек емес). Мысалы кублық ҳәм гексагоналлық системалар арасындағы өтиўдин болыўы мүмкин емес: бул симметриялардың биреўиниң екншисинен үлкенлиги ҳаққында ҳеш нәрсе айтыў мүмкин емес (бириншисинедә екншисинде жоқ 4-тәртипли симметрия көшери бар, бирақ 6-тәртипли симметрия көшерине ийе емес).

Кристал менен суйықлық арасында екнши тәртипли фазалық өтиўиниң мүмкин емес екенлигин де көрсетиў мүмкин.

Екнши әўлад фазалық өтиўиндеги жыллылық сыйымлылығының өзгериў бағыты симметрияның өзгериў бағыты менен байланыслы: жыллылық сыйымлылығы төмен симметриялы фазадан жоқары симметриялы фазаға өткенде киширейеди. Көпшилик жағдайларда жоқары симметриялы фаза жоқары температуралы фаза болып табылады ҳәм бундай жағдайда жыллылық сыйымлылығының өзгерииси 14-сүўретте көрсетилгендей түрге ийе болады. Бирақ фазалардың бундай температуралық избе-излигиниң орын алыўы шәрт емес. Мысалы сегнет дузы $[\text{NaK}(\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6) \cdot 4\text{H}_2\text{O}]$ еки фазалық өтиў ноқатына ийе (-18°C ҳәм 23°C температураларда). Усы ноқатлар ишинде бул кристал моноклинлик системаға киреди, ал усы ноқатлардың сыртында сегнет дузы ромбалық кристал болып табылады. 23°C дағы температура жоқарылағандағы фазалық өтиў симметрияның жоқарылаўы менен, бирақ төменги ноқат арқалы өтиў симметрияның тап сондай төменлеўи менен байланыслы.

Биз жоқарыда әдеттеги фазалық өтиўлердин аса кыздырыў ямаса аса салкынлатыў менен жүретуғынлығын айттық. Бул бир фаза орнықлы шараятларда екнши фазаның метастабил түрде жасаўының даўам етиўине көринеди. Бул қубылыслардың тәбияты жаңа фаза өсетуғын орайлардың зәрүрлигинде болып табылады. Екнши әўлад фазалық өтиўлеринде болса бундай зәрүрлик жоғалады, бундай өтиўде бир фаза екншисине үзликсиз түрде тутасы менен өтеди. Бул жоқарыда келтирилген мысалда айқын көринеди: бунда өтиў жыллылық кенейиўиндеги атомлардың жалысыўларының характериниң өзгериўине алып келинди.

Екнши әўлад фазалық өтиўлери тек ғана кристаллық модификациялар арасындағы өтиўлер менен таўысылмайды. Бирақ бундай өтиў барлық ўақытта да ҳал үзликсиз түрде өзгергенде денеде қандай да бир қасийетлердин пайда болыўы менен байланыслы. Бул симметрияның қандай да баска бир қасийети болыўы мүмкин (заттың магнитлик қасийетлери менен байланыслы болған), сонын менен бирге бул аса өткизгишликтиң (электрлик қарсылықтың жоғалыўы) пайда болыўы болып та табылады.

Ең ақырында сұйық гелийдегі 2,2 К деги өзине тән екінші әулад фазалық өтіуді атап өтеміз. Бұл өтіуде сұйықлық сұйықлық болып қалады, бірақ пүткиллей басқа қасиетлерге ийе болады (124-параграфты қараңыз). 10-сүўретте келтирилген гелийдиң хал диаграммасындағы пунктир сызық гелий I хәм гелий II деп аталатуғын усы еки фазаның жасаў областларын бөлип турады.

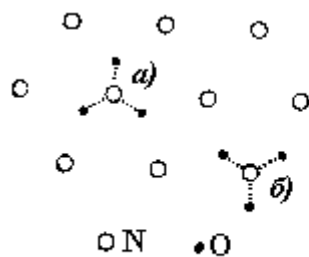
§ 75. Кристаллардың тәртиплескенлиги

47-параграфта қаралған кристаллық структураларда хәр бир атом белгили бир орынларда жайласқан болып, пәнжерениң хәр бир түйининде қандый да бир атом турады. Хәр бир түрге тийисли атомлар ушын кристаллық пәнжеререде қанша орын ажыратылған болса, кристалда соншама атом болады деп есаплаўға болады.

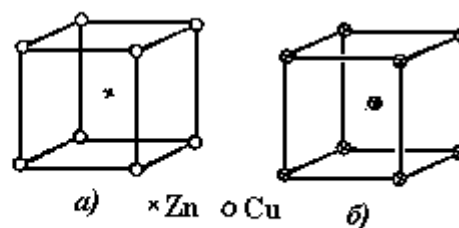
Бирақ бундай қасиетлерге ийе болмайтуғын да структуралар болады. Мысалы натрий силитрасы NaNO_3 тиң структурасы усындай. Оның деталларын терең талқыламай, мыналарды атап өтеміз: бул кристалда NO_3 топары қатламларды пайда етеди, N атомлары дурыс үш мүйешликлердиң төбелеринде жайласады, ал O атомлары болса *a* ямаса *b* аўхалларын ийелеп (15-сүўрет) N атомларының дөгерегинде жайласады. NO_3 топарларының усындай еки ориентациясының болыўы O атомлары турыўы мүмкин болған орынларының санының бундай атомлардың санынан еки есе көп екенлигин билдиреди.

Жеткиликли төмен температураларда кислород атомлары анық бир орынларды ийелейди. Бундай кристал *тәртиплескен кристал* деп аталады (хәр бир қатламда барлық NO_3 топарлары бирдей ориентацияға ийе болады, қала берсе *a* ориентациясына ийе болған қатламлар *b* типиндеги қатламлар менен гезеклеседи).

Бирақ температура жоқарылағанда тәртип бузылады: өзиниң «дурыс» орынларын ийелеген NO_3 топарлары этирапында «басқа» орынларды ийелеген дурыс емес ориентациядағы топарлар пайда болады.



15-сүўрет



16-сүўрет

«Тәртіплесіу» дәрежесінің төменлеуі менен (яғный «дурыс емес» бағытланған NO_3 топарларының көбейуі менен) 275°C да «өзінің» хәм «басқаның» ориентациясы пүткиллей араласып кеткен момент жүзеге келеди: NO_3 топарларының хәр бири бирдей итималлықта биринши ямаса екінши аўхалда турған болып шығады. Бундай халдағы кристалды «*тәртіплеспеген*» деп атайды. NO_3 тиң барлық катламлары кристаллографиялық жақтан бир бирине эквивалент болып симметрияның өзгериси (жоқарылауы) орын алады.

Кристаллардың тәртіплесіу қубылысы қуймаларда кеңнен тарқалған. Мысалы латун кристаллары (CuZn қуймасы) төменги температураларда кублық пәнжереги ийе болады (Cu атомлары кублық қуышаның төбелерінде, Zn атомлары ортасында, 16-а сүўрет). Бундай структура толық тәртіплескен кристалға сәйкес келеди. Бирақ Cu хәм Zn атомлары бир бири менен орынларын алмастырыуы мүмкин. Бундай мәнисте кристалдағы хәр бир атом ушын арналған орынлар саны атомлары санынан көп деп айтыуға болады. Темперура жоқарылаған сайын «дурыс емес» жайласқан атомлардың саны артады хәм 450°C да толық тәртіпсизлик орын алады: хәр бир түйінде бирдей итималлықта Cu ямаса Zn атомын табыуға болады (яғный барлық түйинлер эквивалент болады, 16-б сүўрет). Усы температурада кристалдың симметриясы өзгереді: оның Бравэ пәнжереси эпийайы кублық пәнжеренен көлемде орайласқан пәнжереге айланады.

Жоқарыда қаралған еки мысалда да тәртіпсиз халға өтиу екінши әўлад фазалық өтиу жолы менен әмелге асады. Белгили бир температурада толық жоғалғанша тартиплилик дәрежеси үзликсиз кемейеди. Сол температура фазалық өтиу ноқаты болып табылады.

Бирақ тәртіпсиз халға өтиудің усындай усылы бирден бир қәде болып табылмайды: бундай өтиу әдеттеги фазалық өтиулердегидей секирмели түрде де әмелге асыуы мүмкин. Бундай жағдайларда кристалдағы атомлардың тәртіплескен орналасыулары температура жоқарылағанда дәслеп киши дәрежеде бузылады, ал белгили бир температурада кристал секирмели түрде атомлары араласып кеткен толық тәртіпсиз халға өтеди. Мысалы, усындай өтиу Cu_3Au қуймасында 390°C да бақланады. Оның тәртіпсиз фазасында Cu менен Au атомлары қапталда орайласқан пәнжерениң барлық түйинлери бойынша араласып жайласқан, ал тәртіплескен фазада Au атомлары қуышаның төбелеріндеги, ал Cu атомлары қапталларының орайларындағы орынларды ийелейди.

§ 75. Суйық кристаллар

Затлар кристаллық хәм изотроп суйық халлардан басқа *суйық кристаллық* деп аталатуғын халда да бола алады. Өзинің механикалық қәсийетлери бойынша затлар бул

халда суйықлыққа ұқсас: олар аққышлық қасиетке ийе, қала берсе суйық кристаллар арасында жеңіл қозғалатуғын (киши жабысқақлыққа ийе) хәм аўыр қозғалатуғынлары да (үлкен жабысқақлыққа ийе) бар. Соның менен бир ўақытта бул суйықлықлар әдеттеги суйықлықлардан анизотропиясы менен айрылады. Анизотропия оптикалық қасиетлерде айқын көринеди.

Суйық кристаллық хал узын формаға ийе үлкен молекулалары бар қурамалы органикалық затларда бақланады. Олардың ушырасыўы онша сийрек емес: хәр бир еки жүзинши органикалық зат суйық кристалды пайда етеди.

Көринип турғанындай суйық кристаллық халдың физикалық тәбияты төмендегидей. Әдеттеги суйықлықта молекулалардың бир бирине салыстырғандағы орналасыўы хәм ориентациялары пүткиллей хаотик. Басқа сөз бенен айтқанда молекулалар өзлеринин жыллылық қозғалысында хаотик илгерилемели қозғалғанындай хаотик айланбалы да қозғалады. Ал суйық кристалларда болса молекулалар тутасы менен кеңисликте тәртипсиз жайласатуғын болса да, олардың өз-ара ориентациясы тәртиплескен болады. Басқа сөз бенен айтқанда молекулалардың тек жыллылық илгерилемели қозғалыслары тәртипсиз, ал олардың айланыўлары тәртиплескен. Бундай структураны эпийайы хәм көргизбели түрде таяқша тәризли молекулалардан турады деп қараўға болады. Бундай молекулалар бир бирине салыстырғанда ықтыярлы, бирақ бир бирине параллел түрде жайласады. Бундай молекулаларда илгерлемели қозғалыс мүмкиншилиги болғанлықтан зат суйықлыққа тән болған аққышлық қасиетине ийе болады. Молекулалардың тәртиплескен ориентациясы болса заттың анизотропиясын тәмийинлейди. Сонлықтан заттың қасиетлери таяқша тәризли молекулалардың ориентациясы бағытында басқа бағытларға қарағанда басқаша болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли.

Әдетте затлар суйық кристаллық халда «монокристал» болып табылмайды, ал бир бирине салыстырғанда хәр қыйлы болып ориентацияланған тамшы тәризли суйық кристаллардан туратуғын «поликристаллық» агрегат болып табылады. Усының себебинен суйық кристаллық зат әдеттеги жағдайларда гүңгирт түрге ийе болады. Бул хәр қыйлы тамшылардың шегараларында жақтылықтың тәртипсиз шашыраўының салдарынан жүзеге келеди. Базы бир жағдайларда күшли электр ямаса магнит маданларының тәсиринде барлық тамшылардың бирдей ориентацияға келиўин болдырыў мүмкин. Нәтийжеде мөлдир суйық «монокристал» алынады.

Егер суйық кристалды бул кристал араласпайтуғын қандай да бир суйықлыққа қуйсақ, онда айырым суйық кристаллық тамшылар базы бир жағдайларда сфералық, базы бир жағдайларда айқын көринип туратуғын мүйешлери хәм тәреплери бар реңли көп мүйешликлердин формаларындай формаларға ийе болады.

Сұйық кристаллық халда жасай алатуғын заттар әдеттегідей қатты кристаллық хәм изотроплық сұйық фазаларға да ийе болады. Бундай жағдайлардағы фазалардың пайда болуының избе-излиги мынадай: төменгі температураларда зат қатты кристаллық халда болады, температура жоқарылағанда зат сұйық кристаллық халға өтеди, ал температураның буннан кейингі жоқарылауында әдеттегі сұйықтық пайда болады. Көп заттар бир неше сұйық кристаллық модификацияларда тура алады. Басқа фазалық өтиулердей сұйық кристаллық фазалардың бир бирине ямаса басқа фазаларға өтиуі анық бир температураларда жыллылықтың жутылуы ямаса шығарылуы менен жүреді.

Х БАП

ЕРИТПЕЛЕР

§ 77. Ериушилик

Еритпе деп айтқанда еки ямаса бир неше заттардың усы заттардың молекулалар қәдіндегі араласпасын түсінеди. Бундай жағдайларда хәр қыйлы заттардың араласпадағы салыстырмалы муғдары кең шеклерде өзгеріуі мүмкін. Егер араласпадағы базы бир заттың муғдары басқа заттардың муғдарынан көп болса, онда сол затты ериткиш, ал қалған заттарды ериген заттар деп атаймыз.

Еритпенің курамы концентрация менен тәрипленеди. Концентрация аралыспадағы заттардың муғдарлары арасындағы қатнасқа тең (араласпаның кураушысы ямаса компонентасы деп те атайды) хәм оның хәр қыйлы усыллар менен анықланыуы мүмкін. Физикалық көз-қарастан ең көргизбелірегі молекулалар санлары арасындағы қатнас болған моллик концентрация болып табылады (ямаса моллерде алынған муғдарлар арасындағы қатнас). Соның менен бирге салмақтық, көлемлик хәм басқа да қатнастардан да пайдаланады.

Ериу процессі жыллылықтың шығарылуы ямаса жутылуы менен жүреді. Бул жыллылықтың муғдары ериген заттың да, еритиушинің де муғдарына байланыслы.

Ериу жыллылығы деп заттың бир грамм-молекуласы үлкен муғдардағы ериткиште (ериуши заттың ендигі грамм-молекуласы еригенде жыллылық эффектінің өзгермеуі керек) еригендегі бөлип шығарылған ямаса жутылған жыллылықтың муғдарына айтамыз. Масылы күкирт кислотасының (H_2SO_4) суудағы ериу жыллылығы $+75\,000\,дж$ (плюс белгиси жыллылықтың бөлиніп шығатуғынлығын аңлатады), нашатырдың (NH_4Cl) ериу

жыллылығы $-16\,500\text{ дж}$ ға (минус белгиси жыллылықтың жутылатуғынлығын аңлатады) тең.

Еки заттың бир биринде еригишлиги әдетте белгили бир шеклерге ийе: еритиўшиниң берилген муғдарында тек белгили бир муғдардан көп болмаған ериўши заттың ериўи мүмкин. Ериўши заттың муғдары ең көп болған еритпе *тойынған еритпе* деп аталады. Егер усындай еритпеге заттың базы бир муғдарын және қоссақ, онда ол еримейди. Сонлықтан тойынған еритпени таза ериўши зат пенен жыллылық тең салмақлығында турған еритпе деп атаўға болады.

Тойынған еритпениң концентрациясы берилген заттың берилген ериткиштеги ериў қәбилетлилигин тәриплейди, оны берилген заттың *еригишлиги* деп те атайды.

Улыўма айтқанда еригишлик температураға ғәрезли. Ле Шаталье принципи бул ғәрезлиликтің бағытын ериў жыллылығының белгиси менен байланыстырыўға мүмкиншилик береді.

Мейли ериў жыллылықтың жутылыўы менен жүрсин (мысалы суўдағы нашатырдың ериўи). Еле еримеген нашатыр менен тең салмақлықта турған нашатырдың еритпесине ийе болайық. Егер бул системаны қыздырсақ, ол тең салмақлық ҳалынан шығады. Бундай жағдайда системада усы системаны тең салмақлық ҳалдан шығарыўға бағдарланған процесслер басланады (қыздырыў). Бундай жағдайда нашатырдың еригишлиги жыллылықтың жутылыўы менен қосымша еригишликтің пайда болатуғыныдай болып үлкейеди.

Солай етип, егер ериў жыллылықтың жутылыўы менен жүретуғын болса, онда еригишлик температураның өсиўи менен жоқарылайды. Керисинше, егер еригенде жыллылық жутылатуғын болса, онда температураның жоқарылаўы еригишликти кемейтеди.

Газдың суйықлықтағы ериўи әдетте көлемниң киширейиўи менен жүреді: ериптениң көлеми ериткиш пенен ериўши газдың дәлепки көлемлеринен әдеўир киши болады (мысалы азот молекулаларының бир моли көп муғдардағы суўда өжире температураларында хәм атмосфералық басымларда еригенде бул суйықлықтың көлеминиң 40 см^3 қа ғана үлкейиўине алып келеді, ал ериген газдың көлеми болса $22\,400\text{ см}^3$ қа тең). Ле Шаталье принципи бойынша басымның өсиўи менен (берилген температурада) суйықлықтың бетинде турған газдың суйықлықтағы еригишлиги үлкейеди.

Газдың еригишлигиниң оның басымына ғәрезлилигиниң характерин газдың аззи еритпелери ушын аңсат табыўға болады [Аззи (ямаса суйылтылған) еритпе деп еритилген заттың молекулаларының саны ериткиштиң молекулаларының санына салыстырғанда

киши болған жағдайларда айтады]. Бундай жағдайлардағы газ бенен оның тойынған еритпеси арасындағы жыллылық тең салмақтығы өзіннің молекулалық тәбияты бойынша *қозғалмалы* характерге ийе болатуғынлығынан пайдаланамыз. Бул тең салмақтық орнағаннан кейин де газдің еритпеге ямаса қарама-карсы бағыттағы өтиіуинің сақланып қалатуғынлығын билдиреди. Бирақ газден еритпеге (1 сек ўакыт ишиндеги) еритпеге хәм еритпеден газге өтетуғын молекулалардың муғдары бирдей болады. Суйықтыққа келип ерийтуғын газ молекулаларының саны (1 сек ўакыт ишиндеги) газ молекулаларының суйықтық бетине келип урылыяының жийилигине пропорционал болады. Өз гезегинде бул сан (берилген температурадағы) газдің тығызлығына хәм сонлықтан басымына пропорционал. Тап сол сыяқты еритпени таслап кететуғын газ молекулаларының саны оның концентрациясына пропорционал. Сонлықтан еки санның таңлигинен тойынған еритпениң концентрациясының (яғный газдің еригишлигинің) еритпе үстиндеги газдың басымына пропорционал екенлиги келип шығады (*Генри нызамы*).

Бул нызамның тек эззи еритплер ушын ғана дурыс екенлигин умытпаў керек (қарама-карсы жағдайларда жоқарыда кетлирилген таллаўымыз дурыс емес болып шығады: еритпадаги молекулалардың бир бири менен тәсирлесиўинің салдарынан еритпени таслап кетип атырған молекулалардың санын концентрацияға пропорционал деп айтыўға болмайды). Сонлықтан (мысалы) Генри нызамы суўда жаман ерийтуғын кислород пенен азот ушын дурыс, ал суўда жақсы ерийтуғын углекислота менен аммиак ушын дулыс болмайды.

Басым көпшилик жағдайларда газлер еригенде жыллылық бөлинип шығады. Бул молекулалар эззи тәсирлесетуғын областтан (газден) ериткиш молекулалары менен күшли тәсирлесиў орын алатуғын орталыққа өтиіуинің тәбийий нәтийжеси болып табылады. Усыған байланысly газлердің суйықтықлардағы еригиншлиги (берилген басымда) температураның жоқарылаўы менен төменлейди.

§ 78. Суйықтықлардың араласыпалары

Молекулалары арасындағы тәсирлесиўлер жүдә эззи болатуғындай дәрежеде сийреклескен затлар бир бири менен еркин араласады. Бундай жағдай орын алғанлықтан барлық газлер бир бири менен қәлеген муғдарда араласады деп есаплаўға болады.

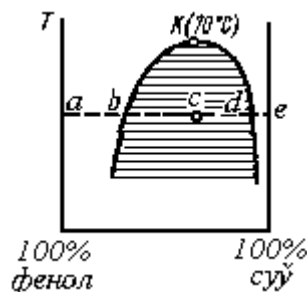
Суйықлақлар араласқанда болса хәр қыйлы жағдайлардың орны алыўы мүмкин. Бир бири менен қәлеген муғдарда араласытуғын суйықтықлар бар (мысалы спирт пенен суў). Басқа суйықтықлардың бири бири менен араласыўы хәр қыйлы дәрежелерде шекленген. Мысалы суў менен керосин бир бири менен пүткиллей араласпайды, өжире

температуралардында суўда эфирдин 8 % (салмағы бойынша) муғдарында ғана ерийди хәм басқалар.

Суйықлықлардың бир биринде ериў қасийетлерин диаграмманың жәрдемінде сәўлелендирген қолайлы. Бул жағдайда абсцисса көшерине араласпаның концентрациясы c (мысалы салмақлық процентлерде), ал ордината көшерине температура (егер бизди берилген температурадағы еригишликтиң басымға ғәрезлилиги қызықтыратуғын болса) қойылады.

1-сүўретте суў менен фенолдың (C_6H_5OH) араласпасы ушын усындай диаграмма келтирилген. Вертикаллық көшерлердин бири суўдың 0 процентине (яғный таза фенолға), екиншиси таза суўға сәйкес келеди.

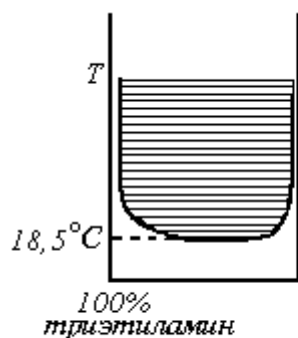
Диаграмманың штрихланбаған областларының барлық ноқатлары еки компонентаның бир текли араласпасына сәйкес келеди, ал штрихланған областты шеклеўши иймеклик болса, олардың араласыў шеклерин анықлайды. Мысалы, ае горизонталлық туўрысына сәйкес келиўши температурада b ноқаты суўдың фенолдағы ериўиниң шегине, ал d ноқаты фенолдың суўдағы ериўиниң шегине сәйкес келеди. Егер штрихланған областтың ишинде жатқан қандай да бир c ноқатына сәйкес келетуғындай етип суў менен фенолды араластырсақ, онда суйықлықтың еки қатламға айрылыўы орын алады. Бул қатламлардың бири екиншисиниң астында жатады (тығыздығы төменинде, тығызлығы төмени жоқарысында). Бир бири менен тең салмақлықта турған бул еки суйық қатлам хәр қыйлы еки фаза болып табылады. Олардың бириншиси суўдың фенолдағы тойынған еритпеси (b ноқаты менен сүўретленген), ал екиншиси фенолдың суўдағы тойынған еритпеси (d ноқаты) болып табылады. Бундай жағдайда да еки фазаның муғдарының рычаг қағыйдасы менен анықланатуғынлығын аңсат көрсетиўге болады (тап сондай жағдай 66-параграфта суйықлық хәм пуў ушын көрсетлген еди). Бул муғдарлардың шамасы cb хәм cd кесиндилериниң узынлығына кери пропорционал.



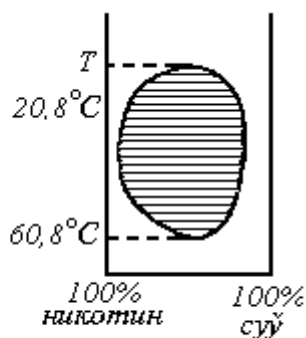
1-сүўрет

Егер температураның жоқарылаўы менен еки суйықлықтың бир биринде ериўи жоқарылайтуғын болса, онда олардың араласыўының шексиз үлкен болатуғын моменти жүзеге келеди. Бундай жағдай (мысалы) суў менен фенолда $70^{\circ}C$ дан жоқары

температурада басланады. Бундай температурада бул еки суйықлық бир биринде ықтыярлы түрде араласа алады. Температураның бул шегин *араласыўдың критикалық температурасы*, ал фазалық диаграммадағы сәйкес К ноқатын (1-сүўрет) *араласыўдың критикалық ноқаты* деп аталады. Бул ноқат өзиниң қәсийетлери менен суйықлық пенен газдиң тең салмақлығы ушын критикалық ноқатқа уқсас.



2-сүўрет



3-сүўрет

Критикалық ноқат еки суйықлықтың шекли араласыў областының ең төменги ноқаты болатуғын жағдайлар да орын алады. Усындай қәсийетке суў менен триэтиламин $[N(C_2H_5)_3]$ ийе. Бул еки суйықлық белгили бир критикалық ноқаттан төменги температураларда ғана ықтыярлы муғдарда араласады (2-сүўрет). Ал базы бир жағдайларда еки критикалық температура орын алады – жоқарыдағы хәм төменги. Бул еки ноқат арасында еки суйықлықтың бир биринде ериўи шекли. Усындай аўхалға мысал ретинде суў менен никотинниң араласпасын көрсетиў мүмкин (3-сүўрет).

§ 79. Қатты еритпелер

Базы бир затлар бир бири менен аралас кристалларды пайда етиў қәсийетине ийе. Бундай кристалларда биринши заттың да, екинши заттың да атомлары болады. Бундай аралас кристалларды *қатты еритпелер* деп атайды. Қатты еритпелерди пайда етиў қәбилетлилик әсиресе металлар (қуймалар) арасында жийи ушырасады.

Биз аралас кристалларды қатты еритпелер түрінде айтатуғын болсақ кристаллардың қурамының үлкен интервалларда өзгере алатуғынлығын нәзерде тутамыз. Усы өзгешелиги менен олар қурамы анық болған «химиялық бирикпелер» болып табылатуғын кристаллардан айрылады. Соның менен бирге қатты еритпениң кристаллық қурылысы оның қураўшыларының бириниң қурылысы менен байланысly, ал химиялық бирикпеге өзине тән қурылыс болады.

Қатты еритпелердиң басым көпшилиги *алмастырыў типине* жатады. Бундай еритпе кристаллық пәнжередеги бир заттың атомларын екинши заттың атомлары менен

алмасытырыу жолы менен алынады. Бундай алмастырыудың кристалға киритилетуғын заттың атомларының өлшемлери кристалдағы атомлардың өлшемлери менен шама менен бирдей болғанда мүмкин екенлиги тәбийий. Алмастырыу типіндеги еритпелерге металлық куймалардың көпшилиги киреди. Хәтте куйманың кураушылары арасындағы шексиз еригишлик аўхалы да орын алады (мысалы мыс пенен алтынның куймасы). Буның ушын еки кураушы да бирдей типтеги кристаллық пәнжереге ийе болыуы керек.

Аўмастырыу типіндеги қатты еритпелери тек элементлер тәрәпинен емес, ал химиялық бирикпелер менен де пайда етилиуи мүмкин. Бундай жағдайда бул кубылыс *изоморфизм* деп аталады. Бундай аралас кристалларда затлардың биреуиниң атомлары басқа бирикпенен курамына киретуғын атомлар тәрәпинен алмастырылған.

Қатты еритпениң пайда болыуы ушын еки бирикпениң де химиялық жакынлығының болыаы шәрт емес. Бирақ еки заттың да молекулалық курылысының бирдей типте болыуы керек. Сонлықтан химиялық жактан уқсас изоморф затлар (мысалы ZnSO_4 хәм MgSO_4) менен бир қатар химиялық жактан жүдә уқсас болмаған затлардың изоморфлық жуплары ушырасады: BaSO_4 хәм KMnO_4 , PbS хәм NaBr хәм басқалар.

Изоморфизм ушын молекулалық курылыстың бир типлиги менен бир қатар кристаллық пәнжерелердин бир типлиги менен олардың өлшемлериниң жакынлығы да зәрүрли. Өлшемлердин туткан орны KCl , KBr , KI бирикпелериниң мысалында айкын көринеди. Олардың барлығы да бирдей типтеги пәнжереге ийе (NaCl типіндеги), бирақ қоңысылас атомлар арасындағы қашықлықлар хәр қыйлы (сәйкес 3,14; 3,29 хәм 3,52 Å). KCl менен KBr дағы салыстырмалы үлкен емес айырманың орын алыуының салдарынан бул бирикпелер кәлеген курамдағы еритпени пайда ете алады. Ал KCl менен KI арасындағы үлкенирек айырма олардың бир биринде ериуине шек қояды. Өлшемлердеги оннан да үлкен айырма изоморфизмди пүткиллей болдырмайды.

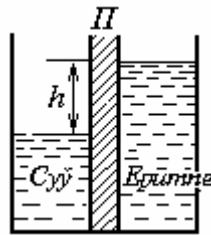
Қатты еритпелерден басқа типі *ендириу типіндеги* еритпелер болып табылады. Бунда йкристалларда ериген заттың атомлары еритиуши заттың атомлары арасына киреди хәм оларды жылыстырады. Басқа сөз бенен айтқанда олар таза ериткиште ийеленбеген орынларды ийелейди. Әлбетте бундай еритпелер ериуши заттың атомларының өлшемлери ериткиштиң атомларынан әдеуир киши болғанда ғана пайда болады.

Ендириу типіндеги қатты еритпелерди базы бир металларда водород, азот хәм углерод пайда етеди. Мысалы углерод жоқары температураларда γ-темир деп аталыушы кублық тығыз жайласқан темирдин модификациясында ерий алады. Алынған еритпедә (бул еритпени аустенит деп атайды) углерод атомлары темир атомлары кублық кутышалардың төбелеринде хәм қаптал бетлериниң орайында, ал ериген углерод атомлары болса кристаллық кутышалардың қабырғаларының ортасында жайласады.

Усындай орынлардың (қутышалардың қабырғаларының орталарының) 10 процентине шекем углерод атомлары менен толыуы мүмкін.

§ 80. Осмослық басым

Егер концентрациясы хәр қыйлы болған еки еритпе тесикшелери бар өткел арқалы бир биринен ажыратылған болса ериткиш те, ериген зат та усы өткел арқалы пүткиллей араласып кеткенше өтеди. Бирақ сайлап алыушылық қәсийетке ийе да өткеллер бар. Бундай өткеллер бир затты өткереди, ал екінши затты өткермейди. Бундай өткеллерди *ярым сиңиргичи* өткеллер деп атайды. Бундай өткеллерге өсимликлерден ямаса хайуанлардан алынатуғын перде тәризли материаллар, тесикшелеринде мыстың ферроцианиди $[\text{Cu}_2\text{Fe}(\text{CN})_6]$ пленкасы бар ылай ямаса фарфор хәм баскалар киреди. Олардың барлығы да сууды өткереди, ал басқа затларды ирkip қалады. Усындай өткел арқалы ериткиштин өтиуін *осмос* деп атайды.



4-сүүрет

Егер еки ыдыс (биреуінде таза суу еикншисинде қанттың суудағы еритпеси болсын) ярым өткизгичи өткел менен ажыратылған болса (4-сүүреттеги П) суу еритпе бар ыдысқа карай өте баслайды. Бул жағдай еритпенің өзине ериткишти тартып атырғанына сәйкес келеди. Бул қубылыс суу менен еритпенаң қәдилери арасында белгили бир айырма пайда болғанша дауам етеди.

Енди еки ыдыстағы басымлар бирдей болмайды. Енди еритпе бар ыдыста артық басым пайда болады. Бул артық басымды *осмослық басым* деп атайды.

Бул қубылыстың пайда болыуын аңсат түсиниуге болады. Ярым өткизгичи өткел арқалы тек суу өтетуғын болғанлықтан еки ыдыстағы суйықтықтың тең салмақлығы өткелдің еки тәрeпиндеги толық басымлардың теңлигин талап етпейди. Турпайы түрде айтқанда таза сууы бар ыдыстағы басым еритпе бар ыдыстағы суу тәрeпинен өткелге түсирилетуғын басымға тең болыуы керек. Демек бир ыдыстағы басым менен екінши ыдыстығы басымлар айырмасы тек ғана қант молекулалары тәрeпинен пайда етилетуғын басымға тең болады. Бул басым еритпенің осмослық басымы деп аталады.

Егер еритпе хэлсиз болса ериген заттың молекулалары бир биринен алыста жайласады хэм сонлықтан бир бири менен хэлсиз тәсир етиседи (бирақ ериткиштиң молекулалары менен тәсир етисетуғынлығы анык). Усыған байланыслы хэлсиз еритпелердеги ериген заттың молекулалары идеал газ молекулаларына уксас болады. Буннан идеал газ бенен хэлсиз еритпелер арасындагы бир қанша уксаслықлар көринеди.

Идеал газдың басымының $p=NkT/V$ формуласы менен анықланатуғынлығын билемиз. Хэлсиз еритпениң басымы $p_{осм}$ да соған сәйкес формула менен анықланады:

$$p_{осм} = \frac{nkT}{V}.$$

Бул жерде V аркалы еритпениң көлеми, n аркалы ериген заттың молекулалары саны белгиленген (Вант Гофф формуласы).

Қәлеген еритпениң осмослық басымының (берилген температура менен басымдағы) ериген бөлекшелердің саны менен анықланатуғынлығын, ал сол бөлекшелердің тәбиятына пүткиллей байланыссыз екенлигин атап өтемиз (идеал газдың басымының да оның тәбиятынан ғәрезсизлигиндей). Мысал ретинде төмендеги мағлыұматларды келтиремиз: концентрациясы $0,1 \text{ моль/л}$ болған еритпениң осмослық басымы $2,24 \text{ атм}$ ға тең. Ал теңиз суының да осмослық басымы шама менен $2,7 \text{ атм}$ ға тең.

Егер бир ериткиштеги бир неше заттың еритпесине ийе болсақ, онда жоқарыда айтылғанларға байланыслы бундай еритпениң осмослық басымы ериген затлардың молекулаларының улыұмалық саны менен анықланады. Басқа сөз бенен айтқанда бул жағдайдағы осмослық басым ериген затлардың хәр қайсысының «парциаллық» осмослық басымларының қосындысына тең болады (газлер ушын Дальтон нызамына уксас жағдай орын алады). Бул жағдайдың еригенде ериұши заттың молекулалары бөлеклерге ыдырағанда (диссоциация орын алатуғын болғанда) ғана орын алатуғынлығын атап өтемиз (бул қубылыс ҳақкында 89-90 параграфларда гәп етиледі). Бундай еритпениң осмослық басымы тек ғана ериген заттың муғарына ғана емес, ал оның молекулаларының қандай дәрежеде ыдырағанлығына да байланыслы.

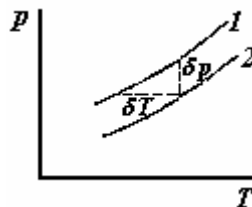
Хэлсиз еритпе менен идеал газ арасындағы уксаслық басқа да қубылысларды көринеди. Салмақ майданындағы ериген заттың молекулаларының бөлистирилиұи (тарқалыұи) 54-параграфтағы барометрлик формулаға сәйкес формула менен анықланады. Бул қубылысты аңсат бақлаұға болады. Бул жағдайда әдеттеги еритпениң орнына қандай да бир заттың суйықлық ишинде жүзип жүретуғын майда бөлекшелеринен туратуғын эмульсиядан пайдаланыұ керек. Бул жағдайдағы бөлекшелердің массалары айырым молекулардың массаларынан әдеұир үлкен болғанлықтан олардың концентрациясының бийикликке байланыслы өзгериұи барометрлик формулаға сәйкес анық көринеди хэм

бақлау үшін аңсат болады [Әлбетте бұндай жағдайда эмульсия бөлекшесінің массасының орнына Архимед нызамы бойынша сұйықтың қысып шығаруының салдарынан кемейген массаны қойу керек].

§ 81. Раул нызамы

Сұйықтық пуға айланатуын берілген басым үшін белгили бир температураның бар екенлигин биз билемиз (қайнау нокаты). Енди сұйықтықта қандай да бир ушпайтуын зат еритилген болсын (яғный ериткиш пуұланып кеткенде де ушпай калатуын зат, мысалы суұдағы қанттың еритпеси). Еритпениң қайнау нокаты таза ериткиштиң қайная нокатынан өзгеше болады екен (тап сондай басымдағы).

Ле Шаталье принципи бойынша еригенде қайнау нокаты жоқарылайды деп жуұмак шығару аңсат. Пуұы менен тең салмақтықта турған қанттың суұдағы еритпесин қараймыз. Еритпеге қанттың белгили бир муғдарын қосамыз. Еритпениң концентрациясы өзгереді хәм система тең салмақтық халдан шығады. Бул системада сыртқы тәсирди хәлсиретиуге қаратылған, яғный концентрациялы азайтуға қаратылған процесслердин басланыуы керек. Буның үшін пуұдың бир бөлиминің суұға концентрацияланыуы үшін қайнау температурасының жоқарылауы керек.



5-сүүрет

Диаграммада (p,T-диаграммада) еритпениң қайнау нокатының жоқарылауы былай аңлатылады: еритпениң қайнау иймеклиги (5-сүүреттеги 2-иймеклик) таза ериткиштиң пуұланыу иймеклиги 1 ден оң тәрепке қарай бираз ауысқан болады. Бирақ сүүретте 2-иймекликтің 1-иймекликтен төменде жайласатуғынлығы көринип тур. Бул еритпе үсиндеги ериткиштиң тойынған пуұының серпимлигинің таза ериткиштиң пуұының серпимлигинен төмен екенлигин билдиреди (сол температурадағы). Тойынған пуұдың басымының төменлеуі δp хәм еригендеги қайнау температурасының жоқарылауы δT диаграммада еки иймеклик арасындағы кесиндилер менен бериледи (сәйкес вертикаллық хәм горизонталлық кесиндилер).

Егер еритпе хәлсиз болса бул өзгерислерди есаплауға болады (еритпени хәлсиз деп есаплаймыз).

4-сүўретте сәўлелендирилген ярым өткизгич дийўал арқалы бөлінген таза суў менен еритпе арасындағы тең салмақты қараймыз. Приборымыз толығы менен суўдың тойынған пуўы толған жабық кенисликте жайласқан деп есаплаймыз. Салмақ майданында бийикликке байланыссыз кемейетуғын болғанлықтан еритпе үстіндеги пуўдың серпимлиги ыдыстағы таза суў үстіндеги тойынған пуўдың серпимлигинен киши болады. басымлар айырмасы δp бийиклиги h қа тең бағананың салмағына тең болады:

$$\delta p = \rho_p g h,$$

(ρ_p арқалы пуўдың тығызлығы белгиленген). Екинши тәрәптен h бийиклиги еритпениң осмослық басымы $p_{осм}$ пенен анықланады: найдағы суйықтың салмағы $p_{осм}$ басымын теңлестирип турады. Осмослық басым ушын формуладан мына катнасты аламыз:

$$\rho_c g h = p_{осм} = \frac{n k T}{V_c}.$$

Бул жерде n арқалы 1 $г$ заттағы ериген зат молекулаларының саны белгиленген. Бундай жағдайда V_c болса суйықтың салыстырмалы көлеми болып табылады, яғный $V_c = 1/\rho_c$. Буннан $g h = n k T$ екенлигин табамыз хәм буны δp ушын аңлатпаға қойып мынаны аламыз:

$$\delta p = \rho_n n k T = \frac{n k T}{V_n}.$$

Ең кейинде пуўды идеал газ сыпатында қарап оның салыстырмалы көлеми ушын $V_n = N k T / p$ аңлатпасын аламыз, бул жерде N арқалы 1 $г$ пуўдағы ямаса 1 $г$ суўдағы (екеўиниң де бирдей екенлигине итибар беремиз) молекулалар саны. Нәтийжеде мынаны аламыз:

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{n}{N}.$$

Бул биз излеп атырған формула болып табылады: пуўдың серпимлигиниң салыстырмалы киширейиўи еритпениң молекулалық концентрациясына тең (яғный ериген заттың молекулалары санының ериткиштиң молекулаларының санына қатнасына тең). Бул тастыйықлаў *Раул нызамы* деп аталады. Биз еритпе үстіндеги пуўдың серпимлигиң өзгерисиниң ериткиш пенен ериген заттың қасиетлеринен ғәрезсиз хәм тек олардың молекулаларының санына байланыссыз екенлигин көремиз.

Бундай қасиет кайнаў температурасының жоқарылаўы δT ға тийисли емес. Буны δp хәм δT шамалары бир бири менен

$$\delta p = \frac{dp}{dT} \delta T$$

түриндеги формула менен байланыссыз екенлигин еске түсириў арқалы аңсат табыўға болады.

$$\frac{dp}{dT} = \frac{qp}{RT^2}$$

Клапейрон-Клаузиус формуласынан пайдаланып (q арқалы моллик пуўланыў жыллылығы белгиленген, 68-параграфты қараңыз)

$$\delta T = \frac{RT^2}{qp} \delta p$$

аңлатпасын аламыз. Бул аңлатпаға $\delta p/p = n/N$ ди қойып ақырғы

$$\delta T = \frac{RT^2 n}{qN}$$

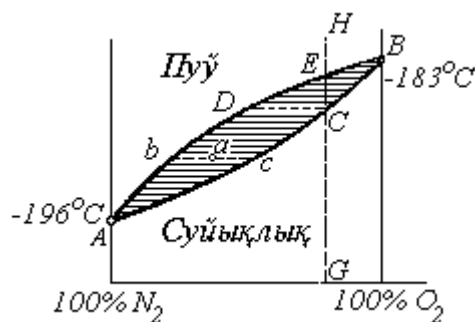
формуласына ийе боламыз.

Ериў суйықтың қатыў ноқатына да тәсир етеди. Жүдә көп жағдайларда риген зат қатты фазаға өтпейди, яғный еритпеден таза ериткиш қатады. Пуўланғанға Ле Шаталье принципін қолланған жағдайдағыдай жағдай алынады: ериў қатыў ноқатын төменлетеди. Жоқарыда алынған қайнаў ноқатының өзгериси δT ушын алынған формула қатыўға да дурыс болып шығады. Бундай жағдайда бул формуладағы q ериткиштиң ериўиниң моллик жыллылығы болып табылады.

Қатыў температурасының төменлеўин молекулалық салмақты анықлаў ушын пайдаланады (*криоскопиялық усул*). Изертлениўши заттың базы бир муғдарын еритип δT ны анықлайды. Буннан кейин жоқарыда келтирилген формула бойынша ериген молекулалардың саны, ал оннан кейин молекулалық салмақ анықланады. Тап усындай жоллар менен қайнаў температурасының жоқарылаўын пайдаланып та молекулалық салмақты анықлаў мүмкин.

§ 82. Суйықлықтардың араласпасының қайнаўы

Еки суйықтың араласпасы қайнағанда араласпаның еки кураўшысы да пуў халына өтеди. Сонлықтан бул жағдайда екеўи де араласпадан туратуғын суйық хәм газ тәризли фазалардың тең салмақлығына ийе боламыз. Усындай жағдайларда пайда болатуғын кубылысты көргизбелірек түрде хал диаграммасының жәрдеминде сәўлелендириў мүмкин.



6-сүрөт

Бундай диаграммалардың бир көшерине араласпаның концентрациясы c , ал екінши координатаға температура T ямаса басым p қойылады. Анықлық ушын биз басымның белгили бир мәнисине сәйкес келиўши c , T диаграммасы ҳаққында айтамыз.

Суйық араласпаның кайнаўы ушын фазалық диаграммалардың хәр қыйлы типлери бар. Биз бул жерде суйық ҳалда ықтыярлы пропорцияларда араласа алатуғын затларға тийисли болған диаграмманы қараймыз.

Биринши мысал ретинде суйық кислород пенен азоттың араласпасын қараймыз (6-сүрөт). Диаграммадағы вертикаллық туўрылардың бири таза кислородқа, ал екіншиси таза азотқа тийисли. Олар арасында аралықлық концентрациялардың барлығы да бар.

Жоқарғы иймекликтің жоқарысындағы область жоқары температуралы фазаға (яғный газ тәризли араласпаға), ал төменги иймекликтің төмениндеги область суйық араласпаның ҳалларына тийисли. Еки иймеклик арасындағы штрихланған область суйықлықтың пуўы менен тең салмақлығына сәйкес келеди. Қала берсе тең салмақлықта турған суйықлық пенен пуўдың тең салмақлығы берилген ноқат арқалы горизонт бағытында жүргизилген туўрының диаграмманың еки иймекликлери менен кесилиў ноқаты менен анықланады. Мысалы a ноқатында қурамы b ноқатының абсциссасы менен анықланатуғын газ хәм қурамы c ноқаты менен сәўлеленетуғын суйықлық тең салмақлықта турады. Бул ноқаттағы газ бенен суйықлықтың салыстырмалы муғдарлары ab хәм ac кесиндилерине кери пропорциолнал. Диаграмманың жоқарғы иймеклиги (ADB) пуў иймеклиги, ал төменги иймеклик (ACB) суйықлық иймеклиги деп аталады. Усындай типтеги ҳал диаграммасын «сигара» жеп жийи атайды.

A хәм B ноқатлары таза азот пенен таза кислородтың қайнаў температуралары болып табылады. Мейли бизде 6-сүрөттеги GH вертикалына сәйкес келиўши қурамдағы араласпа болсын. Қыздырыў барысында араласпаның ҳалы C ноқатына жеткенимизше GH вертикалы бойынша өзгереді. Усы температурада суйықлықтың қайнаўы басланады. Бирақ қайнап кетиўши пуўдың қурамы суйықлықтың қурамынан өзгеше болады. Атап айтқанда усы температурада суйықлық пенен тең салмақлықта туратуғын пуў қайнайды

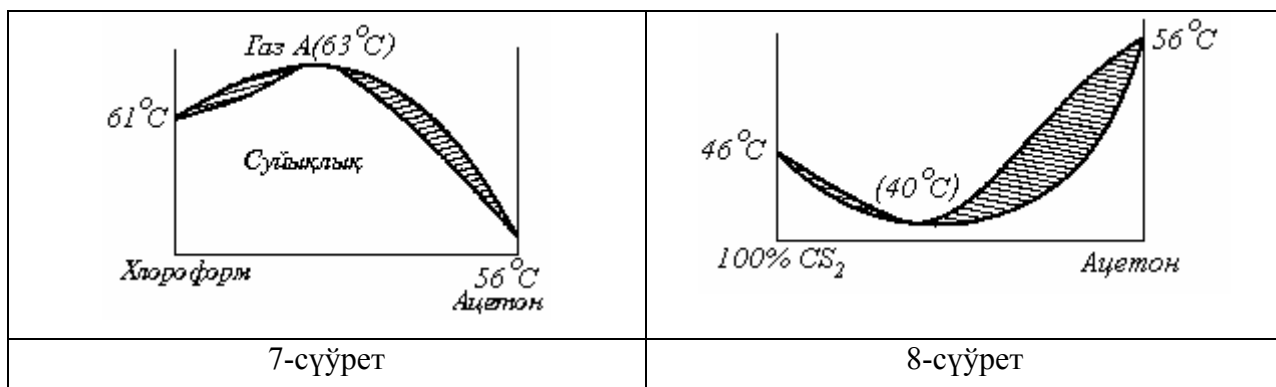
(бул пуўдың концентрациясы D нокаты менен анықланады). Солай етип суйықлыктан азоттың концентрациясы жокары болған пуў кайнап шығады. Усыған сәйкес суйықлықтың курамы кислородтың концентрациясы үлкен болған тәрепке карай жылысады. Демек кыздырыў даўам етилгенде суйықлықтың ҳалын сәўлелендириўши нокат жокары карай CB иймеклиги бойынша жылысады. Қайнап шығыўшы пуў болса жокары карай DB иймеклиги бойынша жылжыйтуғын нокат жәрдемінде сәўлелендириледі.

Биз араласпаның тураклы емес температурада қайнайтуғынлығын көремиз (таза суйықлық болса белгили бир температурада қайнайды). Қайнаўдың тамам болыў моменти қайнаў жүретуғын шараятларға байланыслы. Егер қайнап шыққан пуў суйықлық пенен тийисип туратығын болса суйықлық пенен пуўдың қосынды курамы тураклы болып қалады. Баска сөз бенен айтқанда суйықлық+пуў системасының ҳалы барлық ўақытта GH туўрысының бойындағы нокатлар менен бериледи. Бул жерде биз C нокатында басланған қайнаўдың GH туўрысының «сигараның» жокаргы иймеклигиниң E нокатындағы температурада тамам болатуғынлығын көремиз.

Егер қайнаў ашық ыдыста жүретуғын ҳәм пуў сыртқа шығатуғын болса, онда суйықлық пенен тек сол ўақытта қайнап шығатуғын пуў тең салмақлықта турады. Ең соңғы қайнап шыққан пуўдың порциясы қайнап атырған суйықлықтың курамындай курамға ийе болады. Бул қайнаўдың суйықлық пенен пуўдың курамлары бирдей болған нокатта (яғный B нокатында) тамам болатуғынлығын билдиреди.

Тап усындай кубылыслар пуўдың суйықлыққа конденсацияланыўында да орын алады.

Хлороформ менен ацетонның араласпасы ҳал диаграммасының баска типине ийе (7-сүүрет). Дәселпки келтирилген ҳал диаграммасының типинен айырма соннан ибарат, бул жағдайда еки иймеклик те A максимум нокатына ийе болады. Бул жерде де иймекликлер арасындағы область суйықлық пенен пуўдың тең салмақлығына, ал иймекликлердин үстиндеги ҳәм астындағы областлар газ тәризли ҳәм суйық фазаларға сәйкес келеди.



Қайнау менен конденсация жоқарыда келтирилген жағдайға сәйкес өтеді. Ашық ыдыстағы қайнау сұйықтық пенен пуудың халын тәріптеуші нокатлар екі иймеклик бойынша жоқарыға қарай жылжыйды. Бирақ бул жағдайда нокатлар таза кураушалырдың бириниң қайнау нокатында емес, ал сол иймекликлердің бир бири менен тийисиу нокаты болған А нокатында тоқтайды. Бул нокатта сұйықтық пенен пуудың курамлары бирдей. Сонлықтан А нокатына сәйкес келиуші курамдағы араласпа (бундай араласпаны *азеотропиялық араласпа* деп атайды) таза зат сыяқты турақты температурада толығы менен қайнап кетеді.

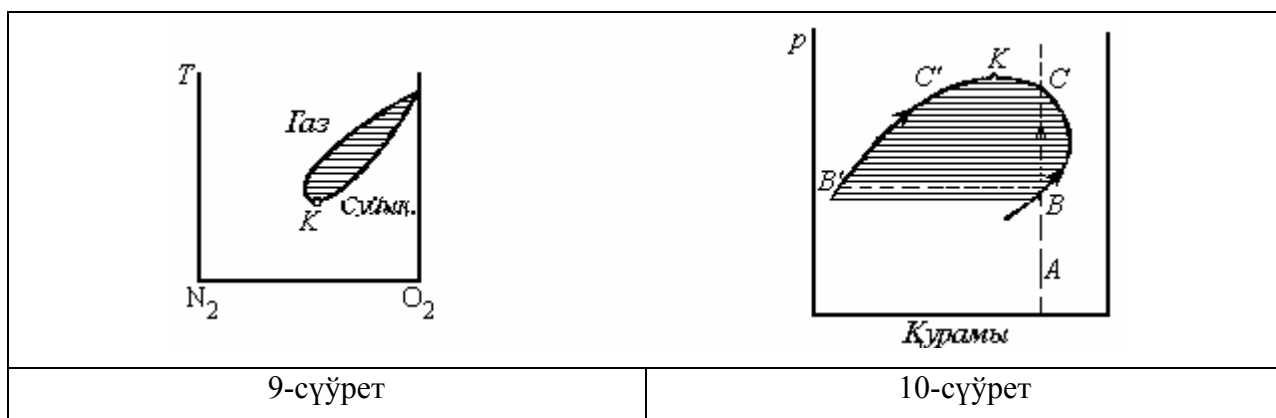
8-сүүретте иймекликлери максимумға емес, ал минимумға ийе хал диаграммасының типі келтирилген. Мысал ретінде ацетон менен күкіртли углеродтың араласпасы жағдайында алынуатынын бундай диаграмма 8-сүүретте келтирилген.

Жоқарыда тәріпленген кубылыслар амелде хәр қыйлы араласпалардың кураушыларын бир биринен айыруу үшін кең түрде пайдаланылады. *Фракционластырылған айдау* деп аталатуғын усылдың идеясы сұйықтықтан қайнап шыққан пуудың араласпасының биринши порцияларын (фракцияларын) жыйнауудан хәм конденсациясынан ибарат. Мысалы спирт пенен суудың араласпасы қайнағанда дәслеп пуудың курамында жеңил қайнайтуғын спирт сұйықтықтың курамына қарағанда көп болады. Бул пуудың биринши порцияларын қайтадан конденсациялап, алынған сұйықтықты қайтадан қайнатады. Усындай жоллар менен спиртті суудан әдеуір айыруу мүмкин. 6-сүүретте көрсетилген хал диаграммасы жағдайында процессти көп рет қайталап принципінде араласпаның кураушыларын бир биринен пүткиллей айырып алыу мүмкин. Ал 7- хәм 8-сүүретлерде көрсетлиген хал диаграммалары орын алатуғын жағдайларда толық айыруудың орын алыуы мүмкин емес. Бул жағдайларда араласпының дәслепки курамына байланысly тек азеотроплық араласпаны бөлип алыу мүмкин. Бул жағдайға жоқарыда еслетип өтилген спирт пенен суудың араласпасы жатады. Бундай араласпаның қайнау температурасының ең киши мәниси спирттің 95,6 салмақтық процентине сәйкес келеді. Фракционластырылған айдау арқалы спиртті буннан былай тазалау мүмкин емес.

§ 83. Кери конденсация

Таза затлардағы сұйықтық-газ өтиуі үшін критикалық нокаттың болыуы араласпаларда да критикалық кубылыслардың орын алыуына алып келеді. Бул жағдайлардағы мүмкин болған барлық вариантларды талқыламай, бул кубылыслардың тек характерли айырмашылықтарын қарап өтеміз.

6-сүүретте көрсетилген кислород пенен азоттың араласпасы үшін хал диаграммасы 1 *атм* болған басым үшін дүзилген. Ал араласпаның таза кураўшыларының бири үшін басым критикалық басымға жеткенге шекем (бул жағдайда дәслеп 33,5 *атм* басымда азот үшін алынады, ал кислород үшін 49,7 *атм*) диаграмма өзиниң характерин сақлайды. Буннан кейин таза азотта фазаларға бөлиниў мүмкин емес болғанлықтан фазалық диаграммадағы сигараның вертикаллық көшерден 9-сүүретте көрсетилгендей болып «айрылыўының» керек екенлиги өз-өзинен түсиникли. Бул жерде де критикалық ноқаттың бар екенлиги суйықлық пенен газ ортасында үзликсиз өтиўдиң мүмкиншилигин пайда етип, бул фазалар арасындағы айырма және де шәртли характерге ийе болады.



Диаграммада критикалық ноқаттың болыўы газ араласпасының конденсациясында да базы бир кубылыслардың жүзеге келиўине алып келеди. Биз бул кубылысларды p , c (температураның берилген мәнисине сәйкес келиўши) координаталарындағы хал диаграммасында иллюстрациялаймыз. Бул жағдай сол кубылысларды баклаўдың хақыйқый шараятларына сәйкес келеди.

10-сүүретте усындай диаграмманың критикалық ноқат K ға жакын участкасы сәўлелендирилген (биз буннан бурын келтирилген c , T диаграммалардағыдан өзгешелиги соннан ибарат, бул жағдайда газ тәризли фазаға штрихланған областтың астындағы область сәйкес келеди, бул область төменги басымларға сәйкес келеди).

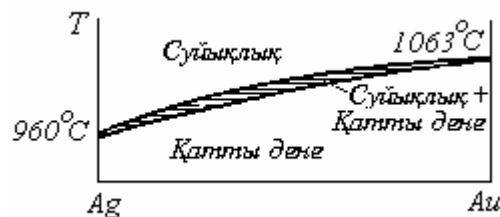
Курамы AC вертикалына сәйекес келиўши араласпаны қараймыз. Араласпаны изотермалық қысыўдың барысында B ноқатына жеткенде B' фазасының пайда болыўы менен конденсация басланады. Басым үлкейгенде суйықлықтың муғдары дәслеп үлкейеди, бирақ кейин үлкейиў кемейиў менен алмасады. Суйықлық (усы моментте C' ноқаты менен берилетуғын суйықлық) C ноқатына жеткенде пүткиллей жоғалады. Бул кубылыс *кери конденсация* деп аталады.

§ 84. Суйықлықлардың араласпасының қатыўы

Сұйықтық пенен газдың фазалық диаграммаларындай сұйықтық пенен қатты денениң де фазалық диаграммасын сұйретлеу мүмкін. Бұл жағдайда да биз абсцисса көшерине араласпаның концентрациясының (атомлық процентлерде), ал ордината көшерине температураның мәнісін қоямыз хам басымның белгили бир мәніси үшін диаграмманы дүземіз.

Егер еки зат бир бири менен сұйық халда да, қатты халда да ықтыярлы түрдеги муғдарларда араласа алатуғын болса, онда алынатуғын диаграмма 82-параграфта гәп етилген сұйықтық пенен газ үшін дүзілген хал диаграммадай болады. Мысалы гүмис пенен алтынның қуымасы 11-сұйретте көрсетілгендей фазалық диаграммаға ийе болады. Иймекликлердің жоқарысындағы область еки металдың да сұйық фазасына, ал иймекликлердің төмениндеги область қатты қуймаға сәйкес келеди. Қуыманың ериу процесси 6-сұйретте келтирилген фазалық диаграммадай диаграммаға ийе сұйық араласпаның кайнау процессине уқсас болады.

12-сұйретте көрсетілген висмут-кадмий системасы үшін көрсетілген фазалық диаграмма фазалық диаграмманың пүткиллей баска типине жатады. Бұл системада еки кураушы да аралас кристалларды пайда етпейди хәм бұл қәсийет усы системаның характерли өзгешеликлериниң бири болып табылады.

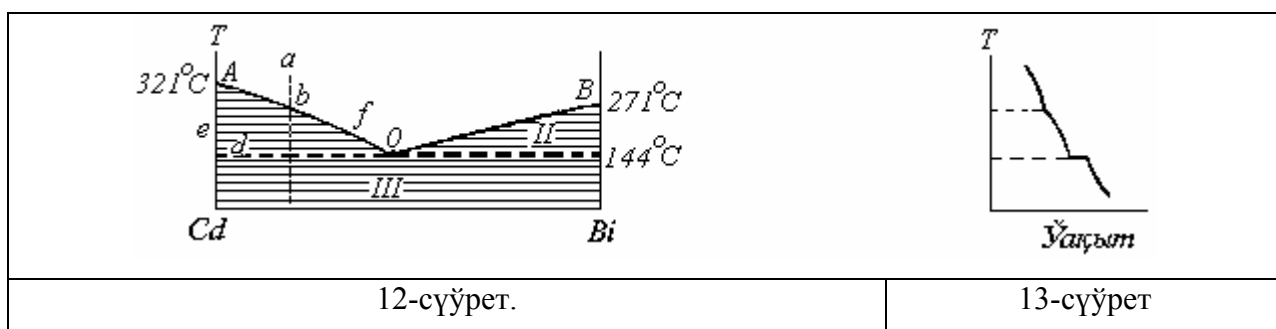


11-сұйрет.

Штрихланбаған область сұйық араласпаға тийисли. Баска барлық областлар хәр қыйлы фазаларға бөлинуі областлары болып табылады. I областта таза кадмийдің қатты кристаллары еки фаза (шеп тәрәптеги вертикаллық көшер менен сәулелендирилиуіши) хәм сұйық араласпа болып табылады (AO иймеклиги менен сәулелендирилген). Усы областтағы қандай да бир d нокатында усы нокат аркалы өтиуіши ef туұрысының координата көшери менен (таза кадмий) хәм AO иймеклиги (сұйық араласпа) менен кесилиу нокатылары менен сәулелендирилетуғын фазалар тең салмақтықта турады. Бұл фазалардың муғдарлары de хәм df кесиндилериниң узынлықларына кери пропорционал. Тап сондай жағдайларда II областта сұйық еритпе менен (оның курамы OB иймеклиги менен анықланады) тең салмақтықта туратуғын висмут қатты фаза болып табылады. III областында кадмий менен висмуттың қатты кристалларының араласпасы жайласады.

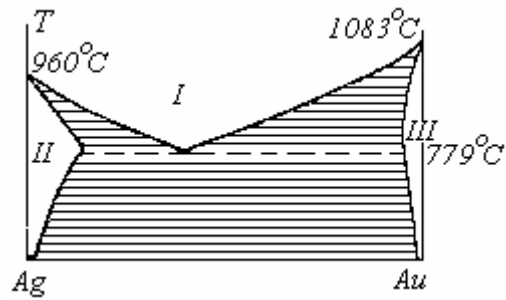
A хәм B ноқатлары таза кадмий менен висмуттың ериу ноқатлары болып табылады. AOB иймеклиги болса еки қураушының да сұйық араласпасының қата баслауының басы болып табылады.

Мысал үшін қурамы ab вертикалы менен анықланыушы сұйық араласпаның қатыу процессін көреміз. Қатыу усы вертикалдың AO иймеклиги менен кесилисуі b ноқатының температурасында басланады. Усының менен сұйықтықтан кадмий кристаллары бөлиніп шыға баслайды. Салқынлатыудың барасында сұйық араласпа висмут пенен байыйды хәм оны сәулелендириуші ноқат O ноқатына жетемен дегенше BO иймеклиги бойынша төмен қарай қозғалады. Буннан кейін барлық сұйықтық қалпып болмағанша температура өзгермей қалады. O ноқатының температурасында сұйықтықтан қалған кадмий хәм висмуттың барлығы да бөлиніп шығады.



O ноқаты *эвтектикалық ноқат* деп аталады. Бул ноқат үш фазаның: қатты кадмийдің, қатты висмуттың хәм сұйық араласпаның тең салмақтықта туруы ноқаты болып табылады. Эвтектикалық ноқатта қататуғын кристаллық араласпа еки қураушының майда кристалларынан турады (бундай араласпаны *эвтектикалық араласпа* деп атайды). III областтағы O ноқатынан оң тәрәпте араласпада дәслеп висмуттың ирирек кристаллары көрінеди. Ал *шеп* тәрәпте кадмийдің кристаллары көзге түседи.

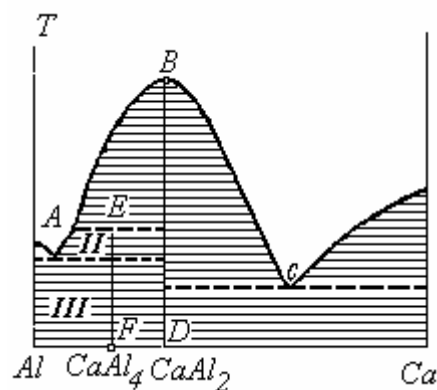
13-сүүретте (бул сүүрет арнаулы түрде 12-сүүрет пенен бир қатарға қойылған) белгили бир қурамдағы (бул жағдайда ab ветрикалына сәйкес келиуші қурамдағы) сұйықтық үшін системаның температурасын уақыттың функциясы сыпатында сәулелендириуші «салқынлау иймеклиги» көрсетилген. b ноқатына жеткенде иймекликте сынық пайда болады: жыллылықтың бөлиніп шығуы менен жүретуғын қатыудың басланыуы менен салқынлау бираз әстеленеди. Эвтектикалық ноқаттың температурасында «жыллылық тоқтауы» орын алады (қуыманың қатыуының тұрақлы температурада тамамланыуына сәйкес келиуші иймекликтеги горизонталлық майданша). Усындай салқынлау иймекликтерін түсиру *жыллылық анализи* (термический анализ) жолы менен фазалық диаграммаларды дүзиу усылының тийкарында жатады.



14-сүрөт.

14-сүрөттө гүмис-мыс системасы ушын фазалык диаграмма келтирилген. Бул диаграмманың баска диаграммалардан айырмасы соннан ибарат, бул системадагы кураушылардың бири екіншісінде тек белгили бир муғдарда ғана ерий алады. Усыған байланысly диаграммада үш бир фазалы область орын алады: I суйық араласпалар областы менен бир катарда II Ag деги Cu ның қатты еритпеси хәм III Ag дағы Cu ның қатты еритпеси областлары бар болады.

Ең ақырында 15-сүрөттө келтирилген алюминий-кальций системасының фазалык диаграммасын қараймыз. Бул жағдайда еки курашы қатты еритпелерди пайда етпейтуғын болса да белгили бир химиялық бирикпелер орын алады. Баска сөз бенен айтқанда тек анық бир курам ушын аралас кристаллар бар болады. BD вертикалы CaAl_2 бирикпесине сәйкес келеди. B ноқаты бул бирикпениң ериу ноқаты болып табылады. Бул ноқатта ABC иймеклиги максимумға ийе. Курамы CaAl_4 болған баска бирикпе ериместен бұрын ыдырайды. Сонлықтан бул бирикпеге жууап беретуғын EF туурысы суйық халдың AB шегарасына шекем келип жетпейди. Штрихланған областлардың барлығы да еки фазаға бөлинуі областы болып табылады. Бул жерде бир бири менен тең салмақлықта турған еки фаза барлық уақытта да горизонталлық сызықтың диаграмманың жақын болған сызығы менен кесилисуі ноқатлары аркалы анықланады. Мысалы I областта суйықлық пенен CaAl_2 бирикпеси кристаллары тең салмақлықта турады; II областта болса суйықлық хәм CaAl_4 бирикпесиниң кристаллары, III областта Al кристаллары менен CaAl_4 кристаллары тең салмақлықта турады (х.т.б.).



Жыллылык анализи усылы менен фазалык диаграммаларды үйрениўдин аныў ямаса мынаў затлар арасындағы қатты химиялық бирикпелердың бар екенлиги ҳаққында мағлыямат беретуғын дерек екенлигин аңлаўымыз керек. Бирикпениң бар екенлиги ериў иймеклигинде максимумның (15-сүүреттеги B ноқатындай) ямаса сынықтың (A ноқатындағыдай) пайда болыўы менен белгили болады.

Хәр қыйлы араласпалардың фазалык диаграммалары хәр қыйлы болады. Жоқарыда тәрипленген диаграммалар ең әпиўайы диаграммалар қатарына жатады. Бул диаграммаларда қурамалы диаграммалардан да билиў мүмкин болған характерли қәсийетлер менен типлерди билиўге болады.

§ 85. Фазалар қәдеси

Улыўмаластырыў мақсетинде соңғы еки бапта тәрипленген фазалык тең салмақлықлардың қәсийетлерин еске түсиремиз.

Бир заттан туратуғын бир текли денениң жллылық ҳалы бир биринен ғәрезсиз еки шама болған температура T менен басым p мәнислери менен анықланады. Егер бул денеге сол заттың және бир фазасын қоссақ (мысал ретинде суўға музды қосайық дейик), онда олардың бирге жасаўы T менен p ның қәлеген мәнислеринде емес, ал сол шамалар арасында белгили бир қатнаслар орын алғанда ғана әмелге асады (бул p, T диаграммадағы иймеклик пенен сәўлелендириледі). Муз бенен тең салмақлықта турыў суўдың ҳал теңлемесине белгили бир қосымша шәртлер қояды деп айтыўға болады. Усының нәтийжесинде ғәрезсиз шамалардың саны екиден (p хәм T) бирге (p ямаса T) шекем кемейеди.

Бир заттың үш қураўшысы – суў, муз хәм пуў p менен T ның анық бир мәнислеринде, суўдың муз бенен хәм суўдың пуў менен тең салмақлығы иймеклериниң кесилискен ноқатларында ғана тура алады. Суўға және бир фазаның қосылыўы және бир қосымша шәрт қояды деп айтыўға болады. Усының салдарынан бир биринен ғәрезсиз шамалардың саны нолге шекем кемейеди.

Бул айтылғанлар биз заттың төрт фазасының (мысалы суў, пуў хәм муздың еки фазасы) бир бири менен тең салмақлықта тура алмайтуғынлығын билдиреди. Бундай тең салмақлық үш қосымша шәртлердиң орынланыўын талап еткен болар еди. Бизиң ықтыярымыздағы еки p хәм T өзгериўшилериниң жәрдемінде бундай шәртлерди қанаатландырыў мүмкин емес.

Енди еки заттан туратуғын денени карайык. Мысал ретинде суйык еритпени аламыз. Оның халы бир биринен ғәрезсиз болған үш өзгериўши (температура T басым p хәм концентрация c) менен анықланады. Мейли бул еритпе өзиниң пуўы менен тең салмақлықта турған болсын (демек бул пуў да еки заттан турады). Усы жағдайға байланыслы қосымша базы бир шәрт қойылады хәм еритпениң халын характерлеўши үш шаманың тек екеўи ықтыярлы және бир биринен ғәрезсиз болып қалады. Сонлықтан (мысалы) басым менен температураның мәнислерин ықтыярлы түрде алғанда суйык еритпе менен пуўдың тең салмақлылығының орын алыўы мүмкин, бирак усындай жағдайларда еритпениң концентрациясы (соның менен бирге пуўдың да концентрациясы) анық бир мәниске ийе болыўы керек. Биз усы жағдайды бул бапта фазалық диаграммаларды карағанымызда айқын түрде көрдик.

Егер сол еки заттан туратуғын және де бир фазаны қоссақ тағы бир қосымша шәрт қосылады хәм тек бир шама ғана ықтыярлы өзгериўши болып қалады. Сонлықтан берилген басымда үш фазаның үшеўи де тек бир ноқатта ғана – температура менен концентрацияның белгили бир мәнислеринде бирге жасай алады. 84-параграфта гәп етилген фазалық диаграммалардағы эвтектикалық ноқат усындай ноқат болып табылады.

Ең ақырында еки кураўшадын туратығын төрт фазаның барлық шамалар болған басымның, температураның хәм концентрацияның аның бир мәнислеринде тең салмақлықта тура алатуғынлығына көз жеткеремиз. Ал бес ямаса оннан да көп фазалардың тең салмақлықта турыўы пүткиллей мүмкин емес.

Бул тастыйықлаўды қалеген сандағы кураўшыға ийе фазалардың тең салмақлығы ушын улыўмаластырыўға болады.

Мейли кураўшылар саны n , ал бир ўақытта жасайтуғын фазалар саны r болсын. Бул фазалардың биреўин караймыз. Оның курамы концентрацияның $n-1$ мәниси менен анықланады (мысалы $n-1$ кураўшының хәр бириниң муғдарының n -кураўшының муғдарына қатнасы менен). Сонлықтан фазаның халы $n+1$ шама менен анықланады. Олар p , T хәм $n-1$ дана концентрация. Екинши тәрептен бул фаза $r-1$ фаза менен тең салмақлықта турыўы керек, ал бал жағдай хал теңлемесине қосымша $r-1$ шәрт қояды. Бул шәртлердиң саны өзгериўшилердиң санынан артық бола алмайды, яғный $n+1$ диң мәниси $r-1$ ден үлкен ямаса $r-1$ ге тең болыўы керек. Яғный $n+1 \geq r-1$. Буннан

$$r \leq n+2.$$

Солай етип n заттан туратуғын $n+2$ фазадан артық фазаның тең салмақлықта турыўы мүмкин емес екен. Бул қәдени *фазалар қәдеси* деп атаймыз.

Егер мүмкин болған $n+2$ фазаның барлығы да бирге жасайтуғын болса олардың халларын характерлеўши барлық шамалар (p , T хәм барлық фазалардың

концентрациялары) анық мәніслерге ийе болыуы керек. r фаза тең салмақтықта тұрса $(n+1)-(r-1) = n+2-r$ шаманың мәнісін ықтыярлы түрде бериу мүмкін.

ХІ БАП

ХИМИЯЛЫҚ РЕАКЦИЯЛАР

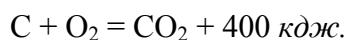
§ 86. Реакция жыллылығы

Бұл бап физикалық көз-қарастан химиялық реакцияларды үйрениуге бағышланған. Биз реакцияға кирисиуші затлардың химиялық өзгешелигінен ғарезсиз болған хәм барлық химиялық реакцияларға тән болған қасиетлерди нәзерде тутамыз.

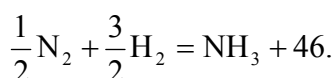
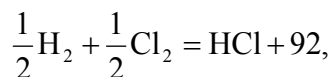
Барлық химиялық реакциялар жыллылықтың жутылыаы ямаса шығарылыаы менен жүреді. Биринши жағдайда реакцияны *эндотермалық*, ал екіншисинде *экзотермалық* деп атайды. Қандай да бир реакция экзотермалық болса, оған кери болған реакцияның эндотермалық болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли.

Улыуа алғанда реакцияның жыллылық эффекти оның қандай шараятларда өтип атырғанлығына байланысly. Сонлықтан реакцияның жыллылық эффекти ҳаққында гәп етилгенде бұл реакцияның турақly басымда ямаса турақly көлемде өтип атырғанлығын айырыу керек. Ал әмелде бұл айырма онша үлкен емес.

Реакцияның жыллылығын реакция теңлемесинде былайынша көрсетеді: егер жыллылық бөлинип шығатуғын болса, онда жыллылық мұғдарын оң белги менен (жыллылық жутылатуғын болса, онда жутылған жыллылық мұғдары терис белгиси менен) теңлемениң жыллылық бөлинип шығатуғын тәрәпине жазады. Мысалы



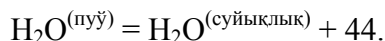
Теңлемеси бир гармм-атом углерод (графит) жанғанда 400 килоджоул жыллылықтың бөлинип шығатуғынлығын аңлатады. Және де еки мысал келтиремиз:



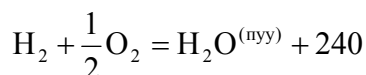
(усы жерде хәм ендигиден былай келтирилетуғын мысалларда реакцияға кирисиуші затлардың моли ушын жыллылық килоджоуллерде бериледи).

Жоқарыда келтирилген мысалларда барлық затлар (графиттен басқасы) өжире температурасында хәм атмосфералық басымда газ тәризli ҳалда турады деп есапланды.

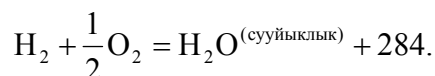
Реакцияға түсіуші затлардың агрегат халларының көрсетіліуі керек, себеби реакция жыллылығының муғдары халдан күшли ғәрезли. Мысал ретинде газ тәризли кислород пенен водородтан суйық суў менен пуўдың пайда болыуы жыллылықлары арасындағы айырманы табамыз. 20°C да суўдың грамм-молекуласының пуўланыу жыллылығы 44 кдж ға тең, яғный



Бул теңликти суў пуўының пайда болыуы



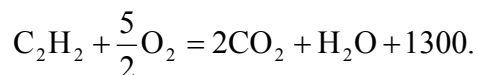
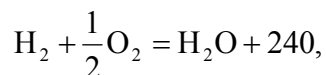
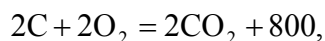
теңлемесинен суйық суўдың пайда болыу теңлемесин аламыз:



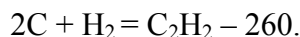
Реакция жыллылығы усы реакция жүретуғын температураға да байланыслы. Егер реакцияға кирисиуші затлардың жыллылық сыйымлылықлары белгили болса, онда реакция жыллылығын есаплауды бир температурадан екинши температураға өткеріу бир агрегат халдан екинши агрегат халға өткенде ислеген есаплауларымыздай аңсатлық пенен әмелге асырылады. Буның ушын реакцияға кирисиуші затлардың барлығын да бир температурадан екинши температураға шекем қыздыруу ушын керек болатуғын жыллылықты есаплау керек.

Егер биринен кейин бири бир неше реакция жүретуғын болса, онда энергияның сақланыу нызамынан барлық реакциялардың жыллылық эффектинин избе-из болатуғын хәр бир реакцияның жыллылық эффектлеринин қосындысынан туратуғынлығы келип шығады. Қала берсе, егер бизде базы бир затлар болып, олар бир қатар аралықлық реакциялардың нәтийжесинде басқа зат алынатугын болса, онда қосынды жыллылық эффекти реакциялардың қандай аралықлық стадиялардан өткенлигине ғәрезли емес болып шығады.

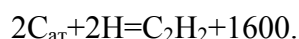
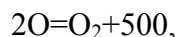
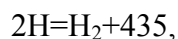
Усы қәдениң жәрдемінде (дара жағдайда) өтиуі мүмкин болмаған реакциялардың да жыллылығын есаплау мүмкин. Мысал ретинде углерод (графит) хәм водород атомларынан тиккелей $2\text{C} + \text{H}_2 = \text{C}_2\text{H}_2$ реакциясында ацетиленнің алыну жыллылығын есаплаймыз. Бул реакция усындай тууры жол менен жүрмейди хәм практикада ацетилен басқа жол менен алынады. Сонлықтан оның жыллылық эффектин өлшеу мүмкин емес. бирақ бул жыллылықты тиккелей өлшенетуғын углеродтың, водородтың хәм ацетиленнің өзиниң жаныу жыллылығы бойынша есаплауға болады:



Биринши еки теңдикти бир бирине ағзама-ағза қосып хәм оннан үшіншини алып тасласақ мынаны алдамыз:



Элементлерден олардың бирикпелериниң алыныў жыллылығы олардың ҳалларынан ғәрезли болады. Физика ушын тәбийий түрдеги элементлерден затлардың алыныўыны жыллылығы емес, ал тиккелей атомлардан алыныўының жыллылығы үлкенирек әҳмийетке ийе. Бул бирикпениң ишки энергиясын есаплаўға мумкиншилик береді хәм дәслепки затлардың ҳалларынан ғәрезли емес. Бир неше мысаллар келтиремиз:



Элементлерден бирикпелердиң алыныў реакцияларының оң болыўы да, терис болыўы да ммкин. Ал атомлардан бирикпелердиң алыныў жыллылығы барлық ўықытта да оң мәниске ийе. Қарама-қарсы жағдайларда алынған бирикпе турақсыз, ал реакцияның жүриўи жүзеге келмеген болар еди.

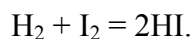
§ 86. Химиялық тең салмақлық

Химиялық реакцияның жүриў барысында дәслепки затлардың муғдары кемейеди хәм реакцияның өними көбейеди. Ақыр-аяғында реакция барлық затлардың муғдарлары өзгермейтуғындай ҳалға алып келеди. Бул ҳал *химиялық тең салмақлық* деп аталады хәм жыллылық тең салмақлығының көринислериниң бири болып табылады.

Улыўмаластырып айтқанда химиялық тең салмақлықта реакцияның нәтийжесинде алынған затлар менен бирге дәслепки затлардың да белгили бир муғдары сақланып қалады. Көпшилик жағдайларда сақланып қалған затлардың муғдарлары оғада киши болса да, бул жағдай мәселениң принципиаллық тәрепин өзгертпейди.

Дәслепки затлар хәм реакцияның нәтийжесинде пайда болған затлар арасында химиялық тең салмақлықтың орнаўы төмендегидей себептиң салдарынан болады.

Мысал үшін газ тәрізлі водород пенен йод арасындағы йодлық водород пайда болатуғын реакцияны қараймыз:



H_2 менен I_2 дан HI диң пайда болыуы менен кері болған процессте жүреді (HI диң водород пенен йодқа ыдырауы): тууы реакция менен бір уақытта кері реакция да жүреді. HI диң мұғдарының артыуы хәм H_2 менен I_2 ниң мұғдарларының кемейуі менен тууы реакция әстеленеді, ал кері реакция тезленеді. Ақыр-аяғында екі реакциялардың тезліктері теңдей болатуғын момент жүзеге келеді: қаншама жана HI молекуласы пайда болса, соншама HI молекуласы ыдырайды; буннан кейін барлық затлардың мұғдарлары өзгермей қалады.

Солай етип молекулалық көз-қарастан (қала берсе жыллылық тең салмақлығының басқа да түрлері) қозғалмалы характерге ийе – реакцияның жүріуі тоқтамайды хәм тууы және кері реакциялары бір бирін компенсациялаушы тезліктер менен жүреді.

Әлбетте, биз жоқарыда көрген мысалда реакция водород пенен йодтың араласпасынан басланған жағдайда пайда болатуғын тең салмақлық халдағы сол үш заттың салыстырмалы мұғдарлары HI ыдыраған жағдайда пайда болатуғын тең салмақлық халда алынатуғын сол үш заттың салыстырмалы мұғдарлаы менен бірдей болады. Химиялық тең салмақлықтың тутқан орны усы тең салмақлыққа қай тәрептен жеткенге пүткіллей байланысыз.

Жоқарыда айтылғанлар менен бирге химиялық тең салмақлық реакциялардың жүріу шараятларына хәм қандай арылықлық этаплар арқалы өткенлигенен пүткіллей ғәрезсиз. Тең салмақлықтың тутқан орны усы тең салмақлы халда заттың қандай халда тұрғанлығына (тең салмақлық араласпаның температурасына хәм басымына) байланысly.

Температураның өзгеріуі менен химиялық тең салмақлықтың тұрған орны да өзгереді. Бул өзгеристің бағыты реакцияның жыллылық эффекти менен тығыз байланысly. Буның дурыслығына Ле Шаталье принципі тийкарында аңсат исеніуге болады. Қандай да бир экзотермалық реакцияны, мысалы азот пенен водородтан аммиактың пайда болыу реакциясын ($\text{N}_2 + 3\text{H}_2 = 2\text{NH}_3$) қараймыз. Реакция тең салмақлық халға жетті деп болжайық хәм тең самақлықта тұрған араласпаны қыздырайық. Бундай жағдайда араласпада оны салқынлатыуға бағдарланған процесслердің жүріуі керек: аммактың базы бир мұғдарының ыдырауы хәм усының салдарынан жыллылықтың жутылыуы керек. Бул химиялық тең салмақлықтың аммиактың мұғдарының кемейу бағытында жылысатуғынлығын билдиреді.

Солай етип экзотермалық реакциялардың «өними» температура жоқарылағанда кемейеди, ал эндотермалық реакциялардың өниминің муғдары температура жоқарылағанда артады.

Тең салмақтың турған ортының басымнан ғәрезлилиги де реакция жүретуғын көлемнің өзгериуі менен тап сондай байланысly. Басымның артыуы реакцияланыушы араласпаның көлемнің үлкейиуі менен жүретуғын реакциялардың өнимин кемейтеди хәм көлемнің киширейиуі менен жүретуғын реакциялардың өнимин арттырады. Кейинги жағдай (мысалы) газ тәризли аммиактың пайда боыуында орын алады: пайда болатуғын NH_3 молекулаларының саны реакцияға кирисиушы N_2 хәм H_2 молекулаларының санынан киши болғанлықтан реакциядағы газ араласпасының көлеми кемейеди.

§ 87. Тәсир етиушы массалар нызамы

Енди химиялық тең салмақтық пүсинигине санлық формулировка беремиз. Дәслеп газ араласпасындағы химиялық реакцияны қараймыз, бул жерде реакцияға катнасыушы барлық затлар газ тәризли халда турады.

Мысал ретинде және де HI тың пайда болыу реакциясын қараймыз. Водород пенен йод арасындағы реакция H_2 хәм I_2 молекулалары бир бири менен соқлығысканда жүреди. Сонлықтан HI диң пайда болыу реакциясының тезлиги (яғный 1 сек та пайда болатуғын HI молекулалары саны) усындай соқлығысыулардың санына пропорционал. Ал бул өз гезегинде араласпадағы водород пенен йодтың тығызлықларына, яғный 1 см^3 көлемдеги молекулалар санына пропорционал. Газдың тығызлығы болса оның басымына пропорционал. Сонлықтан HI диң пайда болыу реакциясының тезлиги араласпадағы бул газлердин парциаллық басымларына, яғный $k_1 p_{\text{H}_2} p_{\text{I}_2}$ көбеймесине пропорционал. Бул жердеги k коэффициенти тек температурадан ғәрезди. Тап сол сыяқлы HI молекулаларының ыдырау реакциясының тезлиги усы молекулалардың бир бири менен соқлығысу санына пропорционал хәм соған сәйкес HI диң араласпадағы парциаллық басымының квадраты болған $k_2 p_{\text{HI}}^2$ шамасына пропорционал.

Тең салмақтықта тууры хәм кери реакциялардың тезликлери бирдей

$$k_1 p_{\text{H}_2} p_{\text{I}_2} = k_2 p_{\text{HI}}^2.$$

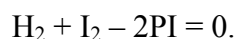
$k_2/k_1 = K(T)$ деп белгилеп

$$\frac{p_{\text{H}_2} p_{\text{I}_2}}{p_{\text{HI}}^2} = K(T)$$

екенлигине ийе боламыз. Бул теңлік тең салмақтық халындағы барлық үш газдің парциаллық басымдарын бір бири менен байланыстырады. $K(T)$ шамасы берілген реакция үшін *тең салмақтық константасы* деп аталады. Бул коэффициенттің мәнісі реакцияға кирисіуші заттардың мұғдарынан ғәрезли емес. Жоқрыда келтирилген формала менен аңлатылған байланыс *тәсир етиуші массалар* нызамы деп аталады.

Бул нызам газлер арасындағы қәлеген реакция үшін жоқарыда кетлирилгендей етип жазылады. Улыўма түрде бул нызам төмендегидей тәқлетте жазылыўы мүмкин.

Реакцияның химиялық теңлемесинде барлық ағзаларды шәртли түрде теңлемениң бир тәрепинен өткеріу мүмкин. Мысалы



Улыўма түрде барлық реакцияларды былайынша жазыу мүмкин:

$$\nu_1 A_1 + \nu_2 A_2 + \dots = 0.$$

Бул аңлатпада A_1, A_2, \dots лер арқалы реакцияға кирисіуші заттардың символлары берілген, ал ν_1, ν_2, \dots лер болса оң ямаса терис пүтин санлар (мысалы жазылған мысалда $\nu_{\text{H}_2} = \nu_{\text{I}_2} = 1, \nu_{\text{HI}} = -2$). Бундай жағдайда тәсир етиуші массалар нызамы былайынша жазылады

$$p_1^{\nu_1} p_2^{\nu_2} \dots = K(T).$$

Бул жерде p_1, p_2, \dots лер арқалы хәр қайлы газлердің парциаллық басымдары белгиленген.

Парциаллық басымларға қарағанда араласпадағы заттардың концентрацияларын пайдаланыған жийи түрде қолайлырақ болдып шығады. Араласпадағы i -заттың концентрациясын $c_i = N_i/N$ формуласының жәрдемінде оның молекулаларының саны N_i дің араласпадағы барлық молекулалар саны N ге қатнасы түрінде жазамыз (ямаса оның моллериниң моллердің толық санына қатнасы, бәри бир). Газ араласпасының толық басымы $p = NkT/V$ (V арқалы араласпаның көлеми белгиленген), ал парциаллық басым $p_i = N_i kT/N$ болғанлықтан

$$p_i = c_i p.$$

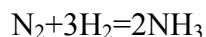
Бул аңлатпаларды тәсир етиуші массалар нызамының теңлемесине қойып мына формуланы аламыз:

$$c_1^{\nu_1} c_2^{\nu_2} \dots = K(T) p^{-(\nu_1 + \nu_2 + \dots)}.$$

Бул теңлеме барлық заттардың тең салмақтық концентрацияларын бир бири менен байланыстырады. Бул теңлемениң оң тәрепинде турған шама да тең салмақтық константасы деп аталады. Бирақ енди ол тек температураға ғана емес, ал басымға да ғәрезли бола алады. Егер тек $\nu_1 + \nu_2 + \dots = 0$ болғанда ғана басымға ғәрезлилик орын алмайды

(яғный реакция молекулалардың толық санын өзгертпесе, мысалы $\text{H}_2 + \text{I}_2 = 2\text{HI}$ реакциясында).

Ал, мысалы, аммиактың пайда болуы реакциясы



жағдайында болса мынаған ийе боламыз:

$$\frac{c_{\text{N}_2} * c_{\text{H}_2}^3}{c_{\text{NH}_3}^2} = \frac{K(T)}{p^2}.$$

Басым үлкейгенде бұл теңлемениң оң тәрепi киширейеди, сонлықтан теңлемениң шеп тәрепиниң де кемеийуi керек. Басқа сөз бенен айтқанда бизиң жоқарыда Ле Шаталье принципи тийкарында тапқанымыздай, дәслепки затлардың тең салмақлық концентрациясы киширейеди хәм аммиактың концентрациясы үлкейеди. Биз және бұл реакцияның өниминиң температура жоқарылағанда кемеийетуғынлығын көрдик. Енди биз температура көтерилген жағдайда тең салмақлық константасы $K(T)$ да үлкейеди деп айта аламыз.

Жоқарыда баянланған тәсир етиуши массалар нызамын келтирип шығаруы бойынша мынадай ескертиу керек болады. Бизиң талқылауларымызда реакцияның барысы химиялық теңлемеді сәулененеди деп болжанды. НІ диң пайда болуы реакциясында тап усы жағдай орын алады, бирақ көпшилик реакциялар олардың теңлемелеринен күтилгениндей пүткиллей басқаша өтеди (мысалы аммиактың молекуласының пайда болуы N_2 молекуласының үш H_2 молекуласы менен соқлығысыудың нәтижесинде пайда болмайды). Реакцияны бир теңлеме менен сәуленендириу бир қатар аралықлық этаплардың қосындынан туратуғын мағлыұмат болып табылады хәм сонлықтан бұл мағлыұматта тек заттың басланғыш хәм ақырғы халлары дыққатқа алынады (бұл хәкқында бұл бапта және де гәп етиледі). Бирақ химиялық тең салмақлықтың қәсийети мене оларды тәриплейтуғын тәсир етиуши массалар нызамы реакцияның хәкыйкый механизминен ғәрезли емес.

Тәсир етиуши массалар нызамының қолланылуы иллюстрациялау сыпатында водородтың диссоциациясы реакциясын ($\text{H}_2 = 2\text{H}$) мысалын акырына шекем таллаймыз хәм тең салмақлықта жетиу мүмкин болған диссоциация дәрежесин анықлаймыз. Мейли (H түриндеги де, H_2 түриндеги де) водород атомларының толық саны A болсын. Диссоциация дәрежеси x ты атом түриндеги водородтың (оны N_{H} арқалы белгилеймиз) атомлардың толық саны A ға қатнасы түринде анықлаймыз. Онда

$$N_{\text{H}} = Ax, \quad N_{\text{H}_2} = \frac{A(1-x)}{2}, \quad N = N_{\text{H}} + N_{\text{H}_2} = \frac{A(1+x)}{2}.$$

Усы шамалар арқалы концентрациялар c_H пенен c_{H_2} ты аңлатып хәм тәсир етиўши массалары нызамының теңлемесине қойып мынаны аламыз

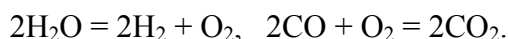
$$\frac{c_{H_2}}{c_H^2} = \frac{1-x^2}{4x^2} = pK.$$

Буннан

$$x = \frac{1}{\sqrt{1+4pK}}.$$

Бул аңлатпа арқалы, мысалы, диссоциация дәрежесиннің басымнан ғәрезлилиги нызамы анықланады.

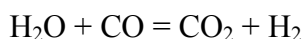
Егер газ араласпада хәр қыйлы болған бир неше реакция жүретуғын болса, онда тәсир етиўши массалар нызамын хәр бир реакцияға бөлек өз алдына қолланыў керек. Мысалы H_2 , O_2 , CO , CO_2 , H_2O газлеринің араласпасында мына реакциялардың жүриўи мүмкин:



Олар ушын

$$\frac{p_{H_2O}^2}{p_{H_2}^2 p_{O_2}} = K_1, \quad \frac{p_{CO}^2}{p_{CO_2}^2} = K_2$$

аңлатпаларына ийе боламыз хәм химиялық тең салмақлық ҳалы усы теңлемелерди биргеликте шешиў арқалы анықланады. Бул араласпада



түриндеги басқа да реакциялардың өтиўинің мүмкин екенлигин аңғарамыз. Бирақ бул реакцияны итибарға алмасакта болады. Себеби бул реакция жоқарыда жазылған еки реакцияның қосындысына алып келинеди хәм тәсир етиўши массалар нызамы ол теңлеме ушын сол еки теңлемениң көбеймеси болған теңлемени барген болар еди.

Енди газлерден басқа қатты дене де катнасуғын реакцияны қараймыз. Қатты дене менен газ арасындағы реакция газ молекулалары қатты денениң бетине келип урылғанда жүре алады. Беттиң 1 см^2 да жүретуғын реакцияны қараймыз. Газ молекулаларының усы бет пенен соқлығысы саны тек газдың тығызлығына ғәрезли болып, қатты денениң муғдарына байланыссы емес. Усыған сәйкес денениң 1 см^2 беттиндеги реакцияның тезлиги тек газдың парциаллық басымларынан ғәрезли болады хәм қатты денениң муғдарына байланыссы емес. Усыннан тәсир етиўши массалар нызамының қатты денелер катнасуғын реакциялар ушын да дурыс екенлиги дурыслығы түсиникли болады. Айырма соннан ибарат, бул жағдайда теңлемеді тек газлерден концентрацияларын көрсетиў хәм қатты денениң муғдарын есапка алмаў керек. Ал қатты денениң қәсийетлери тең салмақлық константасының температуралық ғәрезлилигине тәсир етеди.

Мысалы хәк тастан углекислоталы газдың бөлинип шығыуы



реакциясында тек CO_2 газ болып табылады, ал кальций окиси CaO қатты түрде қалады. Сонлықтан тәсир етиўши массалар нызамы әпиўайы түрде мынаны береді:

$$p_{\text{CO}_2} = K(T).$$

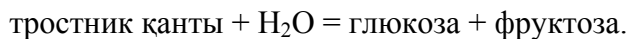
Бул тең салмақлық халда (берілген температурада) хәк тасының үстінде белгили бир парциаллық басымға ийе углекислоталы газдың болатуғынлығын билдиреди хәм хәк тастан углекислоталы газдың бөлинип шығыуының пуўланыўға уқсаслығы өзине дыққаты аўдарады: пуўланыўда да денениң бетиниң үстінде газ турады, бул газдың басымы тек температура менен анықланады хәм пуўдың да, басқа денениң де муғдарына байланыслы емес.

Егер еритпе әззи болса тәсир етиўши массалар нызамын еритпе ишиндеги затлар арасындағы реакциялар ушын да пайдаланыў мүмкин. Бул жерде де 80-параграфта гәп етилген газлердің қәсийетлери менен әззи еритпелердың қәсийетлери арасындағы уқсаслық және де көринеди. Газлердеги реакциялар ушын тәсир етиўши массалар нызамының келтирилип шығарылыўы молекалалар арасындағы соқлығысыўларды есаплаўға тийкарланған. Тап усындай есаплаўды еритпедеги реакция ушын да ислеўге болады. Реакцияға кирисиўши молекулалардың бос кеңисликте емес, ал базы бир орталықта (ериткиште) турғанлығы тек тең салмақлық константасының температурадан хәм басымнан ғәрезлилизигине тәсир етеди. Сонлықтан

$$c_1^{v_1} c_2^{v_2} \dots = K(p, T)$$

тәсир етиўши массалар нызамында K ның температурадан да, басымнан да ғәрезлилизиги белгисиз болып қалады. Енди бул теңлемедегі c_1, c_2, \dots концентрациялары ериткиштиң белгили бир муғдарына (ямаса көлеминиң бирлигине) сәйкес келиўши ериген затлардың муғдары сыпатында анықланады.

Тап сол сыяқлы форма тек ғана ериген затлар емес, ал ериткиштиң өзи де қатнасатуғын реакциялар ушын да дурыс болады. Мысалы тростник қантының гидролизи реакциясы тап усындай:



Бундай реакция қанттың суўдағы еритпесинде орын алады. Суў молекулаларының саны қант молекулаларының санынан әдеўир көп болғанлықтан (еритпени әззи деп болжаймыз) реакцияның барысында суўдың консентрациясы әмелий жақтаң өзгермей қалады. Сонлықтан тәсир етиўши массалар нызамының аңлатпасына тек ериген затлардың концентрацияларын жазыў керек:

$$\frac{[\text{тростник_каны}]}{[\text{глюкоза}][\text{фруктоза}]} = K(T, p)$$

(квадрат қаўсырмаларда моллик концентрациялар – бир литр суўдағы берілген заттың моллериниң саны берілген).

§ 88. Күшли электролитлер

Затлардың бир қатары еригенде ериткиш ишинде молекулалар түрінде емес, ал молекулалардың зарядланған бөлими – ионлар түрінде жасайды (оң зарядланған ионларды *катионлар*, ал терис зарядланған ионларды *анионлар* деп атайды). Бундай затларды *күшли электролитлер* деп атайды. Ионлар түрінде ериген затлар хаққында гәп еткенде оларды еригенде *диссоциацияға* ушырайды, ал кубылыстың өзін *электролитлик диссоциация* деп атайды.

Дерлик барлық дузлар, базы бир кислоталар (мысалы HCl, HBr, HI, HNO₃), базы бир тийкарлар (NaOH, KOH) лар суўда еригенде күшли электролитлер пайда етеди. Дузларда металл катион, ал кислота қалдығы анион болып табылады (мысалы NaCl → Na⁺ + Cl⁻). Кислоталар катион H⁺ хәм анион – кислота қалдығына диссоциацияланады (мысалы HNO₃ → H⁺ + NO₃⁻). Ал силтилер болса металлық катион менен OH⁻ анионына диссоциацияланады (NaOH → Na⁺ + OH⁻, OH⁻ болса *гидроксил* деп аталады).

Электролитлик диссоциация кубылысы басқа да ериткишлерде бақланады. Бирақ ол суўдағы еритпелерде күшли түрде көринеди.

Егер суўда бир ўақытта қандай да еки күшли электролит ериген болса (мысалы NaCl хәм HBr), онда қайсы электролиттиң еритпеси (NaCl тики ме ямаса HBr тики ме?) хаққында айтыў мәниске ийе болмайды. Хақыйкатында еритпеде айырым K⁺, Na⁺, Cl⁻, Br⁻ ионлары болады. Сонлықтан бундай еритпени хәм NaCl дың хәм HBr дың еритпеси деп айтыўға болар еди. Бирақ олардың екеўи де мазмунға ийе емес.

Хақыйкатында пүтин молекулалар болмайтуғын болғанлықтан еритпеде күшли электролитлер арасындағы реакцияларда тек айырым ионлар қатнасады. Сонлықтан күшли электролитлер арасындағы реакцияның жыллылығы реакцияғы тиккелей қатнасатуғын ионларға ғәрезли болып, еритпеде және қандай ионлардың бар екенлигине байланыслы емес (әлбетте еритпе әззи болса). Мысал ретинде күшли кислоталарды силти менен нейтралластырыў реакциясын қарайық. Және бир мысал ретинде NaOH тың HCl менен нейтрализациясын NaOH + HCl = NaCl + H₂O деп жазыў дәл емес екенлигин айтып өтеміз. Хақыйкатында реакцияда тек H⁺ хәм OH⁻ ионлары қатнасады хәм олар суўды (H⁺ + OH⁻ = H₂O) пайда етеди. Метал менен кислота қалдығынан ғәрезсиз бул реакцияның

барлық күшлі кислоталар хәм силтилер ушын бирдей екенлиги өз-өзинен түсиникли. Сонлықтан бул реакцияның жылллығы қалеген күшлі кислотаны қалеген күшлі силти менен нейтралластырыў ушын бирдей болып табылады. Кислотаның 1 моли менен силтиниң 1 моли ушын реакция жылллығы 57 кдж ға тең, яғный



Аз ерийтуғын күшлі электролиттиң тойынған еритпесин қараймыз (мысал ретинде суўдағы AgCl дың еритпесин аламыз). Тойыныў түсинигиниң анықламасы бойынша бул еритпе қатты AgCl менен тең салмақлықта турады. Бул тең салмақлықты



Реакциясының химиялық тең салмақлығы деп қараўға болады. Бул жердеги Ag^+ хәм Cl^- еритпедіе жайласады, ал AgCl қатты халда болады. Соның менен бирге 1 сек даўамында AgCl дың канша молекуласы еритпеге өтсе, тап соншама молекула еритпедіеги ионлардың биригиўи нәтийжесинде төменге шөгеді. Екинши тәрәптен еритпе хәлсиз болғанлықтан (себеби AgCl дың еригишлиги төмен) тәсир етиўши массалар нызамын қолланыў мүмкин. Бул нызамда тек ериген затлардың концентрациясын есапқа алыўдың кереклигин еске түсирсек

$$[\text{Ag}^+][\text{Cl}^-] = K$$

екенлигине ийе боламыз. Бул жерде квадрат қаўсырмаларда коллик концентрациялар берилген (суўдың 1 литриндеги моллер саны). K турақлысы (бул турақлы әлбетте температураның функциясы болып табылады) берилген электролит ушын *еригишликтиң көбеймеси* деп аталады. AgCl ушын өжире температурасында $K=1 \cdot 10^{-10} \text{ (мол/л)}^2$, CaCO_3 ушын $K=1 \cdot 10^{-8} \text{ (мол/л)}^2$.

Солай етип аз ерийтуғын күшлі электролиттиң тойынған еритпесиндеги анионлар менен катионлардың концентрацияларының көбеймеси турақлы шама болады екен. Егер суўда AgCl дан басқа Ag ямаса Cl дың ионларына ийе ҳеш бир дуз етимеген болса, онда $[\text{Ag}^+]$ хәм $[\text{Cl}^-]$ дың концентрациялары хлорлы гүмистиң еригишлиги c_0 ге тең болады. Буннан

$$K = c_0^2$$

екенлиги келип шығады.

Мейли, енди AgCl дың тойынған еритпесине (жақсы ерийтуғын) дуз кислотасының кандай да бир басқа дузының (мысалы NaCl) белгили бир муғдары қосылған болсын. Бундай жағдайда AgCl ның белгили бир муғдары еритпеден шөгинди түринде бөлинип шығады. Хакыйқатында да NaCl ды қосыў Cl^- ионларының концентрациясын үлкейтеді, ал Ag^+ ионларының концентрациясы болса өзгериссиз калады. Сонлықтан $[\text{Ag}^+][\text{Cl}^-]$

көбеймесинің тұрақты болып қалыуы үшін белгилі бір мұғдардағы AgCl дың еритпеден бөлініп шығуы керек.

§ 89. Хәлсіз электролиттер

Күшлі электрлиттер менен бір қатарда еригенде диссоциацияланатуғын, бірақ аз диссоциацияланатуғын затлар да бар. Бундай затлардың еритпесінде ионлар менен бір қатарда нейтрал молекулалар да болады. Бундай затларды *әззи электролиттер* деп атаймыз.

Суұдағы хәлсіз электролиттер қатарына кислоталардың көпшилигі хәм базы бір дузлар киреди (мысалы HgCl_2).

Хәлсіз электролиттердің хәлсіз еритпелерине тәсир етіуші массалар ызымын қолланыу мүмкін. Мысал үшін суұда



теңлемесіне сәйкес диссоциацияланыушы уксус кислотасының ($\text{CH}_3\text{*COOH}$) еритпесін қараймыз. Бұл теңлемедегі Ac белгиси кислота қалдығы $\text{CH}_3\text{*COO}$ ны аңлатады. Диссоциация тең салмақтық халы орнағанша жүреді, ал тең салмақтық халда ионлардың концентрациясы

$$\frac{[\text{Ac}^-][\text{H}^+]}{[\text{HAc}]} = K$$

теңлемесі менен аңлатылады. Бұл жерде K арқалы *диссоциация константасы* деп аталатуғын константа белгіленген. Мысал өжире температураларында уксус кислотасы үшін $K=2 \cdot 10^{-5}$ мол/л.

Диссоциация реакциясы эндотермалық болып табылады, яғнай жыллылықтың жутылуы менен байланысly. Басқа эндотермалық реакциялардағы сыяқты температура жоқарылағанда оның «өнимі» артады, яғнай диссоциация константасы өседі.

Диссоциация константасы ериген электролиттің мұғдарына ғәрезлі емес (еритпе хәлсіз болған жағдайларда) хәм оның тийкарғы характеристикасы болып табылады. Ал *диссоциация дәрежесі* (яғнай ыдыраған молекулалар санының электролиттегі барлық молекулалар санына қатнасы) еритпенің концентрациясынан ғәрезлі.

Мейли 1 л суұда электролиттің c моли ериген болсын. Диссоциация дәрежесін α арқалы белгілеймиз. Бундай жағдайда диссоциацияланған молекулалардың саны αc ге тең. Егер электролиттің молекуласы бір анион менен бір катионға ыдырайтуғын болса (уксус кислотасы мысалындағыдай) онда олардың хәр биринің концентрациясы αc ге тең

болады. Диссоциацияланбаған молекулалардың концентарциясы болса $c(1-\alpha)$ ге тең. Демек тәсир етиўши массалар нызамы мынаны береді:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha}c = K.$$

Буннан еритпениң концентрациясы арқалы анықланған диссоциация дәрежесин табамыз:

$$\alpha = \frac{-K + \sqrt{K^2 + 4Kc}}{2c} = \frac{2K}{K + \sqrt{K^2 + 4Kc}}.$$

Бул формуладан концентрация кемејгенде диссоциация дәрежеси c ның үлкейетуғынлығы хәм шексиз суйылғанда (яғный $c \rightarrow \infty$ де) бирге умтылатуғынлағы көринип тур. Солай етип еритпе көбирек еритпе қаншама суйытылған болса электролит күшлирек диссоциацияланған болады. Бул болса молекуланың диссоциациясының барлық орныларда да суў молекулаларының тәсиринде жүретуғынлығының бирден бир нәтийжеси болып табылады. Ал кери рекомбинацияның болыўы ушын хәр қыйлы болған еки ионлардың бир бирине жақын келиўи керек. Бундай ўақыя суйытылған еритпелерде жүдә сийрек жүзеге келеди.

Суўдың өзи жүдә эззи электролит болып табылады. Оның молекулаларының базы бир (оғада аз) бөлеги



теңлемесине сәйкес диссоциацияланған. Усының менен бирге H_2O ның өзи H^+ хәм OH^- ионларына қатнасы бойынша ериткиш болып табылатуғын болғанлықтан тәсир етиўши массалар нызамының формуласында тек бул ионлардың концентрацияларын жазыўымыздың керек екенлигин биз билемиз:

$$[\text{H}^+][\text{OH}^-] = K.$$

таза суў ушын 25°C да

$$K = 10^{-14} (\text{моль/л})^2.$$

Таза суўда H^+ хәм OH^- ионларының концентрациялары бирдей болғанлықтан биз олардың хәр қайсысының 10^{-7} ге тең екенлигин табамыз. Солай етип 1 литр суўда H^+ ионларының молиниң 10^{-7} си бар (тап соншама OH^- ионы). Басқа сөз бенен айтқанда суўдың 1 моли (18 г) тек 10 миллион литр суўда диссоциацияға ушырайды екен.

Терис белги менен алынған H^+ ионларының концентрациясының онлық логарифмин pH деп белгилейди хәм *водородлық көрсеткиш* деп атайды:

$$\text{pH} = -\lg_{10}[\text{H}^+].$$

Таза суў ушын 25°C да $\text{pH}=7,0$ (0°C да $\text{pH}=7,5$; 60°C да $\text{pH}=6,5$).

Кислоталар еритилгенде олардан H^+ ионлары бөлиніп шығады. Бірақ концентрациялардың көбеймеси $[H^+][OH^-]$ нің шамасы 10^{-14} ке тең болып өзгеріссіз қалыуы керек. Сонлықтан OH^- ионларының бір бөлімі H^+ ионлары менен биригіп суудың нейтраллық молекулаларына айланыуы керек. Нәтижеде $[H^+]$ тың концентрациясы оның суудағы концентрациясынан (10^{-7}) үлкен болады. Басқа сөз бенен айтқанда кислоталық еритпедегі водородлық көрсеткіш рН тың шамасы 7 ден киши болады. Тап сол сыяқлы (OH^- ионын жулып алыушы) силтилердің еритпесінде рН тың мәнісі 7 ден үлкен болады. Демек еритпенің водородлық көрсеткіші оның кислоталылығының ямаса силтилигинің көрсеткіші болып табылады.

Қандай да бір әззи кислотаға (мысалы уксус кислотасы HAc ға) хәм күшли электролит болып табылатуғын оның дузына (мысалы уксус кислоталы натрий $NaAc$) ийе еритпелер қызықлы қасиетлерге ийе болады. Толық диссоциацияға ушыраған дуз еритпеді көп муғдардағы Ac^- ионларын пайда етеді. Кислотаның диссоциациясының теңлемесі

$$\frac{[H^+][Ac^-]}{[HAc]} = K$$

ге сәйкес еритпедегі Ac^- ионларының бар екенлігі H^+ ионлары санының кемейіуін талап етеді (яғный кислотаның диссоциациясын тоқтатыуға алып келеді). Сонлықтан кислотаның диссоциацияланбаған молекулаларының концентрациясы $[HAc]$ оның толық концентрациясы менен бірдей болады (оны c_k арқалы белгілейміз). Толығы менен дуз тәрәпинен алып келінетуғын Ac^- ионларының концентрациясы сол дуздың концентрациясы менен бірдей болады (оны c_c арқалы белгілейміз). Солай етип $[H^+] = Kc_k/c_c$ хәм еритпенің водородлық көрсеткіші мынаған тең:

$$pH = -\lg[H^+] = -\lg K + \lg \frac{c_c}{c_k}.$$

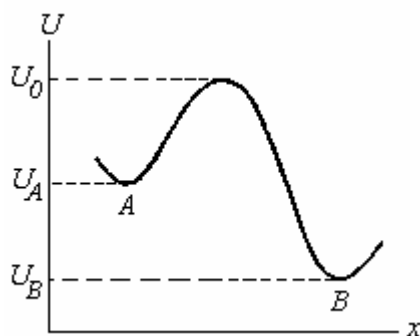
Бул шама болса дуз бенен кислотаның концентрацияларының қатнасынан ғәрезли болып шығады. Солай етип еритпени суйылтыу ямаса усы еритпеге қандай да бир басқа кислоталарды яки силтилерді қосыу еритпенің рН ын әмелий жақтан өзгертпейді. Еритпенің водородлық көрсеткішін усындай етип сақлау қасиетін *буферлік тәсір* деп атаймыз.

§ 91. Активация энергиясы

Усы уақытларға шекем биз тек химиялық тең салмақтық халын карап, реакциялардың механизмлери менен жүриу тезликлерин дыққаттан тыста қалдырдық. 88-параграфтағы

молекулалардың соқлығысыу санын есаплау тең салмақтық шәртлерин келтирип шығаруу ушын ғана исленди хәм көрсетилип өтилгениндей реакциялардың хакыйкый механизмлерине жууап бериуи талап етилмейди.

Енди биз реакциялардың жүриу тезликлерин үйрениу менен шуғылланамыз. Айырым молекулалар бир бири менен соқлығысқан жағдайларда реакцияға кирисе алады. Бирак соқлығысулардың барлығы да реакциялардың жүриуине алып келмейди. Хакыйқатында болса сол соқлығысулардың жүдә аз бөлеги ғана молекулалар арасындағы реакциялардың жүзеге келиуине алып келеди.



1-сүүрет

Бул төмендегидей түрде түсиндириледі.

Реакцияда соқлығысушы атомлардың белгили бир қайтадан топарласууы орын алады. Көргизбелилик ушын реакция барысында атомның бир молекуладан (А) екинши молекулаға (В) өтиуи менен жүреди деп есаплаймыз. Бул атомның потенциал энергиясы еки молекулаға салыстырғандағы жайласууына байланысly. Бул энергияның өзгериси атомның жүрип өтетуғын жолынын үстиндеги координата x тың функциясы сыпатында схемалық түрде 1-сүүретте көрсетилген. Бул иймекликтік шәртли түрде алынғанлығы өз-өзинен түсиникли. Хакыйқатында потенциал энергия бир емес, ал коп санлы параметрлерден (координаталардан) ғарезли. Потенциал энергияның өзгерисиниң дәл барысы үлкен әхмийетке ийе емес, ал атомның еки молекулада турғанына сәйкес келиуши еки минимумның бар екенлиги тийкарғы орынды ийелейди. Бул еки ауҳал бир биринен потенциал барьер менен бөлінген.

Бир бири менен соқлығысқан молекулалардағы атом барьер арқалы бир молекуладан екинши молекулаға өте алғандай өте алғандай энергияға ийе болса ғана химиялық реакция жүреди. Бирак көпшилик молекулаларда атом мәниси сол минимумға сәйкес келтуғындай энергияға жақын энергияға ийе болады. Сонлықтан молекула $U_0 - U_A$ ға теңдей артық энергияға ийе болған жағдайда ғана молекула реакцияға кирисе алады ($A \rightarrow B$ өтияи менен, 1-сүүрет). Газдеги усындай молекулалар санының бундай энергияға ийе емес молекулалар санына қатнасы Больцман көбейтиушилериниң катнасына тең:

$$e^{-U_0/kT} : e^{-U_A/kT} = e^{-(U_0-U_A)/kT}.$$

Бул аңлатпадағы U_0-U_A энергиясы берілген реакцияның *активация энергиясы* деп аталады. Әдетте авагадро санына көбейтип бул энергияның мәнісін заттың бір молине тийісін алады: $N_0(U_0-U_A)=E$.

Солай етип реакцияға кирісіуші молекулалардың саны хәм соның менен бирге реакцияның тезлиги *активация көбейтүшиси*

$$e^{-E/RT}$$

ға тууры пропорционал. Бул көбейтүші реакция тезлигинің температураға ғәреззилигиндеги тийкарғы фактор болып табылады. Биз реакция тезлигинің температураға байланысы тез өсетуғынлығын көреміз.

Егер реакция тезлигин v арқалы белгилесек, онда жоқарыда айтылғанлардан мына формула келип шығады:

$$\ln v = \text{const} - E/RT,$$

яғнай реакция тезлигинің логарифми $1/T$ ның функциясы сыпатында тууры сызық пенен сәулеленеди. Бул туурының қыялық мүйеши активация энергиясы E ни анықлайды.

Хәр қыйлы молекулалық процесслердің активация энергиясы пүткиллей хәр қыйлы болады. Бақланатуғын көпшилик реакциялар ушын оның мәніслери 10-150 *кдж* интервалында жатады.

Температура базы бир T мәнісінен оған жақын болған $T+\Delta T$ мәнісине шекем өзгергенде реакцияның тезлигинің өзгеріси мына формула менен анықланады:

$$\ln v_2 - \ln v_1 = \ln \frac{v_2}{v_1} = -\frac{E}{R(T+\Delta T)} + \frac{E}{RT} \approx \frac{E}{RT^2} \Delta T.$$

Егер $E=80$ *кдж*, $T=300$ К, $\Delta T=10^0$ болғанда $v_2/v_1 \approx 3$. Тезликтің усындай өзгеріуі характерли болып табылады. Газлер менен араласпалардағы хәр қыйлы реакцияларда температура 10^0 қа көтерілгенде (реакция сезилерликтей тезлик пенен жүретуғын областларда) реакцияның тезлиги 2-4 есе үлкейеди.

Реакцияның тезлигинің температураға ғәреззилигинің күшшилигинің қандай екенлилин $2\text{HI} \rightarrow \text{H}_2 + \text{I}_2$ реакциясы мысалында да анық көринеде (оның ушын активация энергиясы 185 *кдж*). 200^0C да реакция пүткиллей жүрмейди – HI дің сезилерликтей муғдары жүзлеген жыллар ишінде ыдыраған болар еди. 500^0C температурада реакция секундлар ишінде өтип болады. Бирақ жоқары температуралардың өзінде де HI молекулаларының бир бири менен соқлығысыуларының шама менен 10^{12} синің биреуі ғана олардың ыдырауын болдырады.

Молекулаларға жеткиликли дәрежедеги үлкен энергияға ийе болуы зәрүрлиги соқлығысыулардың реакциялық эффективлигинің тийкарғы себеби болып табылады.

Усының менен бирге артық энергия молекулалардағы анық бір атомларда ямаса атомлар топарында жыйналған болыуы керек. Бул жағдай реакцияның тезлигинің белгили бир мәниске жетиуінде белгили бир орныды ийелейди. Қурамалы молекулалар қатнасуатын реакцияларда және геометриялық фактор да белгили бир орын ийелейди. Бул жағдайда молекулалар соқлығысқанда олардың реакцияға қәбилетли бөлимлеринің ушырасыуы керек.

1-схемалық сүүретке кайтып келемиз. $U_A - U_B$ айырмасы А хәм В молекулаларының ишки энергияларының айырмасына сәйкес келеди (бул $A \rightarrow B$ экзотрмалық реакциясында бөлинип шығатуғын ямаса кери $B \rightarrow A$ эндотрмалық реакциясында жутылатуғын жыллыққа тең). Бул айырманың потенциал барьердин бийиклигине тиккелей қатнасы жоқ, яғный реакция жыллылығы менен активация энергиясы арасында тиккелей байланыс жоқ. Бирақ туўры хәм кери реакциялардың активация энергиялары арасындағы айырма менен реакция жыллылығы арасында белгили бир байланыс бар. Сүүретте көрсетилгендей $A \rightarrow B$ хәм $B \rightarrow A$ реакцияларының активация энергиялары арасындағы айырма $U_0 - U_A$ хәм $U_0 - U_B$ шамалары менен бериледи, ал олар арасындағы айырма реакция жыллылығына сәйкес келеди:

$$(U_0 - U_B) - (U_0 - U_A) = U_A - U_B.$$

88-параграфта реакциялардың әдетте қосынды химиялық теңлемесине сәйкес өтпейтуғынлығы айтылып өтилген еди. Хәқыйкатында химиялық реакциялардың көпшилиги қурамалы механизмге ийе болады. Бул механизмлер айырым әпиұайы элементар болған процесслерден (бар екенлигин анықлау қыйын болған реакциялардың аралықлық басқышлары) ибарат болады. Реакция өзинің тезирек жүриуі мүмкин болған жолды сайлап алғандай жол менен болып жүреді. Реакциялардың аралықлық басқышларының активация энергиясының киши мәнислерине ийе болатуғынлығы тәбийий, ал бул болса реакцияның жүриу жолын анықлаушы тийкарғы физикалық фактор болып табылады. Усының менен бирге хәр қыйлы басқышлардың өтиу тезликлеринің хәр қыйлы болыуы мүмкин. Усындай жағдайларда қосынды процесстин тезлигинің суммасының аң әстелик пенен жүретуғын басқыштың тезлиги менен анықланатуғынлығы өз-өзинен түсиникли (конвейрлик өндиристін тезлигинің ең әстелик пенен жүретуғын операцияның тезлигинен жоқары болмайтуғынлығы сыяқлы).

Реакцияның аралықлық этаплары ушын активация энергиясының мәнисин киширейтиу *катализ* процесслеринің тийкарында жатады. Катализ деп реакцияланыушы араласпаға базы бир өзге затты – *катализаторды* қосыу арқалы реакцияларды тезлетияди айтады. Бул тезлениудің шамасы әдеуір үлкен болыуы мүмкин. Көпишилик жағдайларда өзинен-өзи жүрмейтуғын реакциялар катализаторлар қосылғанда үлкен тезлик пенен жүре

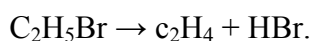
баслайды. Катализатордың тұрған орыны соннан ибарат, ол аралықлық реакцияларда қандай да бір формада қатнасып, барлық процесстің ақырында хеш қандай өзгеріске ұшырамағандай болып қайтадан тікленеді.

Катализатордың реакцияның өтіуінен пүткіллей ғәрезсіз болған химиялық тең салмақлық халын жылжыта алмайтуғынлығын атап өтіу зәрүрлі. Катализатордың қосылыуы тең салмақлықтың орнау тезлигинде ғана көринеді.

§ 92. Реакциялардың молекулалығы

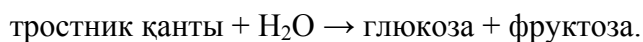
Реакцияның жүріу үшін бір бири менен соқлығысуы зәрүрлі болған молекулалардың санына байланыссы газлер ямаса әззи еритпелердеги барлық химиялық реакцияларды бір неше типлерге бөліу мүмкін. Хәзир гәптің хәқыйқый түрде өтетуғын молекулалық процесслер хәққында айтылып атырғанлығын атап өтеміз. Төменде келтирилетуғын мысаллардағы реакциялар олардың химиялық теңлемесине сәйкес өтеді. Ал көпшилик жағдайларда реакциялардың бул классификациясы реакцияның қурамалы механизминің айырым элементлерине тийісін болады.

Мономолекулалық реакция деп дәслепки заттың молекулалары екі ямаса бір неше бөлімлерге бөлінетуғын реакцияны айтады. Мысалы бромлы этилдің ыдырау реакциясы усындай реакция болып табылады:



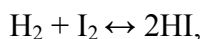
Бундай реакциялардың жүріуі үшін молекулалардың соқлығысуының зәрүрлілігі жоқ. Сонлықтан ыдыраушы заттың мұғдарынын кемейуі менен бирге реакцияның тезлігі концентрацияның бирінші дәрежесине пропорционал кемейеді.

Тап усындай мәністе әззи еритпелердеги реакциялар жоқарыдағы жағдайға ұқсас болып келеді. Бундай еритпелердеги реакцияларда еріген заттың бір молекуласынан басқа ериткиштің молекулалары да қатнасады. Мысал ретінде жоқарыда еслетилип өтилген тростник қантының гидролизи реакциясын көрсетиу мүмкін:



Бул реакцияға хәқыйқатында екі молекула қатнасады, бірақ қант молекуласы әтирапында реакция барысында оғада көп санлы су молекулалары болғанлықтан реакцияның тезлігінің өзгерісі тек еріген қанттың концентрациясының өзгерісі менен байланыссы.

Екі молекуладан екі ямаса оннан да көп басқа молекулалар алынатуғын реакциялар *бимолекулалық реакциялар* деп аталады. Мысал ретінде мынадай реакцияларды келтириу мүмкін:



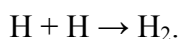
Бұл реакциялар екі бағытта да бимолекулалық реакциялар болып табылады. Бундай реакцияның жүріуі ушын екі молекуланың соқлығысыуы зәрүр. Сонлықтан олардың тезлиги реакцияға кирисиуіши затлардың концентрацияларының көбеймесине пропорционал (егер бир бири менен еки бирдей молекулалалар реакцияға кирисетуғын болса, онда концентрацияның квадратына пропорционал). Усы типке элементар процесслердің басым көпшилиги киреди. Ал сол элементар процесслердің қосындысынан курамалы реакциялардың механизми жүзеге келеди.

Ең ақырында *тримолекулалық* деп аталыушы реакцияларды қараймыз. Бундай реакцияларға үш молекула кириседи хәм олар еки ямаса оннан да көп сандағы молекулаға айланады. Тримолекулалы реакциялар салыстырмалы түрде сийрек ушырасады. Себеби бундай реакцияның жүріуі ушын бир ўақытта үш молекуланың бир бири менен соқлығысыуы керек. Ал үш молекуланың бирден соқлығысыуы еки молекуланың соқлығысыуынан әдеуір сийрек жүзеге келеди.

Газдеги молекулалардың үшлик хәм екилик соқлығысыуларының қатнасын аңсат анықлауға болады. Берилген молекуланың үшлик соқлығысыуы деп оның қандай да бир үшінши молекула менен қатар турып соқлығысыуын айтыу мүмкин. Газ тәрөпинен ийеленген көлемди V арқалы, ал газ молекулаларының көлемлеринин қосындысын b арқалы белгилеймиз. Әлбетте молекула баска бир молекула менен бир қатарда турған көлем де b ға тең. Демек молекуланың биска бир молекула менен қатар турыу итималлылығы b/V ға тең. Сонлықтан үшлик соқлығысыулар санының екилик соқлығысыулар санына қатнасы да b/V шамасындағы сан болады. Әдетте бул шама жүдә киши; мысалы хаўа ушын нормал шараятларда шама менен 10^{-3} ке тең.

Төртлик соқлығысыулар саны үшлик соқлығысыулар санынан сонша шамаға киши болады. Бундай соқлығысыулардың жүдә сийреклигинен жоқары тәртіптеги реакциялар (төртлик х.т.б. молекулалық реакциялар) тәбиятта жүрмейди.

Гейпара бимолекулалық болып көринетуғын реакциялар хақыйқатында тримолекулалық жоллар менен жүреди. Бул еки бөлекшениң бир бөлекшеге биригиу реакциясы болып табылады:



Егер H_2 молекуласы еки H атомларының соқлығысыуының нәтийжесинде пайда болғанда молекула дәрхәл ыдырап кеткен болар еди (бир бири менен соқлығысыушы еки атом барлық ўақытта да тарқасып кете алады). Турақлы H_2 молекуласы терис мәнисли ишки энергияға ийе болыуы керек. Сонлықтан водородтың еки атомы турақлы

молекуланы тек және бір бөлекше қатнағанда ғана пайда ете алады. Ал молекула пайда болғандағы бөлініп шығатуғын энергия усы бөлекше тәрепинен алып берилиуі керек. Бул жоқарыда келтирилигнен реакцияның ҳақыйқатында да тек үш бөлекшениң соқлығысыуының салдарынан жүретуғынлығын билдиреди.

Анық мономолекулалық процесслердің белгили бир шараятларды бимолекулалық процесслердей болып жүриуі жүдә қызық. Ыдырауы ушын молекула сол ыдыраудың нәтийжесинде пайда болған бөлекшелер потенциал барьер арқалы өте алатуғындай энергияларға ийе болыуы керек. Усындай етип «активлестирилген» молекула белгили бир «өмириниң узақлығына» да ийе болыуы керек (соның менен бирге сол артық энергия ыдырая ушын керекли болған орында жыйналған болыуы да керек). Ал жллылық қозғалысларындағы молекулалардың соқлығысыулары активлескен молекулалардың дереги болып табылады. Соқлығысыулар сийрек орын алатуғын жеткиликли дәрежеде сийреклетилген газде активлестирилген молекулалардың ыдырауы жаңа активлескен молекулалардың пайда болыуына қарағанда тезирек жүреди. Бундай шараятларда реакция тезлиги тийкарынан молекулалардың соқлығысыуларын талап етиуши (яғный бимолекулалық) активация процессиниң тезлиги менен анықланады.

§ 93. Шынжырлы реакциялар

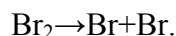
Көпшилик реакциялардың механизми төмендегидей характерли өзгешеликке ийе болады: бундай реакцияларда орнықты халда жасай алмайтуғын аралықтық затлар, молекулалардың сынығы (оскалкалары - айырым атомлар ямаса *еркин радикаллар* деп аталыушы атомлар топарлары) пайда болады. Мысалы қыздырылған азот закиси газиниң ыдырау реакциясында (бундай реакцияның формал түриндеги теңлемеси $2\text{N}_2\text{O} = 2\text{N}_2 + \text{O}_2$) N_2O молекулалары $\text{N}_2\text{O} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$ теңлемесине мууапық ыдырайды. Нәтийжеде кислородтың еркин атомлары пайда болады, ал бул атомлар кейин және бир N_2O молекуласы менен реакцияға түседі: $\text{O} + \text{N}_2\text{O} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2$.

Бул мысалда аралықтық бөлекшелер (бул жағдайда O атомлары) корсетилген еки элементар актлердің нәтийжесинде және де жоғалады. Бирақ басқа көп санлы реакциялар болып, усындай реакциялардың барысында аралықтық продуктлер үзликсиз түрде регенерацияланады (қайтадан пайда болады). Солай етип олар катализатордың тутқан орнындай орынды ийелейди.

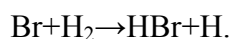
Реакциялардың механизминиң усындай әхмийетли типин водород пенен бромның пууындағы HBr ның пайда болыуы мысалында түсиндиремиз хам бул реакцияның араласпаны жақтыландырғанда жүретуғынлығын еслетип өтемиз.

Бул реакция хақықатында H_2 молекулалары менен Br_2 молекулалары соқлығысканда жүрмейди. Егерде соқлығысыулардың нәтижелеринде реакция жүргенде $H_2 + Br_2 = 2HBr$ химиялық теңлемеси орнылы болған болар еди. Ал бул реакцияның хақықый механизми мынадан ибарат:

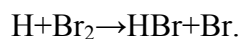
Жақтылықтың тәсиринде базы бир Br_2 молекулалары еки атомға ыдырайды:



Бул *шынжырдың пайда болыуы* деп аталады, ал пайда болған бром атомлары *актив орайлардың* орнын ийелейди. Бундай атомлар H_2 молекулалары менен соқлығысып, олар менен мынадай реакцияға кириседи:



Алынған H атомлары өз гезегинде Br_2 молекулалары менен реакцияға кириседи:



Усындай реакцияның нәтижесинде Br атомлары және де пайда болады, ал олар болса H_2 молекулалары менен реакцияға кириседи хәм сондай процесс даўам етеди. Солай етип избе-из реакциялардың үзликсиз шынжыры пайда болады. Бундай реакцияларды Br атомлары катализатордың орнын ийелейди (олар еки HBr молекуласы пайда болғаннан кейин өзгериске ушырамаған түрде қайтадан тикленеди). Усындай реакцияларды *шынжырлы реакциялар* деп атаймыз. Шынжырлы реакциялардың тийкарлары Н.Н.Семенов хәм К.Хиншельвудлар тәрепинен ислеп шығылған.

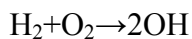
Биз егер қандай да бир усыл менен актив орайлар пайда болса, онда реакцияның буннан былай өзинен-өзи даўам ететуғынлығын көремиз хәм реакция сыртқы тәсирлерсиз ақырына жететуғындай болып көринеди. Ал хақықатында *шынжырдың үзилиуі* менен де есапласыуға туўра келеди. Жоқарыдағы мысалдағы бир актив орай – Br атомы жүзлеген мың H_2 хәм Br_2 молекулаларының реакциясын болдыра алады. Бирақ ақыр-аяғында ол «өледі» хәм шынжырдың буннан былайғы жүрисин тоқтатады.

Мысалы бундай кубылыс еки Br атомы бир Br_2 молекуласына рекомбинацияланса орын алады. 92-параграфта болса усундай еки атомның орнықлы болған бир молекулаға биригиуиниң тек үшлик соқлығысыуда ғана әмелге асатуғынлығының мүмкин екенлиги көрсетилген еди. Сонлықтан шынжырдың үзилисиниң усундай механизми газдиң көлеминде үшлик соқлығысыулар жийи түрде әмелге асатуғын жоқары басымларда ғана әхмийетке ийе болыуы мүмкин

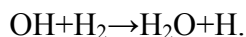
Шынжырдың үзилисиниң басқа механизми реакциялық ыдыстың дийуалына соқлығысканда актив орайлардың набыт болыуынан ибарат болады. Бул фактор актив орайлар газдиң көлеми бойынша жеңил қозғала алатуғын киши басымларында тийкарғы орынды ийелейди.

Екинши тәрептен *шынжырлардың тарқалыуы* деп аталыушы жағдай орны алғандағы реакциялар бар болады. Мысалы водород пенен кислородтың жарылғыш араласпасындағы водородтың (жоқары температуралардағы) жаныуы улыўма түрде төмендегише жүреди.

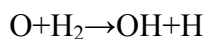
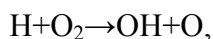
Сыртқы тсирден (мысалы электр ушқынын пайда еткенде)



схемасы бойынша шынжыр пайда болады. Пайда болған актив орайлар – OH радикаллары H_2 молекулалары менен тәсир етисип суўды береді:



Усының нәтийжесинде пайда болған H атомлары буннан былай



схемасы бойынша реакцияға кириседи. Бул реакциялардың нәтийжесинде суўдың пайда болыуы менен бирге H, O, OH актив орайларының санлары артады (HBr ның пайда болыу реакциясында H хәм Br еркин атомларының санлары үлкейген жоқ еди).

Егер шынжырлардың тарқалыуының нәтийжесинде пайда болатуғын актив орайлардың саны орайлардың үзилиўлериниң санынан артық болса актив орайлар саны оғада үлкен тезликлер менен артады (геометриялық прогрессия бойынша) хәм усының ақыбетинде реакцияның жедел түрде өзинен өзиниң тезлениўи – партланыў орын алады.

Бул партланыўдың шынжырлы механизминиң принципінде турақлы температураларда да орын алыуы характерли. Усыны менен бир қатарда партланыўдың *жыллылық механизми* де бар. Бул жағдайда реакцияның тезлигиниң температурадан күшли ғәрезлилиги орын алады. Жыллылық үлкен тезликлер менен бөлинип шығатуғын экзотермалық реакцияларда болса бул тезликлердиң шамасы жыллылықтың сыртқы орталыққа тарқалыу тезлигине салыстырғанда әдеўир үлкен мәниске ийе болыуы мүмкин. Усындай жағдайда реакция болып атырған араласпаның кызыуы орын алып, бул өз гезегинде реакцияның өз өзинен тезлениўин болдырады.

XII БАП

Бетлик қубылыслар

§ 94. Бет керими

Усы ўақытларға шекем биз жыллылық қасийетлери менен көлемлик характерге ийе болган қубылысларды қарадық: бул қубылысларда денениң барлық массасы катнасты. Денелерде еркин бетлердің болыўы *бетлик* ямаса *капиллярлық қубылыслары* деп аталатуғын қубылыслардың айрықша категориясының жүзеге келиўине алып келеди.

Қатаң түрде айтканда қәлеген дене вакуумде емес, ал қандай да бир орталықта, (мысалы атмосферада) жайласқан. Сонлықтан денелердің бетлери ҳаққында емес, ал еки орталықты айырып туратуғын бетлер ҳаққында айтыў керек.

Бетлик қубылысларда денелердің тиккелей бетинде жайласқан молекулалар қатнасады. Егер денелердің өлшемлери жүдә киши болмаса, онда бундай молекулалардың саны тийкарғы көлемде жайласқан молекулалар санынан әдеўир аз болады. Сонлықтан әдетте бетлик қубылыслар үлкен орын ийелемейди. Бирақ киши өлшемлерге ийе денелерде бул қубылыслар әхмийетли орынларды ийелейди.

Беттеги базы бир жуқа бетлик қатламда жайласқан молекулалар денениң ишинде шараятлардын басқа шараятларда турады. Денинин ишиндеги молекулалар барлық тәреплерде өзиндей молекулалар менен қоршалған. Ал бетке жақын жайласқан молекулалар болса өзиндей қоңысыларға тек бир тәрепте ғана ийе болады. Бул бетке жакын жайласқан молекулалардың энергияларының денениң ишиндеги молекулалардың энергияларынан басқа екенлигин билдиреди. Бетке жакын жайласқан барлық молекулалардың энергиясының егер усы молекулалар денениң ишинде жайласқан болгандағы ийе болыўы керек энергиясы арасындағы айырма *бетлик энергия* деп аталады.

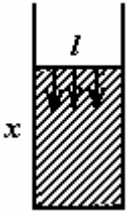
Бетлик энергияның бөлип турыўшы беттиң майданы S ке пропорционал екенлиги анық:

$$U_{\text{бет}} = \alpha S.$$

Бул аңлатпадағы α коэффициентти бир бирине тийисип турған орталықлардың тәбиятынан ҳәм олардың ҳалларынан ғәрезли болады. Бул коэффициентти *бет керими коэффициентти* деп атайды.

Биз механикадан күшлердің барлық уақытта да дененің ең киші болған энергияға ийе болатуғын халға қарай бағытланатуғынлығын билеміз. Усыған сәйкес бетлик энергия да мүмкін болған ең киші мәніске ийе болыуға умтылады. Буннан α коэффициентинің барлық уақытта да оң мәніске ийе болатуғынлығы келип шығады. Қарама-қарсы жағдайларда бир бирине тийисип туратуғын орталықлар айырым түрде жасай алмаған болар еди – оларды бөліп туратуғын бет шексиз үлкейген, яғный еки орталық бир бири менен араласыуға умтылған болар еди.

Бет керими кроэффициентинің оң мәніске ийе болатуғынлығынан еки орталықты айырып турыушы беттиң барлық уақытта да кемеийуге умтылатуғынлығы келип шығады. Суйықтың тамшыларының (ямаса газ көбикшелеринің) сфера формасына ийе болыуы тап усы кубылыс пенен байланыслы. Себеби берилген көлемдеги шар басқа барлық фигуралар арасында ең киші бетке ийе болады. Тамшының сфералық формаға ийе болыаына салмак күши кесент жасайды, бирак киші тамшылар ушын бут тәсир жүдә эззи хәм сонлықтан олардың формалары сфералыққа жақын.

 <p>1-сүүрет</p>	<p>Салмақсызлық жағдайында суйықтың қәлеген еркин массасының формасы сфералық болады. (май менен) салыстырмалы салмағы бирдей болған спирт пенен суудың араласпасындағы өсимлик майының шар тәрізлі тамшыға түрінде жүзип жүретуғынлығын көрсететуғын көпшиликке белгили тәжірийбеде бундай шараятларды жасалма түрде пайда етиуге болады.</p>
--	--

Бет керими төмендеги әпиұайы мысалда өзін куш түрінде көрсетеди: Сым рамкаға керилген суйықтың пленкасын көз алдымызға келтиремиз. Рамканың тәреплеринің бири l ге тең болсын хәм ол қозғала алатуғын болсын (1-сүүрет). Беттиң кишірейиуге умтылатуғынлығынан сымға күш тәсир етеди. Рамканың қозғалыушы бөлиминдеги бул күшти тиккелей өлшеу мүмкін. Механиканың улыұмалық қағыйдалары бойынша күш F энергиядан (бул жағдайда бетлик энергия) күш тәсир ететугын бағыт x бойынша алынған туұындыға тең:

$$F = -\frac{dU_{\text{бет}}}{dx} = -\alpha \frac{dS}{dx}.$$

Пленканың бетинің майданы $S=lx$ болғанлықтан

$$F = -\alpha l.$$

Бул рамканың l кесиндисине бет кериминің нәтижесинде пленканың бир бети тәрепинен түсетугын күш болып табылады (пленка бети еки тәрепке ийе болғанлықтан l кесиндисине еки есе үлкен күш тәсир етеди). Минус белгиси бул күштиң пленка бетинің ишине қарай бағытланғанлығын билдиреди.

Солай етип денениң бетин шеклеўши сызыққа (ямаса бул беттиң қандай да бир участкасына) бул сызыққа перпендикуляр, бетке урынба бағытта ҳәм беттиң ишине қарай бағытланған күшлер тәсир етеди. Сызықтың узынлығының бир бирлигине сәйкес келиўши күш бет керими коэффициентини α ге тең.

Бет керими коэффициентини α ның өлшемлери оның анықламасынан келип шығады ҳәм ҳәр қыйлы түрде берилиўи мүмкин: майданның бир бирлигине сәйкес келиўши энергия ямаса узынлықтың бир бирлигине сәйкес келиўши күш:

$$[\alpha] = \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2} = \frac{\text{дин}}{\text{см}}.$$

Жоқарыда айтылғанлардан бет кериминиң мәниси ҳаққында айтылғанда атап айтқанда қандай еки орталықтың бир бирине тийисип турғанлығын көрсетиўдиң кереклиги келип шығады. Әдетте суйықтың бет керими дегенде (екинши орталықты көрсетпей) усы суйықтық пенен оның пуўы арасындағы шегарадағы бет керимин нәзерде тутады. Бул шама температураның жоқарылаы менен барлық ўақытта да киширейеди ҳәм суйықтық ҳәм пуў арасындағы айырма жоғалатуғын критикалық ноқатта нолге тең болады.

Бир неше суйықтықлар ушын олардың ҳаўа менен шегарасындағы бет керим коэффициентлерин келтиремиз (эрг/см^2 бирликлеринде) :

Суў (20^0C)	73
Этил спирти (20^0C)	17
Бензол (20^0C)	29
Сынап (20^0C)	480
Алтын (1130^0C)	1100

Суйық гелийдиң пуўы менен шегарасындағы бет керими жүдә киши шама болады. Абсолют нол жанында оның шамасы $0,35 \text{ эрг/см}^2$ ка тең.

Өлбетте қатты денелердиң бетлеринде де бет керими орын алады. Бирақ ол әдеттеги шараятларда жүдә аз сезиледи: салыстырмалы киши бет керимлери денениң формаларын өзгерте алмайды. Усыған байланыслы қатты денелердиң бет керимин тиккелей өлшеў оғада қыйын болып табылады ҳәм олардың бет керимлери ҳаққында исенимли мағлыўматлар жоқ.

Анизотроп дене болған кристалдың бет керими оның ҳәр қыйлы қапталларында ҳәр ыйлы болыўы керек. Себеби кристалдың ҳәр қыйлы қапталында атомлар ҳәр қыйлы болып жайласқан. Усы себепке байланыслы егер кристал өзиниң формасын еркин өзгерте алған жағдайда ол шар тәризли форманы ийелемеген болар еди (барлық бети бойынша бирдей керимге ийе болатуғын изотроп денелер (суйықтық) шар тәризли форманы

ийелейди). Бундай шараятлардағы кристалдың тең салмақтық формасының өзине тән түрге ийе болатуғынлығын көрсетіуге болады: бул форма көп емес санлы тегис қапталлардан ибарат болып, бул қапталлар белгили бир мүйеш пенен емес, ал иймейген участкалар пайда етип кесилиседі.

Бул кубылысты бақлай мүмкін. Оның ушын, мысалы, тас дузы монокристалынан жонып алынған шариклерди шама менен 750°C температурада узақ ўақыт кыздырғанда атомлар беттиң бир участкаларынан екиши бир участкаларына жылысып өтеди хәм жоқарыда айтылып өтилгендей фигура формасына ийе болады.

§ 95. Адсорбция

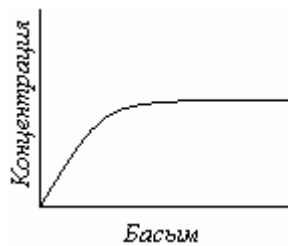
Суйык хәм қатты денелердиң бетлерине баска бир (өзге) затлардың (усыған байланыслы бул затларды *адсорбентлер* деп атайды) жыйналыўынан ибарат болған *адсорбция* кубылысы менен көп санлы бетлик кубылыслар байланыслы. Адсорбция газлерден, суйықлықлардан болыўы, соның менен бирге еритпедеге ериген затларда адсорбцияланыўы мүмкін. Мысалы көпшилик газлер көмирдиң, силикагелдиң, металлардың көпшилигиниң бетинде адсорбцияланады, комир еритпелерден хәр қыйлы органикалық бирикпелерди адсорциялайды. Адсорбция дәрежеси *бетлик концентрация* менен характерленеди, ал бетлик концентрация деп адсорбенттиң бетиниң 1 см^2 да жыйналыған басқа заттың муғдарына айтамыз.

Адсорбция кубылыс тәбиятта кеңнен тарқалған хәм техникада пайдаланыўда үлкен орын ийелейди. Көп муғдардағы затты адсорбциялаў ушын бети мүмкін болғанынша үлкен болған (берилген массадағы), мысалы геўек ямаса пукта түрде майдаланған заттан пайдаланған мақул. Адсорбентлердиң бул қәсийетттиң характеристикасы ретинде олардың *салыстырмалы бети* түсинигинен пайдаланады (салыцстырмалы бети деп 1 г затқа сәйкес келиўши бетти айтады). Жаксы адсорбентлерде (мысалы арнаўлы геўеклерге ийе көмирде) бул беттиң майданы жүзлеген квадрат метрге шекем жетеди. Егер денениң ишинде геўеклер пайда еткенде ямаса оларды пукта түрде майдалағанда салыстырмалы беттиң бундай үлкен мәнислерге шекем үлкейиўи таң қаларлық емес. Мысалы радиусы r болған шариклерге майдаланған 1 см^3 зат шамасы $\frac{4\pi^2}{4\pi^3/3} = \frac{3}{r}$ ге тең бетке ийе болады; егер $r \sim 10^{-6}\text{ см}$ болса беттиң шамасы жүзлеген квадрат метрге тең.

Адсорбцияланған газдиң концентрациясы (берилген температурада) адсорбенттиң устиндеги газдиң басымына байланыслы. Бул ғәрезилик 2-сүүретте көрсетлгендей типтеги иймеклик пенен сәўлеленеди. Дәслеп басымның өсиўи менен бетлик

концентрация тез өседі. Басымның буннан былай өскенинде концентрацияның өсіуі әстеленеді хәм ақыр-аяғында базы бир шекке ямаса басқа сөз бенен айтқанда тойыныуға умтылады. Тәжірийбе адсорбцияның тойыныуының адсорбенттиң бетиниң адсорбцияланған молекулалардың бирдей болған (мономолекулярлық деп аталатуғын) бети менен толық жабылыуына байланыслы екенлигин көрсетеді.

Бир бири менен тийисип турған орталықлардың шегарасындағы бет кериминиң өзгериси адсорбцияның оғада әхмийетли қәсийети болып табылады (әдетте бул жағдайда сұйықтың бети ҳаққында гәп кетеді). Адсорбция барлық ўақытта да бет керими коэффициенттиң мәнисин кемейтеді. Егер бундай болмағанда адсорбция пүткиллей орын алмаған болар еди. Бул жерде де бетлик энергияның кемейиўге умтылыуы көринеді: беттиң майданының киширейиўи менен бул кемейиў беттиң физикалық қәсийетлериниң өзгериўи менен де байланыслы болыуы мүмкин. Солардың бет керимине тәсирине байланыслы (берилген сұйықтың бетинде) адсорцияланыў қәсийетлерине ийе болған затлар *бетлик-актив* затлар деп аталады. Мысал ретинде хәр қыйлы сабынлардың суў ушын усындай затлар болып табылатуғынлығын атап өтемиз.



Сұйықтың бетинде адсорбциялана алатуғын затлардың улыўмалық муғдары жүдә киши. Сонлықтан бетлик-актив затлардың араласпасының оғада аз муғдары да сұйықтың бетинде жыйналып оның бет керимин әдеўир шамаларға өзгерте алады. Сұйықтың бет керими тазалыққа да күшли ғәрезли. Мысалы суўға аз муғдардағы сабын қосылғанда оның бет керими 3 есе ден де артық шамаға киширейеди.

Сұйылық бетиндеги адсорбцияланған мономолекуалық пленкалар өзине тән қәсийетлерге ийе болған объект болып табылады: бундай пленкалар заттың еки өлшемли ҳаллары болып табылады, бул жерде молекулалар үш өлшемли көлемде емес, ал еки өлшемли бетте тарқалған. Бундай ҳалда үш өлшемли фазаларға сәйкес хәр қыйлы «газ тәризли», «сұйық» хәм «қатты» фазалардың болыуы мүмкин.

«Газ тәризли» пленкада адсорбцияланған молекулалар сұйықтың бетинде салыстырмалы сийрек жайласқан болып, олар усы сұйықтың бети бойынша еркин қозғала алады. «Конденсацияланған» пленкаларда болса молекулалар бир бирине тийисип турады, соның менен бирге молекулаларға бир бирине салыстырғанда қозғалыуға базы бир еркинлик бериледи (сұйық пленкаға ағыуға мүмкиншилик бериледи) ямаса

молекулалар бір бири менен беккем байланысқан болып, пленка қатты дене сыяқлы қасиетке ийе болады. Конденсацияланған пленкалар анизотроп болыуы мүмкін. Бул жағдайда пленка сұйық ямаса қатты кристаллардың аналогы болып табылады. Бірінші жағдайда абсорбенттің беті бойынша молекулалар дұрыс ориентацияланады, ал екінші жағдайда молекулалардың бір бирине салыстырғанда дұрыс жайласулары орын алатуғын екі өлшемлі кристаллық пәнжерге ұқсас жағдайдың пайда болыуына ийе боламыз.

Суу бетінде сууда ерімейтуғын, молекулалары ушларының бирінде COOH , OH топарларына ийе узын углеводород шынжырын пайда етиуши органикалық кислоталар, спиртлер ғ.т.б.тәрепинен пайда етилген мономолекулалық пленкалар бул қубылыстарды үйрениу үшін қолайлы объектлер болып табылады. Бул топарлар су