

Л.Б.Окунь

Элементар бөлекшелер физикасы

**Қайта исленген хәм толықтырылған екинши басылымнан
қарақалпақ тилине аўдарған
Б.А.Абдикамалов**

Нөкис - 2021

Л.Б.ОКУНЬ

Элементар бөлекшелер физикасы

Қайта исленген хәм толықтырылған екинши басылымнан қарақалпақ тилине аўдарылды

МАЗМУНЫ

I бап. Бөлекшелер хәм принциплер.

Эксперимент хәм теория. Еки тенденция. Симметриялар. Салыстырмалық теориясы. Хәрекет хәм лагран-жиан. Квантлық механика. Спин. Фермионлар хәм бозонлар. Элементар бөлекшелер. Тийкары өз-ара тәсирлесийлер. Адронлар хәм лептонлар.

II бап. Гравитация. Электродинамика.

Гравитация. Квантлық электродинамика (КЭД). Фейнман диаграммаларының тили. Вакуумның поляризациясы.

III бап. Күшли тәсирлесий.

Адронлар хәм кварклер. Изотоплық спин. $SU(2)$ группасы. Ерси бөлекшелер. $SU(3)$ -симметрия. Гөззал. b -кварк хәм басқалар. Ароматлар хәм әўладлар. Рең хәм глюонлар. Квантлық хро-модинамика (КХД). Асимптоталық еркинлик хәм конфайнмент. Кираллық симметрия. КХД жолда.

IV бап. Әззи тәсирлесий.

Әззи ыдыраўлар. Әззи реакциялар. Зарядланған тоқтың қосылыўшылары. Айналық асимметрия.

V — A тоғы. C-, P-, T-симметриялар. Нейтраль тоқлар. Нейтринолық массалар хәм осцилляциялар. Қос β -ыдыраў. Экспериментлердің исенимлиги ҳақында.

V бап. Электрәззи теория.

Әззи тәсирлесийлердің өзгешеликлери. $SU(2) \times U(1)$ симметриясы. Фотон хәм Z-бозон. Зарядланған тоқлардың өз-ара тәсирлесийи. Нейтраль тоқлардың өз-ара тәсирлесийи. W-хәм Z-бозонларды излеў. Симметрияның бузылыўы. Хиггс бозонлары. Моделлер, моделлер.... Скалярлар - 1-санлы машқала. Теорияның раўажланыўы ҳақында.

VI бап. Бирлесийдің перспективалары.

Жуўыратуғын константалар. $SU(5)$ группасындағы фермионлар. $SU(5)$ группасындағы калибровкалық бозонлар. Протонның ыдыраўы. Магнитлик монополлер. Моделлер, моделлер, моделлер.... Суперсимметрия. Бирлесийдің моделлери хәм үлкен партланыў. Экстраполяциялар хәм болжаўлар ҳақында. Ескертийлер (1983-жылдың гүзи).

Жоқары энергиялар физикасы (екинши басылымға қосымша).

1-қосымша. Физикалық бирликлер системасы ҳақында.

2-қосымша. Терминлердің сөзлиги.

3-қосымша. Әдебиятты шолыў.

Предметлик көрсеткиш.

ЕКИНШИ БАСЫЛЫМҒА АЛҒЫ СӨЗ

Бұл кітаптың бірінші басылымы 80-жылдардың басында физиктер аралықтық бозондардың ашылуын асығыслықпен күтіп жүргенде таярланды. Кітаптағы тексттің барлығы ұсы күтіуді сәулелендіреді. Аралықтық бозондардың ашылғаны хақындағы хабар келгенде кітап жазылып болынып еді хәм бұл жағдай кітаптың ақырындағы ескертуде берілген.

Екінші басылымды таярлауда мен "ұақыттың рухын" қыйратпау мақсетінде кітаптың тийкары текстин қайтадан іслеу хақындағы шешімге келдім. Бұндай шешім табиий болып көрінді хәм тийкары текст еле гөнерген жоқ еді. Себебі өткен жыллары сенсациялық илимий ашылулар қолға киргизілмеді.

Экспериментпен теориядағы орын алған прогресс толық болмаса да кітаптың ақырында орын алған қосымшаларда келтірілген. Бұл қосымшалар 1986-жылы тезлеткіштер бойынша "Жоқары энергиялар физикасы - 86" атамасындағы халық аралық конференцияда ісленген шолу баянатында баспадан шықты. Соның менен бирге "Терминлер сөзлігіне" бір неше мақалалар қосылған.

Әдебиетті шолу жаңаланған, оған 1982-85 жыллары жарық көрген кітаптар менен шолу мақалалары киргизілген. Мен әдебиетті кеңейту жұмысын өзіне алған И. С. Цукерманға миннетдарман. Мен кітаптың рецензенті Б. В. Медведевке берген пайдалы кеңеслері үшін рахмет айтаман.

Элементар бөлекшелер физикасында әхмийетлі ашылулар писип тұр. Кітаптың оқыушыға ұсы ашылулардың дүньяның физикалық картинасындағы орнын айқынырақ көз алдына елестете алуына жәрдем береді деп үміт етемен.

Ең ақырында кітаптың форзацында жайластырылған Әлемнің эволюциясы хақында бір неше сөз. Бұл форзацты мен дүзгеним жоқ, ал фамилиясын биіудің сәті түспеген автор дүзген. Инглиз тилиндегі схеманың фотокопиялары физиктердің арасында кең тарқалған. Мен тек рус тилине аудардым хәм үлкен болмаған дүзетулерді киргиздім

Москва

Сентябрь 1986-ж.

БІРІНШІ БАСЫЛЫМҒА АЛҒЫ СӨЗ

Физиканы танымалы ететуғын кітаптардың екі үлкен классқа бөлетуғынлығы табиий. Шәртлі түрде оларды "лириктер" хәм "физиктер" деп атауға болады. Біріншісінде физиканың адамзатлық, тарихый, эстетикалық хәм философиялық аспектері басым келеді. Екінші классқа киретуғын кітаптарда айқын болған қубылыстар менен ызамлықтарға үлкен дыққат аударылады. Бірінші классқа киретуғын кітаптардың авторлары математикалық символлардан қашады хәм 10-15 см деп жазуының орнына "сантиметрдің миллиардтан бір бөлімінің миллионнан бір бөлімі" деп жазады. Екінші классқа киретуғын кітаптардың авторлары логарифмдерді, экспоненталарды, туыңдыларды хәм интегралдарды батыл түрде пайдаланады.

Бұл кітап физиктер үшін жазылған. Ол илимий хызметкерлерге, оқытушыларға хәм физика-математикалық қәнигеліктерінің студенттері үшін арналған. Оның тийкары элементар бөлекшелер физикасының ұлыұмалық картинасын сәулелендіру мақсетінде ісленген менің баянаттарым болып табылады. Бұл баянаттарда мен жоқары энергиялар физикасының перспективалары хақында физиканың ұсы бөлімінің Вавилон минарының қурылысының хәр қыйлы участкасында іслеуінің хәм қоңсылас болған участкада қолланылатуғын тилді билейтуғын адамдар үшін мағлыұматтарды бердім. Кітап екі қатламға иіе: көпшілікке арналған илимий хәм профессионаллық.

Егер сиз арнайлы салыстырмалық теориясы менен таныс, бірақ квантлық механиканы билмейтуғын болсаңыз, онда кітаптың шама менен үштен бирине түсинесіз. Егер сиз Шредингер теңлемесін жаза алатуғын болсаңыз, онда кітаптың ярымына түсинесіз. Егер сиз Дирак теңлемесін жаза алсаңыз хәм ондағы белгилеулердің мәнісін түсинетуғын болсаңыз, онда кітаптың үштен екі бөлімін түсинесіз. Кітаптың қалған үштен бір бөлімінің барлығы автордың өзине де түсиникли емес.

Кітап шолыудан хәм үш қосымшадан тұрады. Шолыу 6 баптан ибарат: "Бөлекшелер хәм принциптер", "Гравитация хәм электродинамика", "Күшли өз-ара тәсирлесіу", "Эззи өз-ара тәсирлесіу", "Электрэззи теория", "Бирлесіудің перспективалары".

1-қосымша — "Физикалық бирліклердің системалары хаққында" - тийкарынан \hbar , $c=1$ системасын таллауға хәм оны басқа системалар менен, мысалы СВ системасы менен салыстырыуға бағышланған.

Кітаптың алдында тұрған мәселелердің бири оқыушыны \hbar , $c=1$ релятивистлик квантлық бирліклер системасы менен пайдаланыуды үйретиу болып табылады. Бул система қубылыстардың мәнісін түсиніуді жеңиллестиреди хәм ядта әпиуайы болған ақылға мұапық келетуғын өлшемлик бақалауларды алыу мүмкиншилигин береді. Олар ушын көп санлы мысалларды кітаптың текстинің барлығында табыуға болады.

2-қосымша — "Терминлер сөзлиги" — жүзден аслам терминлердің мәнісін түсиндириуді өзинің ишине алады. Дәслеп сөзлик азы-кемлі таярлығы бар оқыушы ушын баянатларда келтирилген мағлыұматларды өзлестіриу ушын қысқаша түсиниклер беріу мақсетінде дүзилген еді. Бірақ мен ұақыттың өтиуі менен қәнигелер ушын да қызықлы болатуғындай қандай да бир ескертиулерді, түсиник беріулерді де келтириуге қаратылған тәуекел етиудің алдында шыдап тұра алмадым.

Сөзликте көп санлы әхмийетли терминлердің айырым мақалаларының жоқ екенлигин аңсат аңғарыуға болады. Көпшилик жағдайларда олар сөзликтеги басқа мақалаларда ямаса шолыудың текстинде келтирилген. Егер предметлик көрсеткиштен пайдаланса оларды аңсат тауып алыуға болады.

3-қосымша — "Әдебий шолыу" — 1975-жылдан кейін ең алдыңғы журналларда жарық көрген жоқары энергиялар физикасы менен оған байланыслы болған мәселелерге бағышланған мақалалардың системаға түсірилген дизими келтирилген.

Кітапта әхмийетли орын предметлик көрсеткишке берілген. Оны шолыудың айырым параграфлары хәм 1- және 2-қосымшалардың арасына көпір салады хәм барлық кітапты байланыстырады деп есаплау керек

Улыұма, оқыушыға кітапты бирінші рет толығы менен оқыу хәм түсиниксиз орынларды түсиніуге тырыспау хәм оларды кітапты екінші рет оқығанда қайтып келиу ушын қәлем менен белгилеп қойыу ұсынылады. Мүмкін, кітапты оқыуды 1- хәм 2- қосымшалардан және предметлик көрсеткиштен баслаған хәм оннан кейін кітапты толығы менен оқыу мақсетке мұапық келетуғын шығар.

Және бир неше сөз физиканы шынлап үйреніу нийети бар оқыушыға арналған.

Кітапты қайтадан оқығанда сүүретлерге, әсиресе формулаларға дыққат пенен қараңыз. Формулалар өзлерине дыққат пенен қарағанды жақсы көреді. Қандай да бир қатнасқа қарасаңыз олардағы хәр қыйлы ағзалардың өлшемлерін, олардың тензорлық индекслерін салыстырыңыз. Анау ямаса мынау аңлатпадағы хәриплердің (символлардың) хәр биринің нени аңғартатуғынлығын өзиңізден сораңыз.

Сізден пайда болған сораулардың барлығына бул кітап жууап бермейді. Ол квантлық механика, қала берсе майданның квантлық теориясы бойынша оқыулықты алмастыра алмайды.

Егер сізде соңғы 10-20 жыл ишінде табылған эксперименталлық фактлер менен жаңа теориялық түсиниклердің арасындағы байланысты табыуға жәрдем берген хәм сізді

басқа да кітаптарды оқығанда қызығуы пайда еткен болса, онда кітаптың алдына қойылған ұазыйпасын орынлады деп есаплай керек.

Жоқары энергиялар физикасы бойынша XX халық аралық конференцияға келген ұақытлары (Ме-дисон, АҚШ. июль, 1980-жыл) ұсы конференция ұшын таярланған жуўмақлаўшы баянаттың кеңейтилген текстин өзи шығарып атырған кітаптардың сериясында баспадан шығарыўды ұсынды. Ақырында ұсы кітаптың пайда болыўына алып келген оның ұсынысы ұшын мен оған миннетдарман. Усы ұсынысты қабыл етип кітапты жазыўдың қанша көп ұақытты талап етилетуғынлығына менде гүман болған жоқ.

Мен кітаптың қолжазбасының айырым бөлимлерин оқыған хәм көп санлы критикалық ескертиўлер берген М. Б. Волошинге, И. Ю. Кобзаревке, В. И. Коганға, А. Б. Мигдалға, Н. Г. Семашкоға, К. А. Тер--Мартиросянға хәм көп-көп санлы қәнигелерге миннетдаршылық билдиремен. Тилекке қарсы, сол ескертиўлердің тек айырымларын ғана оқып шығыўға сәти түсти.

Мен айрықша Э. Г. Гуляеваға хәм И. А. Тереховаға қолжазбаны баспаға таярлағанда берген жәрдемлери ұшын рахметлер айтаман.

1-бап

БӨЛЕКШЕЛЕР ХӘМ ПРИНЦИПЛЕР

Эксперимент пенен теория. Еки тенденция. Симметриялар Салыстырмалық теориясы. Хәрекет хәм лагранжиан. Квантлық механика. Спин. Фермионлар хәм бозонлар. Элементар бөлекшелер. Тийкарғы өз-ара тәсирлесийлер. Адронлар хәм лептонлар.

Эксперимент пенен теория

Элементар бөлекшелер физикасы эксперимент пенен теорияның таң қаларлық қуймасынан турады.

Ең киши бөлекшелердің қәсийетлери қурамалы болыўы менен илимнің басқа областларында пүткиллей жоқ болған экспериментлерде табылады. Басқа областларда жоқ болған бул экспериментлердің дәллиги оғада жоқары. Көпшилик жағдайларда изертлеў объектлериниң өзлери болған бөлекшелер лабораторияның өзинде тезлеткишлердің жәрдемінде пайда етиледі хәм олар сондай киши ұақыт ғана жасайды, хәтте бизиң бир заматлық деп жүргенимиз шексизликтей болып көринеди. Бөлекшелердің қандай да бир ыдыраўының жүзеге келиўин оған ұқсас болған миллиардлаған "қызық емес" ыдыраўлардың арасынан табыўға түүры келеді. Элементар бөлекшелер ҳаққындағы барлық мағлыўматларды оғада муқиятлы түрде өткерилген өлшеўлерде алынады.

Бирақ, бул мағлыўматларды жыйнаў тийкарғы мақсет, элементар бөлекшелер физикасының ақырғы мақсети болып табылмайды. Оның ең жоқарғы мақсети тәбияттың тийкарғы, ең улыўмалық болған физикалық нызамларын ашыў болып табылады. Тәжирийбелерде қолға киргизилген информациялардың теориялық жуўмақларды келтирип шығарыў ұшын қайтадан ислениўи керек. Жүзлеген экспериментлердің нәтийжелерин теориялық талланыўының квинтэссенциясы теориялық жақтан көрсетиў хәм бир неше қағазда жазыў мүмкин болған математикалық формулаларға айландырыўдан ибарат. Буның идеалда тек бир формуладан, барлық физиканы өзиниң ишине қамтыйтуғын сыйқырлы ғозадан ибарат болыўы мүмкин. Бирақ, бундай идеал ұшын бизге еле ерте.

Еки тенденция

Физиканың раўажланыўында бир бирине қарама-қарсы болған хәм бир бирин бийкарлайтуғындай болып көринетуғын еки тенденция көзге түседи. Биринши тәрептен изертленетуғын қубылыслардың санының экспоненциаллық өсиўи, қәнигеликлердің санының артыўы, хәр бир бағдардың шақаларға бөлиниўи орын алып атыр. Шақаларға бөлиниў, дифференциация процесси жаңа арнаўлы журналлардың пайда болыўы, конференциялардың өткерилиўинде айқын көринеди.

Екинши тәрептен, оған қарама-қарсы болған процесстиң жүриўиниң интенсивлиги де киши емес. Бул биригиў, синтез, интеграция процесси болып табылады. Хәр жыл сайын физиканың ири болған айырым тараўларының, усы ўақытларға шекем улыўмалық хеш нәрсеге ийе емес деп есапланып келинген қубылыслардың арасындағы байланыстың бар екенлиги айқын болмақта.

Ньютонның механикасы Жердеги қозғалыслар менен аспан денелердің қозғалысларын бириктирди. Максвеллдің электродинамикасы электрлик, магнитлик хәм оптикалық қубылысларды бириктирди. Эйнштейннің арнаўлы салыстырмалық теориясы кеңислик пенен ўақытты бириктирди. Квантлық механика концептуаллық планда бөлекшелер менен толқынлар түсиниклерин, детерменизм менен итималлықты хәм соның тийкарында атомлық физика менен химияны, конденсирленген орталықлардың физикасын бириктирди. Майданның квантлық теориясы бөлекшелер менен күшлерди бирлестирди. Бизиң көзимиздің алдында раўажланған майданның квантлық теориясы элементар бөлекшелердің хәр қыйлы типлерин хәм олардың арасындағы фундаменталлық өз-ара тәсирлесийлерди бирлестиреди. Бул жерде уллы бирлесий теориялары менен супербирлесий теорияларын нәзерде туттым.

Тек үстиртин қарайтуғын бақлаўшы ушын ғана қәнигеликлерге ажыралыў менен бирлесий процесслери бир бирин бийкарлайтуғындай болып көринеди. Физика айқын илим хәм оның синтез жолындағы хәр бир қәдеми ақылдың өткирлигин хәм арнаўлы қуралларды талап етеди. Бул тек эксперименттиң методикасына емес, ал теорияның математикалық усылларына да тийисли. Өзиниң гезегинде бул жаңа этап синтез жолында тек илимде ғана емес, ал техникада да хәр қыйлы болған ұзақ даўам едетуғын жаңа илимий бағдарлардың пайда болыўына алып келди хәм усының нәтийжесинде барлық адамзаттың турмысының өтиўин түпкиликли түрде өзгертти. Радиотехника менен ядролық техниканы еске алыў жеткиликли. Бириншиси электродинамикалық синтездің тўўындысы, ал екиншиси релятивистлик хәм квантлық физиканың синтездің тўўындысы болып табылады. Уллы биригиў теориясы идеялары ҳақыйқатлыққа сәйкес келетуғындай болып көринеди хәм супербиригиў әҳмийети кем болмаған қызықлы перспективаларды ашады.

Қәнигелестириў хәм шақаларға ажыралыў процесси физиканың бирден-бир улыўмаластырылған картинасын дүзиў ушын зәрүрли болса да, ол хәр бир илимий хызметкер ушын қурамалы болған қыйыншылықларды пайда етеди. Илимнің фронтының кем-кемнен жаңа бағдарларға бөлиниўи хәтте бир институтта ислеитуғын хәр қыйлы қәнигеликлерге ийе болған физиклердің өзлери де бир бирин қыйыншылық пенен түсинеди.

Берилген предметти қаншама терең түсинсең, онда оны тәрийиплейтуғын тилдің дәлирек хәм бай болып шығады. Себеби илимий тил - бул билиўдің қуралы. Бирақ бул бағдардың тили қаншама бай болса, оны қоңсыларға түсиниў соншама қыйынырақ. Физикада полигот болып жетисиў нийети бар адамға өзиниң илимий жұмысы ушын энергия да, импульс та қалмайды.

Илим менен шұғылланатуғын хәр бир адам ушын еки фронтта гүрести алып барыўға тўўры келеди: тәбият пенен хәм өзиниң наданлығы менен. Биринши фронтта жаңа илимий

тастыйықлаулар дөретиледи, ал екіншіде басқалар тәрәпинен дөретілген нәрселер үйрениледі. Усы искерликтің екі түрі де бір биринен ажыралмас түрде байланысқан.

Бұл кітап элементар бөлекшелер физикасының қазіргі заманлардағы тийкарығы идеялары менен тенденциялары хақындағы көз-қарасларға ийе болыуға жәрдем беріу үшін жазылды. Оның мақсети - тил барьері арқалы өтіуде хәм соның менен бирге физиканың бирлигин түсиніуге жәрдем беріу.

Симметриялар

Қазіргі заман физикасының негизгі түсиниклеринің бири симметрия түсиниги болып табылады. Симметрияны пайдаланыу жолы менен физикалық құбылыслардың калейдоскопында тийкарығы структураларды, физикалық дүньядағы хәр қыйлы болған құбылысларды онлаған фундаменталлық формулаларға алып келиудің сәти түседі.

Симметрия сөзин еле билмейтуғын ўақыттың өзінде кишкене бала симметрияны көреді хәм сезеді: гүбелек, топ, күн менен түннің алмасыуы ... Симметрияның көп болмаған хәр қыйлы түрлеринің шексиз көп санлы көриніулері адамның пүткил өмирин қоршап алады. Физиклерді симметрияның аңшылары деп атауға болады: базы бир мәнисте олар басқа адамлардан тәбияттағы симметрияның ең көринбейтуғын хәм фундаменталлырақ болған типлерин ізлеуі бойынша айрылады. Ең ақырғы есапта физиктің хызмети, ұсы жағдайды ол барлық ўақытта мойынламайтуғын болса да, симметрияны ізлеуге бағдарланған.

Симметрия түсиниги түрлендіріу хәм инвариантлық түсиниклери менен ажыралмас түрде байланысқан. Топ айланыуларға қарата, гүбелектің екі қанаты - айналық шағылыстырыуға ... қарата инвариант.

Салыстырмалық теориясы

Пуанкаре группасы деп аталатуғын группаны пайда ететуғын түрлендіріулердің жыйнағы жақсы белгили: бұған кеңисликтегі хәм ўақыт бойынша жылжыулар, кеңисликлик айланыулар хәм тұрақлы тезлик пенен қозғалыс киреди. Тәбияттың ызамларының ұсы түрлендіріулерге салыстырғандағы инвариантлығы Эйнштейннің арнаулы ямаса дара салыстырмалық теориясының мазмұнын құрайды. Бұл инвариантлық кеңислик пенен ўақыттың бир теклигинің, әдеттегі үш өлшемлі евклид кеңислигинің хәм төрт өлшемлі евклидлік кеңисликтің изотроплығының нәтийжеси болып табылады (төрт өлшемлі евклид кеңислиги Минковскийдің хақыйқый физикалық псевдоевклидлік кеңислигинен ўақыт t ны it менен алмастырыу менен айрылады, i арқалы жормал бирлик белгиленген).

Тәбияттың ызамларының Пуанкаре группасына салыстырғандағы инвариантлығы бир қатар сақланыу ызамларының бар болыуында көринеди: E энергияның сақланыу ызамы, p импульстің сақланыу ызамы, M мүйешлик моменттің сақланыу ызамы хәм лоренц моменти деп аталатуғын N моментинің сақланыу ызамы. Координаталары t , r болған E энергияға хәм p импульске ийе ноқатлық бөлекше ұшын

$$M = r \times p, \quad N = ctp - rE/c$$

теңдиклери орынланады.

Егер бөлекшелердің изоляцияланған, атауда қалған системасы болатуғын болса, онда E, p, M, N шамаларының қосынды мәнислери ұсы системаның ишинде хеш қандай өз-ара тәсирлесіу болмаған жағдайдағыдай болып сақланады.

Арнаулы салыстырмалық теориясының теңлемелерине киретуғын фундаменталлық тұрақлы физикалық тәсирлесіулердің тарқалыуының шеклик тезлиги - жақтылықтың

тезлиги $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/с болып табылады.

Координаталық түрлендіріулерде Пуанкаре группасын пайда ететұғын ct хәм \mathbf{r} шамалары, соның менен бирге E және \mathbf{p} шамалары төрт өлшемлі векторлардың құраушылары x_μ хәм p_μ , ал \mathbf{M}, \mathbf{N} шамалары болса антисимметриялы $M_{\mu\nu}$ тензорының құраушылары сыпатында түрленеди ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$).

Бұндай түрлендіріулерде өзгериссиз қалатұғын шамалар бар. Олар инвариантлар (скалярлар) болып табылады:

кеңіслик-уақытлық интервал¹:

$$s = x^2 = x_\mu x_\mu = t^2 c^2 - \mathbf{r}^2;$$

массаның квадраты

$$m^2 c^4 = p^2 = p_\mu p_\mu = E^2 - p^2 c^2$$

хәм ең ақырында

$$M^2 = M_\mu M_\mu.$$

Салыстырмалық теориясы хәкқында гәп еткенде физикалық майданлар хәкқында бир төмендегилерди айтпаўға болмайды. Электромагнит толқынларының өз алдына физикалық объектлер хәкқындағы көз-қараслар арнаўлы салыстырмалық теориясы дөретилместен әдеўир бурын Фарадейдің, Максвеллдің хәм басқа да алымлардың жұмысларында қәлиплести. Тек салыстырмалық теориясы дөретилгеннен кейин ғана физикаға шексиз үлкен еркинлик дәрежесине ийе болған кеңіслик хәм уақыт бойынша өзгеретуғын физикалық майдан хәкқындағы көз-қарасты киргизиўдің шәрт екенлиги айқын болды. Тек бир заматлық узақтан тәсирлесіў болмаған жағдайда ғана бөлекшелердің орынларының өзгериўине алып келетуғын олардың арасындағы қәлеген түрдеги күшлик өз-ара тәсирлесіўдің бир ноқаттан екинши ноқатқа шекли тезлик пенен алып берилетуғынлығы келип шығады. Майдан энергия менен импульстиң алып жүриўшиси болып табылады. Релятивистлик инвариантлық хәр қыйлы майданлардың потенциалларының төрт өлшемлі айланыўларда белгили тәртіпте түрлениўин талап етеди. Мысалы, электромагнит майданның потенциалы $A_\mu(x)$ төрт өлшемлі вектор болып табылады. Хәзирги уақытлары физика жүдә көп санлы майданлар менен ис алып барады. Олардың гейпаралары векторлық, яғный электромагнит майданға ұсаған болып, төрт өлшемлі вектор болып табылатұғын потенциал менен тәрийипленеди. Соның менен бирге скаляр, тензорлық х.т.б. майданлар белгили.

Хәрекет хәм лагранжиан

Барлық физикалық шамалардың ишинде физика илиминде орайлық орынды ийелейтуғын бир шама бар. Бул шама хәрекет S болып табылады. Кинетикалық энергиясы T_{kin} болған еркин релятивистлик емес бөлекшелер ушын хәрекет

$$S = \int_{t_1}^{t_2} T_{kin} dt$$

шамасына тең. Құрамалы болған физикалық системалар ушын хәрекет

¹ Бул жерде де, кейин де, бирдей болған индекслердің жұбы ("үнсиз" индекс деп аталатұғын) суммалаўды аңғартады. Төрт өлшемлі индекслер болған жағдайда кеңіслик құраушылардың көбейтиўшилериң алдына қосымша минус белгисин қойыў менен жүзеге келтириледі. Сонлықтан төрт өлшемлі a_μ хәм b_μ векторларының көбеймеси мынаған тең:

$$ab = a_\mu b_\mu = a_0 b_0 - a_1 b_1 - a_2 b_2 - a_3 b_3.$$

Уақытлық хәм кеңіслик қосылыўшылардың белгилериниң хәр қыйлы болыўы Минковский кеңіслигиниң псевдоевклидиги менен байланысly.

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt$$

түрінде жазылады. Бұл аңлатпада L арқылы Лагранж функциясы белгиленген. Мысалы статикалық потенциалдағы релятивисттик емес бөлекшелер үшін

$$L = T_{kin} - U.$$

U арқылы потенциаллық энергия белгиленген.

Майдан үшін хәрекет

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}(x) dt$$

түрінде жазылады. Бұл аңлатпада $\mathcal{L}(x)$ арқылы лагранжиан ямаса Лагранж функциясының тығызлығы белгиленген; $x = (ct, \mathbf{r})$ — дүньялық ноқаттың координатасы, $d^4x = (c dt, d\mathbf{r})$, ал интеграл барлық кеңістік-уақыт бойынша алынады.

Хәрекеттің физикада тұтқан орайлық орны физиканың тийкарғы нызамы болған ең киши хәрекет принципинің бар болыуынан ибарат. Бұл нызам бойынша тәбиятта жүзеге келетуғын барлық ҳақыйқый процесслер үшін хәрекеттің мәниси экстремаллық, оның вариациялары нолге айланады:

$$dS = 0.$$

Вариациялық принцип физикаға Ферма тәрепинен киргизилди ("тәбият ең жеңил хәм қолайлы жоллар менен хәрекет етеди"), ал хәрекет (*actio formalis*) ҳаққындағы көз-қарас Лейбниц тәрепинен ұсынылды. Буннан кейин ең киши хәрекет принципи Мопертюи, Эйлер, Лагранж, Гамильтон хәм басқалар тәрепинен раўажландырылды. Бирақ узақ ўақытлар даўамында бұл принцип қозғалыстың ньютонлық нызамларына қосымша ретінде қаралды хәм Гельмгольцтің, Планктің хәм Нётердің жұмысларынан кейин ғана хәрекеттің физикадағы универсаллық және тийкарғы орны айқын болды.

Пуанкаре группасына қарата хәрекеттің инвариантлығынан жоқарыда еслетилип өтилген энергияның, импульстің хәм мүйешлик моменттің сақланыў нызамлары келип шығады. Кейинирек биз хәрекеттің басқа түрлендириўге қарата инвариантлығынан басқа сақланыў нызамларының келип шығатуғынлығын көремиз. Бирақ, хәрекеттің тийкарғы ұллылығы сақланыў нызамлары менен байланыссы емес, ал майданлар хәм бөлекшелердің өз-ара тәсирлесіўлеринің барлық динамикасы хәрекеттің ишинде жайласқанлығы менен байланыссы. Ең киши хәрекет принципинің тийкарында S пенен \mathcal{L} ден қозғалыс теңлемеси келип шығады. Сонлықтан, элементар бөлекшелер теориясын дөретиў физикалық дүньяны тәрийиплейтуғын фундаменталлық лагранжианды табыў хәм оннан келип шығатуғын теңлемелерди шешиў деп жийи айтады. Биз төменде фундаменталлық лагранжианға қандай бөлекшелер менен майданлардың киретуғынлығын хәм олардың арасында қандай тәсирлесіўлердің болатуғынлығын таллаймыз. Биз фундаменталлық лагранжианның хәр қыйлы ағзаларын тапқанда жол көрсететуғын жұлдызлардың симметриялар болып табылатуғынлығын көремиз.

Квантлық механика

Салыстырмалық теориясы хәзирги заман физикасы үстинде тұрған еки тиректің бири болып табылады. Екинши тирек XX әсирдің 20-жыллары Бордың, де Бройлдің, Гейзенбергтің, Дирақтың, Шредингердің хәм басқалардың жұмысларында дөретилген квантлық механика болып табылады. Квантлық механикада фундаменталлық орынды универсаллық дүньялық константа Планк турақлысы $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·с ийелейди.

Квантлық механика бойынша А ноқатынан В ноқатына орын алмастырған бөлекшениң

траекториясы мүмкін болған траекториялардың пүткил классының тек бири (әдетте, ең итимал болған) болып табылады. Әдеттеги классикалық мәнисте бөлекшелердің өзі бөлекшелер болып табылмайды: олар толқынлық қасиеттерге ийе, соның менен бирге толқынлық қасиет бөлекшениң массасы қаншама киши болса хәм ұсы бөлекше сыртқы күшлердің тәсиринде қозғалатұғын кеңисликтің областы қанша киши болса күшлирек көринеди. Квантлық механикада бөлекшелердің халы ямаса бөлекшелер системасының халы түсиниги киргизиледи. Хәр бир халға гильберт кеңислиги деп аталатұғын базы бир сызықты шексиз көп өлшемли кеңисликте хал векторы жазылады. Динамикалық шамаларға гильберт векторларына тәсир ететұғын операторлар жуўап береді.

Гильберт векторлары кеңисликлик-ұақытлық координаталардың функциялары болып табылады. Соның менен бирге олар "ишки координаталар" деп аталатұғын координаталардан ғәрезли. Усындай координаталар менен байланыслы болған ишки симметриялар элементар бөлекшелердің өз-ара тәсирлесіуін тәрийиплейтұғын теорияларда әхмийетли орынға ийе.

Квантлық-механикалық ызыамлықлар менен ең биринши рет атомлық физикада жұмыс алып барылды. Бундай ызыамлар ядро физикасы менен элементар бөлекшелер физикасында анықлаўшы ызыамлар болып табылады.

Элементар бөлекшелер физикасының өзине тән өзгешелиги хәрекет S тиң шамасы \hbar тың шамасы менен, ал тезлик v ның шамасы жақтылықтың тезлиги c менен барабар болған жағдайлар ушын квантлық релятивистлик процесслер менен ис алып барыўынан ибарат². Соның менен бирге бөлекшелердің энергиясы олардың массасынан үлкен болған жағдайлар жүдә жийи ушырасады. Бундай жағдайларда бөлекшелердің тўўылыў процесслери биринши дәрежели әхмийетке ийе болады.

Усындай қўбылысларды тәрийиплеў ушын теориялық аппаратты майданның квантлық теориясы береді.

Майданның квантлық теориясының бир неше эквивалентлик теориясы бар. Көбинесе классикалық майданларға сәйкес майданлардың квантлары болған бөлекшелердің тўўылыў хәм жоғалыў операторларын жазыўдан баслайды (Электромагнит майданы ушын бундай бөлекшелер фотонлар болып табылады). Бундай жағдайда лагранжиан да, ең киши тәсир принципнен келип шығатұғын қозғалыс теңлемеси де операторлық мәниске ийе болады.

Фейнман тәрәпинен ұсынылған басқа формулировкада, квантлық-майданлық динамика барлық майданлық конфигурациялар бойынша функционалық интеграл менен тәрийипленеди. Бундай жағдайда хәр бир конфигурация $e^{iS/\hbar}$ салмағы менен киреди (S арқалы оған жуўап беретұғын хәрекет белгиленген). Классикалық шекте экстремаллық хәрекетке ийе конфигурациялар тийкарғы үлести қосады. Бул формализмди пайдаланып, Фейнман арнаўлы математикалық аппаратты ислеп шықты (Фейнман диаграммаларының аппараты). Оның менен биз келеси бапта танысамыз.

Спин. Фермионлар хәм бозонлар

Ең әхмийетли квантлық-механикалық ызыамлықлардың бири мүйешлик моменттің квантланыўы болып табылады. Бөлекшениң орбиталық мүйешлик моменти L тек \hbar еселенген мәнисти қабыл ете алады (дәлиреги $L^2 = l(l+1)\hbar^2$, $l = 0, 1, 2, \dots$). Әдетте, орбиталық моменттің шамасы хәққында гәп еткенде l шамасын нәзерде тутарды.

² $\hbar, c = 1$ теңликлери орынланатұғын бирликлер системасы қабыл етилген жағдайда квантлық релятивистлик процесслерди таллаў әдеўир әпиўайыласады. Буннан былай биз усундай бирликлер системасынан пайдаланамыз.

Мүйешлик моменттің координаталар көшерлерінің қалеген бирине түсірілген проекциясы да квантланған болып табылады. Проекция тек $m\hbar$ шамасына тең болады (m арқалы пүтин сан белгиленген).

Орбиталық момент пенен бир қатарда бөлекше меншикли момент спинге де ийе болады. Бөлекшениң спини оның ажыралмас хәм өзгермейтуғын қасийети болып табылады. Спини нолге тең болған бөлекшелерди скаляр бөлекшелер, спини $\frac{1}{2}\hbar$ болған бөлекшелерди спинорлар, спини \hbar қа тең бөлекшелерди векторлық бөлекшелер, спини $(3/2)\hbar$ болған бөлекшелерди спин-векторлық бөлекшелер, ал спини $2\hbar$ қа тең болған бөлекшелерди тензорлық бөлекшелер деп атайды. Анаў ямаса мынаў бөлекшениң спини хаққында гәп еткенде барлық ўақытта оның \hbar бирликлеринде аңлатылғанлығын нәзерде тутыў керек. Мысалы, электрон хаққында гәп еткенде оның $\frac{1}{2}$ ге тең спинге, ал фотон хаққында гәп еткенде оның спини 1 ге тең болған бөлекше екенлигин нәзерде тутарды.

Спининиң мәниси бойынша бөлекшелер еки үлкен классқа бөлинеди: ярым пүтин спинге ийе бөлекшелер $[S = (n + \frac{1}{2})\hbar, n - \text{пүтин сан}]$ фермионлар, ал пүтин спинге ийе бөлекшелер $(S = n\hbar, n - \text{пүтин сан})$ бозонлар деп аталады³. Берилген квантлық-механикалық халда қалеген сандағы бозонның, бирақ, тек фермионның берилген типиниң бирейиниң болыўы мүмкин. Усыған байланыслы бозонлар ушын Бозе-Эйнштейн статистикасы хәм фермионлар ушын Ферми-Дирак статистикасы хаққында гәп етеди. Берилген халда тек бир фермион тура алады деп аталатуғын принципти Паули принципи деп атайды. Атап айтқанда, Паули принципи атомлардағы электронлық қабықлардың толтырылыўының ызыамлығын анықлайды.

Фермионлардың бар болыўының өзи бөлекшениң спининиң оның қураўшыларының орбиталық қозғалысына алып келинбейтуғынлығын аңғартады. Спин материяның негизги хәм хәзирги күнлерге шекем түсиниксиз болған қасийети болып табылады. Группалар теориясының математикалық аппаратының тийкарында спинди тәрийиплеў ишки симметрия деп аталатуғын теориялардың прототипи болып табылды. Олардың ишиндеги ең әпиўайысы - изотоплық спин теориясы болып табылады. Фермионлар менен бозонларды бирлестиретуғын симметрияның схемаларын дәретиў суперсимметриялы деп аталатуғын бағдардың мақсети болып табылады. Булардың барлығы хаққында төменде гәп етиледі. Ал хәзир болса физиклердиң элементар бөлекшелер деп нени атайтуғынлығын анықлаўдың ўақты келди.

Элементар бөлекшелер

Әдетте элементар бөлекше деп қурамлық бөлекшелерге бөлийге болмайтуғын бөлекшеге айтады. Бул анықламаға атомлар менен атом ядролары сәйкес келмейди, бирақ электронлар, протонлар хәм нейтронлар сәйкес келеди. Электронлар атомлық қатламларды, ал протонлар менен нейтронлар атомның ядроларын пайда етеди. Протон менен нейтронларды ұлыўма түрде нуклонлар деп атайды.

Биз кейинирек нуклонлардың электронларға салыстырғанда элементар деп атаўдың наданлық пенен койылған көз-қарасқа кемирек дәрежеде сәйкес келетуғынлығын көремиз. Нуклонлар сезилерликтей өлшемлерге (шама менен 10^{-13} см) хәм қурамалы болған ишки структураға ийе. Басқа көп сандағы физикалық терминлер сыяқлы "элементар бөлекшелер" терминин де сөзбе-сөз қабыллаўға болмайды. Бул термин бизге мийрас түринде қалған хәм оннан тәуір болған терминди усы ўақытларға шекем хеш ким ойлап тапқан жоқ. Сонлықтан "элементар бөлекшелер" терминин биз пайдаланыўды даўам етемиз.

³ Спинди жийирек S арқалы емес, ал J арқалы белгилейди.

Және бир элементар кең тарқалған хәм жақсы белгили болған бөлекше сыпатында жақтылықтың бөлекшеси фотон болып табылады. Оған салыстырғанда аз ғана кемлеу тарқалған, бирақ әдеуір кем белгили болған электрлик жақтан нейтраль болған нейтриноларды атап өтиўге болады. Олар электронлар хәм нуклонлар менен жүдә әззи тәсирлеседи, сонлықтан оларды бақлаў дым қыйын хәм сонлықтан олар заттың оғада қалың болған қатламлары арқалы еркин өте алады.

Нейтрино ν , фотонлар γ , электронлар e хәм протонлар p - стабилли бөлекшелер; олар пүткиллей ыдырамайды ямаса оғада әстелик пенен ыдырайды (мысалы, экспериментлерде электронның жасаў ўақытының ең төменги шегарасы 10^{22} жыл, ал протонның жасаў ўақытының төменги шегарасы 10^{30} жыл, бул шама Әлемнің өмириниң ұзынлығы 10^{10} жылдан әдеуір үлкен). Еркин нейтрон шама менен 10^3 секундтың ишинде ыдырайды, бирақ ядроның ишиндеги байланысқан нейтронлардың стабиллиги болса протонның стабиллигинен кем емес (нейтронның ыдыраўының продуктлери болған протонның, электронның хәм нейтриноның оның қурамлық бөлимлери емес, ал нейтронның ыдыраў моментинде пайда болатуғын бөлекшелер екенлигин атап өтемиз. Тап усындай гәп басқа элементар бөлекшелердің ыдыраўы ушын да дурыс).

Бул стабилли бөлекшелерден басқа өмириниң ұзынлығы 10^{-6} дан 10^{-24} с интервалында болған бир неше жүзлеген стабилли емес бөлекшелер де бар. Олардың көпшилиги 10^{-20} с тан кем ўақыт жасайды; оларды резонанслар деп атайды (басқа "ўзақ ўақыт жасайтуғын" бөлекшелерди резонанслардан айырыў ушын сол ўзақ жасайтуғын бөлекшелерди тек стабилли бөлекшелер деп жийи айтады. Мысалы, элементар бөлекшелердің "Review of Particle Properties" кестесинде ҳақыйқый стабилли болған хәм ўзақ ўақыт жасайтуғын квазистабилли бөлекшелер "Стабилли бөлекшелер" деп аталатуғын кестеде бириктирилген).

Элементар бөлекшелердің ҳәр қыйлы болыўына қарамастан олар ушын улыўмалық болған қәсийет мынадан ибарат: усы элементар бөлекше бар болған ўақыттың ишинде ол ҳеш қандай өзгериске ушырамайды, өзлериниң жеке басын сақлайды.

Белгили болған мәнисте бул қәсийет бөлекшелерге қәлиплескен терминологияға байланыслы бериледи. Мысалы, водород атомының қозған ҳалы бурынғыдай водород атомы бола береді, ал протонның қозған ҳалы болса пүткиллей басқа элементар бөлекше болып табылады.

Жеткиликли дәрежеде үлкен энергияға ийе болған еки бөлекше соқлығысқанда көп санлы жаңа бөлекшелер тўўылады. Жүзлеген бөлекшелер пайда болатуғын ўақыялар бақланды. Бирақ, пайда болған бөлекшелер соқлығысқан бөлекшелердің сынықлары емес, ал жаңа тўўылған қайтадан тўўылған бөлекшелер болып табылады. Тәбият бөлекшелерди ҳәр қыйлы шараятларда "қуйып шығарады", бирақ усындай "қуйып шығарыўдың" усылынан ғәрезсиз берилген типтеги барлық бөлекшелердің барлығы бирдей болады хәм өзиниң "өлимине" - өзиниң ыдыраўына шекем абсолют қартаймайды. Элементар бөлекшениң "бир бөлегин" сындырып алыўға болмайды. Стабилли болмаған бөлекшениң ыдыраўының салдарынан жеңилирек болған элементар бөлекшелер пайда болады, бирақ ыдыраўдың бул өнимлери ыдыраған бөлекшениң қурамлық бөлими болып табылмайды. Олар ыдыраў моментинде пайда болады.

Тийкарғы өз-ара тәсирлесийлер

Элементар бөлекшелер қатнаساتуғын процесслердің саны шексиз көп хәм ҳәр қыйлы. Бирақ, усы ўақытларға шекем бақланған усындай барлық процесслердің астында фундаменталлық өз-ара тәсирлесийдің тек төрт типі жасырынып жатыр: гравитациялық, электромагнитлик, әззи хәм күшли.

Гравитациялық тәсірлесіу универсаллық характерге ийе: бундай тәсірлесіуіге барлық элементар бөлекшелер қатнасады. Гравитациялық майданның дереги төрт өлшемлі энергия-импульс тензоры болып табылады. Статикалық шекте (тынышлықтағы бөлекшелер ушын) бул тензордың тек бир құраушысы нолге тең емес (бәрше қабыл еткен нормировка бойынша бул құраушы бөлекшениң массасына тең). Электромагнит майданның дереги электромагнит тоқтың төрт өлшемлі векторы болып табылады. Статикалық шекте бул вектордың тек бир құраушысы болған тынышлықтағы бөлекшелердің электр заряды нолге тең емес. Электр зарядына ийе емес болған бөлекшелер (мысалы нейтрон ямаса нейтрино) электромагнит майданы менен тек өзиниң құрамалы структураға ийе болғанлығы себепли ямаса квантлық эффектлердің бар болыуының салдарынан тәсірлеседи. Бундай мәнисте электромагнит тәсірлесіу гравитациялық тәсірлесіу сыяқлы ұлыұмалық емес. Белгили мәнисте бул әззи тәсірлесіуіге де тийисли. Ал күшли тәсірлесіуіге болса тек адронлар деп аталатуғын бөлекшелер ғана қатнасады. Атап айтқанда адронлар элементар бөлекшелердің көпшилик бөлегин құрайды. Протон менен нейтроннан басқа адронлардың семействосына ұзақ ұақыт жасайтуғын да, резонанслар болып табылатуғын да көп санлы мезонлар менен гиперонлар киреди.

Күшли тәсірлесіуіге қатнаспайтуғын алты фермион белгили. Олар лептонлар деп аталатуғын бөлекшелер болып табылады - электрон e , мюон μ , тау-лептон τ хәм оларға сәйкес келетуғын нейтринолар ν_e , ν_μ , ν_τ .

Физик-теоретиклер гравитациялық, электромагнитлик, әззи хәм күшли тәсірлесіуден басқа өз-ара тәсірлесіудің басқа да типлериниң бар екенлигин болжайды. Көп санлы экспериментлердің өткерилген болса да басқа өз-ара тәсірлесіулердің көриниуі усы ұақытларға шекем табылмады. Усындай гипотезалық тәсірлесіулердің айырымлары хаққында биз VI бапта гәп етемиз. Ал, хәзирше белгили болған тәсірлесіулер менен шуғылланамыз.

II бап.

ГРАВИТАЦИЯ. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Гравитация. Квантлық электродинамика (КЭД). Фейнман диаграммаларының тили. Вакуумның поляризациясы.

Гравитация

Ньютон тәрeпинен буннан үш әсир бұрын дәрeтилген гравитациялық өз-ара тәсірлесіудің релятивистлик емес теориясы хәзирги заманлардағы түсиниклер бойынша ең ертедеги физикалық теориялардың бири болып табылады. Массалары m_1 хәм m_2 болған еки дене арасындағы универсаллық алыстан тәсірлесіу ондағы $-G_N m_1 m_2 / r$ потенциалы менен тәрийипленеди. Бул аңлатпада G_N арқалы сан шамасы $G_N \approx 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$ шамасына тең.

Гравитацияның релятивистлик теориясы — ұлыұмалық салыстырмалық теориясы (УСТ) — Эйнштейн тәрeпинен өз-ара тәсірлесіудің локаллық түрлендириулер деп аталатуғын түрлендириулерге қарата инвариант болыу талабы идеясының тийкарында дәрeтилди. УСТ жағдайында бул хәр қыйлы дұньялық ноқатларда хәр қыйлы болатуғын төрт өлшемлі координаталардың ықтыярлы түрдеги түрлендириулерине қарата теңлемелердің инвариантлығына сәйкес келеди. Эйнштейн ұлыұма координаталық инвариантлық принципін басшылыққа алып УСТ дағы хәрeкеттиң түрін тапты.

УСТ өзиниң ишине ньютонлық теорияны да қамтып алды хәм жаңа бир қатар әхмийетли болған эффектлерди болжады хәм санлық жақтан тәрийипледи: жақтылықтың

хәм радиотолқынлардың нурының (Қуяштың) гравитациялық майдандағы бурылыұын, Меркурийдің перигелийиниң прецессиясын, гравитациялық толқынларды хәм қара құрдымларды. Әлемниң фридманлық кеңейиұын хәм дәслепки Үлкен партланыұды өз ишине алатуғын хәзирги заман космологиясындағы УСТ ның тутқан орны уллы.

Тилекке қарсы, гравитацияның квантлық теориясы ұсы ұақытларға шекем дәретилген жоқ. Бұл жағдай тийкарынан еки себеп пенен байланысly. Биринши себеп айырым элементар бөлекшелер арасындағы гравитациялық өз-ара тәсирлесиұдың лабораториялық шараятларда жүдә киши болатуғынлығы хәм сонлықтан хәзирги заман эксперименталлық изертлеұлерде бундай тәсирлесиұдың сезилмейтуғынлығы менен байланысly. Ньютон потенциалының 1 см ден киши қашықлықларда тексерилип көрилмегенлигин айтыұдың өзи жеткиликли. Гравитациялық өз-ара тәсирлесиұдың жүдә әззи болғанлығы себепли ұсы ұақытларға шекем гравитациялық толқынлар табылған жоқ⁴, ал гравитациялық майданның айырым квантлары болған гравитонлардың табылыұы алдымыздағы әсирле де шешилмейтуғын мәселедей болып көринеди.

Гравитацияның квантлық теориясының ұсы күнлерге шекем ашылмағанлығының екинши себеби оның белгили болған физикалық теориялардың ишиндеги ең құрамалы теория екенлиги менен байланысly. Бұл квантлық релятивистлик теорияның құрамалылығының ұсы теория тәрeпинен тәрийипленетуғын бөлекшелердің спининиң үлкейиұи менен кескин түрде құрамаласатуғынлығы менен байланысly.

Гравитонның спининиң 2 ге тең болыұының салдарынан гравитонлар менен алмасыұдың салдарынан жүзеге келетуғын гравитациялық өз-ара тәсирлесиұ энергияның өсиұи менен үлкейеди хәм $m_P c^2$ шамасындағы энергияларда күшли болады. Бұл аңлатпада m_P арқалы Планк массасы деп аталатуғын масса белгиленген:

$$m_P = \sqrt{\hbar c / G_N} \approx 1,22 \cdot 10^{19} \text{ GeV} \cdot s^{-2}.$$

Еки ямаса оннан да көп болған гравитон алмасыұды есаплаұға тырысыұлар мәниске ийе болмаған шексиз нәтийжелерге алып келеди (тарқалыұшы интегралларға).

Жуұмақлап айтқанда, гравитациялық тәсирлесиұдың квантлық теориясын дүзиұдың сәти түскен жоқ деп айтыұға болады. Себеби бұл тәсирлесиұ жүдә әззи (бизиң алыұымыз мүмкин болған энергияларда) хәм жүдә күшли ($m_P c^2$ шамасы менен барабар энергияларда).

Ал, Планк массасына келетуғын болсақ (биз төменде көремиз), онда оның барлық фундаменталлық физиканың масштабын анықлаұы мүмкин деп болжаймыз.

Квантлық электродинамика (КЭД)

Электр зарядларының электромагнит майданы менен тәсирлесиұи болған электромагнит тәсирлесиұ тәбияттың басқа фундаменталлық күшлерине салыстырғанда әдеұир жақсы үйренилген. Себеби электромагнитлик тәсирлесиұ бизиң этирапымызда жүзеге келетуғын дерлик барлық физикалық, химиялық хәм биологиялық процесслердің тийкарында жатады.

Электронлар менен позитронлардың электромагнит тәсирлесиұин үйренетуғын квантлық электродинамика барлық физикалық теориялардың ишиндеги ең дәл теория болып табылады. Бұл жағдайда электромагнит тәсирлесиұ таза түринде көринеди. Квантлық электродинамикадағы оғада жоқары дәллик ұйытқыұ теориясының аппаратын киши болған өлшем бирликке ийе болмаған $\alpha = e^2 / 4\pi\hbar c \approx 1/137$ параметри бойынша пайдаланыұға тийкарланған. Бұл аңлатпада e арқалы электронның электр заряды

⁴ Гравитациялық толқынлар 2015-жылы сентябрь айында экспериментлерде ашылды (Аұдарыұшы).

белгиленген. Электронның магнит моментинің мәнісін есаплау әдеуір алға илгерилеген, бундай есаплауларда α , α^2 , α^3 хәм α^4 тәртіптегі ағзалар есапқа алынған. Бул есаплаулардың барлығының нәтижелери эксперименттерде алынған нәтижелерге жоқары дәлликте сәйкес келеди. Мосентлердің эксперименталлық хәм теориялық мәніслери бир биринен үтирден кейингі тоғызыншы санға шекемгі дәлликте сәйкес келеди.

Электронлар менен бир қатарда, квантлық электродинамика және зарядланған еки лептон болған мюон (μ) менен тау бөлекшесинің (τ) электромагнитлік қасиетлерін оғада жақсы тәрийиплейди. Ал өз-ара тәсирлесіуі тийкарынан күшли тәсирлесіу менен анықланатуғын адронлардың электромагнитлік қасиетлерін есаплау әдеуір қыйыншылықты пайда етеди. Электронлар менен μ мюонлардың адронлар менен электромагнит тәсирлесіуін үйрениу бойынша өткерилген эксперименттер адронлардың ишки структурасын үйрениу ушын пайдаланылады. Электрон-позитронлық коллайдерлерде жүзеге келетуғын жоқары энергиялардағы хәм үлкен берилген импульстердегі терең-серпимли емес деп аталатуғын электромагнит процесслер (мысалы, e^+ пенен e^- тиң адронларға аннигиляциясындағы) ямаса жоқары энергияларға ийе электронлардың ямаса мюонлардың нуклонлар менен соқлығысыуындағы адронлардың көплек түүылыуы айрықша қызық.

Таза теориялық планда квантлық электродинамиканың тутқан орнын асыра бахалау қыйын. Ол майданның квантлық теориясының ең әпиуайы хәм ең жақсы үйренилген үлгиси болып табылады. Атап айтқанда, квантлық электродинамиканың шеклерінде майданның квантлық теориясының фундаменталлық түсиниклери менен ынамдылықтары қәлиплести хәм ашылды. Оның үлгисінде хәм оған ұқсас түрде күшли хәм әззи тәсирлесіулердің құрамалырақ болған теориялары хәм ұллы биригіу модели дүзиледи.

Квантлық электродинамиканың тийкарлары XX әсирдің 20-жылларының ақырында Дирак тәрепинен қаланды. Өзинің хәзиргі заман формасына 40- хәм 50-жыллары Фейнманның, Швингердің, Томонаганың, Дайсонның хәм басқалардың жұмыстарында ийе болды.

Квантлық электродинамика өзи менен бирге биринши антибөлекшени - позитронды алып келди. Квантлық электродинамиканың шеклерінде биринши рет бөлекшелер менен күшлердің құрамалырақ болған объектлер болған операторлар менен тәрийипленетуғын квантланған майданлардың көриніуі болып табылатуғынлығы мойынланды. Мысалы, $A_\mu(x)$ операторы x ноқатында электромагнит майданның квантын пайда етеди ямаса жоқ етеди, ал $\psi(x)$ операторы болса электронды жоқ етеди ямаса позитронды пайда етеди. Бул операторға түйинлес болған $\bar{\psi}(x)$ операторы позитронды жоқ етеди ямаса электронды пайда етеди. Квантлық электродинамиканың лагранжианы бул операторлардың локаллық көбеймеси болып табылады⁵:

$$\mathcal{L}(x) = \bar{\psi}(x) \left[(i\partial_\mu + eA_\mu(x)) \gamma_\mu - m \right] \psi(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F_{\mu\nu}(x).$$

Бул аңлатпада $\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu$ - x_μ координатасы бойынша дара түүынды, $F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ - электромагнит майданының кернеулиги операторы, $-e, \mu$ - электронның заряды менен массасы, γ_μ - Дирактың төрт матрицасы (қайталанатуғын индекс бойынша суммалау жүргизиледи). Лагранжиандағы биринши хәм үшінши қосылыушы электронлар менен позитронлардың еркин қозғалысын, ал соңғысы фотонларды, $\bar{\psi}A\psi$ ағза болса олардың өз-ара тәсирлесіуін тәрийиплейди.

⁵ "Локаллық көбейме" термини ұсы көбеймеге киретуғын операторлардың бир дүньялық ноқатқа тийисли екенлигин аңғартады.

Егер

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

түрінде жазылатуғын ковариантлық түйінды (ямаса студентлердің гәпи бойынша "ұзын түйінды") деп аталатуғын түйіндыны киргизетуғын болсақ, онда квантлық электродинамиканың лагранжианы мынадай түрге ийе болады:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}[iD_\mu\gamma_\mu - m]\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}.$$

Солай етип, "қысқа" түйінды ∂_μ менен 4-потенциал A_μ лагранжианға D_μ хәм $F_{\mu\nu}$ арқалы киреди екен.

Квантлық электродинамиканың лагранжианының төмендегидей калибровкалық түрлендириулерге қарата инвариант екенлигин аңсат тексерип көриуге болады:

$$\psi(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x), \quad \bar{\psi}(x) = e^{i\alpha(x)}\bar{\psi}(x),$$

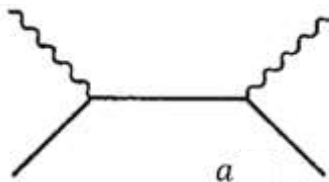
$$A_\mu(x) = A_\mu(x) + (1/e)\partial_\mu\alpha(x).$$

Квантлық электродинамиканың бул калибровкалық симметриясы фотонның массаға ийе болмайтұғынлығына жүәпкер.

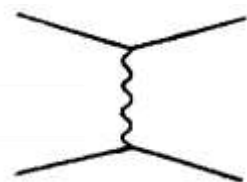
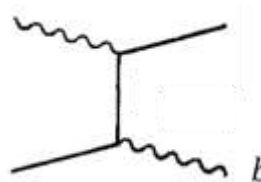
Квантлық электродинамиканың калибровкалық симметриясы абелли деп аталады. Себеби бул жағдайдағы биринен соң бири исленетуғын түрлендириу бир бири менен коммутацияланады: нәтийже оның тәртибинен ғәрезли емес. Төменде көрсетилетуғын күшли хәм әззи тәсирлесиулерде да биз калибровкалық түрлендириулер менен ис алып барамыз. Бирақ бул түрлендириулер абеллик болып табылмайды хәм бир бири менен коммутацияланбайды.

Фейнман диаграммаларының тили

Квантлық электродинамикадағы құбылысларды есаплау хәм сапалы түрде таллау үшін Фейнманның диаграммалары техникасы айрықша қолайлы. Бул диаграммалар уйытқыу теориясында анау ямаса мынау айқын процесстиң итималлығының амплитудасын есаплау үшін алгоритмди береді. Диаграммалардағы сызықлар бөлекшелердің қозғалысын, ал төбелер болса олардың өз-ара тәсирлесиуін сүүретлейди. Мысалы, 1-сүүретте келтирилген диаграмма фотонның электрондағы шашырауын сүүретлейди. Бул диаграммадағы толқын тәризли сызықлар фотонның, ал түүры сызық электронның тарқалыуына сәйкес келеди. Ушларының бири еркин болған сызықлар соқлығысатуғын хәм оннан еки бағытта ушып кететуғын еркин бөлекшеге сәйкес келеди. Еки төбени тутастыратуғын сызық виртуаллық бөлекше деп аталатуғын бөлекшеге сәйкес келеди. Оның үшін $k^2 \neq m^2$ (бул теңсизликте k арқалы бөлекшелердің 4-импульси, ал m арқалы оның массасы белгиленген, Фейнман тәрeпинен берилген қағыйдалар бойынша хәр бир төбедеги тәсирлесиу 4-импульстиң сақланыуы менен жүреді).



1-сүүрет.



2-сүүрет.

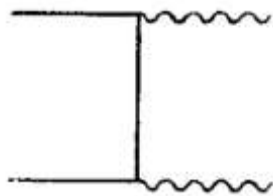
Есаплауларда хәр бир виртуаллық бөлекшеге оның тарқалыуын тәрийиплейтуғын бир функция жазылады хәм бул функцияны пропагатор деп атайды. Шын мәнисинде диаграммалық техниканың шеклеринде виртуаллық бөлекшелер виртуаллық емес бөлекшелердің бир бири менен тәсир етисиуін тәмийинлейтуғын квантлық күш

майданларын тәрийиплеу үшін жууапкер.

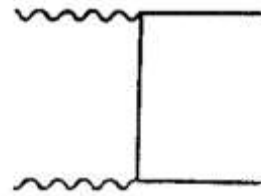
1-а сүрөттө виртуаллық фотон өзи менен ўақытқа мегзес болған импульсти алып жүреди ($k^2 > m^2 > 0$). 1-b сүрөттө фотонның электрондағы шашыраўына үлесин қосатуғын виртуаллық электрон кеңисликке мегзес болған импульсти алып жүрийи мүмкин ($k^2 < 0$). Егер комптонлық шашыраўда күш майданы виртуаллық электрон менен тәрийипленетуғын болса, онда электронның электрондағы шашыраўы виртуаллық фотон менен тәрийипленеди (2-сүрөт).

Фейнман диаграммаларының зор қәсийети мынадан ибарат: оның сызықлары бир ўақытта хәм бөлекшелердің (электронлардың) хәм антибөлекшелердің (позитронлардың) тарқалыўын тәрийиплейди. Бундай жағдайда позитрон ўақыт бойынша кери бағытта тарқалатуғын бөлекше сыпатында интерпретацияланады (әдетте диаграммадағы ўақыттың тили шеп тәрәптен оң тәрәпке қарай бағытланған деп түсиниледи).

3-сүрөттеги диаграмма электрон менен позитронның еки фотонға аннигиляциясын сүрөтлейди. Ал 4-сүрөт кери процессти - бир бири менен соқлығысатуғын еки фотоннан электронлық-позитронлық жуптың түүылыўын сүрөтлейди. 5-сүрөттеги диаграмма болса электрон менен позитронның соқлығысыўының нәтийжесинде $\mu^+\mu^-$ жубының түүылыўына сәйкес келеди.

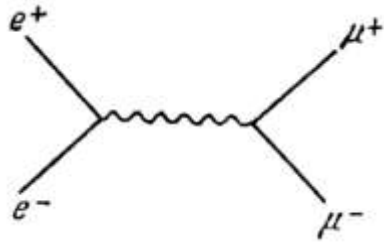


3-сүрөт.

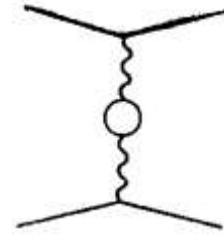


4-сүрөт.

Усы ўақытқа шекем биз таллаған диаграммалар ағаштан исленген типтеги деп аталатуғын диаграммаларға киреди. Бундай диаграммаларда виртуаллық бөлекшелердің 4-импульсиниң мәнислери ҳақыйқый бөлекшелердің 4-импульсиниң мәнислери бойынша бир мәнисли түрде анықланады. Бул диаграммалар олар тәрәпинен тәрийипленетуғын ҳәр бир процесс үшін виртуаллық бөлекшелердің минималлық санына жууап береди. Бул өз гезегинде уйытқыў теориясының электромагнит тәсирлесиў бойынша төменги тәртибине сәйкес келеди деп айтылады. Электродинамикада электр зарядының шамасы киши параметр деп еспаланады хәм оның дәрежелери бойынша (α ның дәрежелери бойынша) бир қатар уйытқыў теориялары дәретиледи. Жоқарыда еслетилип өтилгениндей, айкын түрдеги есаплаўларда α^4 ке шекемги ағзалар есапқа алынды. Уйытқыў теориясының жоқары тәртиплеринде гүрмек тәризли диаграммалар деп аталатуғын диаграммалар алынады (мысал ретинде 6-сүрөтке қараңыз). Бундай диаграммаларда гүрмекти пайда ететуғын виртуаллық бөлекшелердің импульслери белгиленген хәм олар бойынша интеграллаў алып барылады. 6-сүрөттеги гүрмек виртуаллық фотон тәрәпинен түүдырылған хәм буннан кейин виртуаллық фотонға аннигиляцияланатуғын электрон-позитронлық жуп тәрәпинен пайда етилген. Фотонның тарқалыўындағы усындай виртуаллық жуплардың пайда болыўы вакуумның поляризациясы деп аталады.



5-сүрет.



6-сүрет.

Вакуумның поляризациясы

Квантлық электродинамикада вакуумның поляризациясы қубылысы вакуумлық позитронлар тәрәпинен электронның электр зарядының экранланыуына алып келеди. Электрон вакуумды поляризациялап өзіне виртуаллық позитронларды тартады хәм виртуаллық электронларды ийтереди. Егер электронды ұзақтан қараса, онда оның зарядының бир бөлими экранланған болып шығады. Виртуаллық жұптардың ишине тереңирек кирген жағдайда экранлау киширейеди хәм зарядтың бақланатуғын шамасы өседи. Солай етип, электронның электр заряды e қашықтықтың функциясы болып табылады: $e = e(r)$. Тап ұсындай сөзлер $\alpha(r)$ шамасына да тийисли. Сонлықтан ұсындай себеплерге байланысly бұл $\alpha(r)$ шамасын гейде "жуўырыўшы константа" деп те атайды. Киши r қашықтықлары берилетуғын үлкен q ($r \sim \hbar/q$) импульслерге жуўап беретуғын болғанлықтан, әдетте α шамасын q дың функциясы болып табылады деп айтады. α ның $\alpha \approx 1/137$ стандарт шамасы салыстырмалы үлкен қашықтықларға хәм берилген киши импульслерге тийисли: $q \leq m_e c$. $q \gg m_e c$ теңсизлиги орынланатуғын жағдайларда $\alpha(q)$ шамасы q дың өсиўи менен логарифмлик нызам бойынша өседи.

Бизлер кейинирек күшли хәм әззи тәсирлесиўлердиң константаларының да "жуўырыўшы" болып табылатуғынлығын көремиз. Бирақ олар электромагнит константалардай болып q дың өсиўи менен үлкеймейди, ал киширейеди. Бұл "жуўырыўды" экстраполяциялап, базы бир үлкен импульсте барлық үш тәсирлесиўлердиң зарядларының бирдей болатуғынлығын көриўге болады. Атап айтқанда, тап ұсы жағдай электромагнит, әззи хәм күшли тәсирлесиўдиң ұллы биригиў моделлериниң тийкарында жатады (VI бапқа қараңыз).

III бап КУШЛИ ТӘСИРЛЕСІҮ

Адронлар хәм кварклер. Изотоплық спин. $SU(2)$ группасы. Странные бөлекшелер. $SU(3)$ -симметрия. Гөззал кварк. b-кварк хәм басқалар. Ароматлар хәм әуладлар. Рең хәм глюонлар. Квантлық хромодинамика (КХД). Асимптоталық еркинлик хәм конфайнмент. Кираллық симметрия. КХД раўажланыў жолында.

Адронлар хәм кварклер

Адронлардың лептонлардан айырмасы, соннан ибарат, оларды тек қосымша ескертиўлер бериўдин жәрдемінде элементар бөлекшелер деп атаўға болады. Көп санлы адронларды қурамлық бөлеклерге бөлиўге болмайтуғын болса да, олардың ишки структураға ийе болатуғынлығы, олардың кварклардан туратуғынлығы исенимли түрде тастыйықланған. Билимлердин хәзирги заман қәддинде лептонлар сыяқлы кварклар структураға ийе емес, ҳақыйқый элементар бөлекшелер болып көринеди. Сонлықтан, гейпара жағдайларда лептонлар менен кваркларды фундаменталлық бөлекшелер деп атайды.

Физиканың парадокслер менен бай болған тарийхында кварклардың парадокслық қәсийетлери ҳеш бир жағдайға тең келмейди. Экспериментаторлар элементар бөлекшелердин дәстелерин пайдаланып адронлардың ишиндеги кваркларды исенимли түрде көрди, олардың спинин, массаларын хәм электр зарядларын өлшеди. Усының менен бирге, егер хәзирги заман теориялық көз-қараслар дұрыс болатуғын болса, онда ҳеш кимге адроннан кваркты айырып алыўдың сәти түспейди. Кварклардың адронлардың ишиндеги усындай "тутқында" болыўын англиз тилиндеги "конфайнмент" сөзи менен атайды. Конфайнменттин механизминин теориялық көринисин биз бир қанша ўақыттан кейин таллаймыз. Ал хәзирше кварклардың хәр қыйлы сортлары менен жақыннан танысамыз.

Кварклардың қәсийетлерин таллаўды релятивистлик емес кварклик модель тийкарында баслаған қолайлы. Бұл модель конституентлик ямаса блоклық кварклар деп аталатуғын кварклар менен ис алып барады. Олардан адронлар қуралған. Конституентлик кварк қурамалы объект болып табылады хәм ол лагранжианға киретуғын "жалаңаш" кварктай электр зарядына хәм спинге ийе (усындай лагранжлық кваркларды әдетте тоқлық кварклар деп атайды). Блоклық кварктың қурамалы структурасы күшли тәсир тәрепинен пайда етилген виртуаллық бөлекшелердин бултының есабынан тоқлық кварктың базасында пайда болады. Нәтийжеде блоклық кварктың массасы тоқлық кварктың массасынан шама менен 300 МэВ ке үлкен болады. Буннан былай кварклардың массасы ҳаққында гәп еткенимизде тоқлық кварклердин массасын нәзерде тутамыз.

Протонлар менен нейтронлар ең жеңил болған u (инглиз тилиндеги *up* сөзинен) хәм d (*down* сөзинен) кварктен турады. Олардың спини, басқа кварклардың спини сыяқлы $\frac{1}{2}$ не тең. u -кварктың заряды $+\frac{2}{3}$ ке, ал d -кварктың заряды $-\frac{1}{3}$ ке тең. u -кварктың массасы шама менен 5 МэВ ке, ал d -кварктың массасы 7 МэВ ке тең⁶. Протон еки u -кварктан хәм бир d -кварктан турады: $p=uud$. Нейтрон болса еки d -кварктан хәм бир u -кварктан турады: $n=ddu$.

Релятивистлик емес кварклик теорияға сәйкес кварклардың орбиталық мүйешлик моментлери нолге тең. Еки u -кварктың спинлеринин қосындысы 1 ге тең. Бұл бирлик протондағы d кварктың спини менен геометриялық жақтан қосылып протон ушын $\frac{1}{2}$ ге тең болған спинди береді. Тап усыған сәйкес $u \leftrightarrow d$ алмасыўы менен нейтрон қурылған.

⁶ Хәзирги ўақытлары u хәм d кварклардың массалары ушын мынадай шамалар қабыл етилген массалар: $m_u = 2,3$ МэВ, $m_d = 4,8$ МэВ (Аўдарыўшы).

Кублардан алынатуғындай, тап сол кварклардан басқа адронлардың бір пүтин сериясы дүзилген. Мысалы, үш кварктің спинлери параллель болса, онда спини $3/2$ ге тең болған Δ барионлардың кваттетин пайда етеди:

$$\Delta^{++} = uuu, \Delta^+ = uud, \Delta^0 = udd, \Delta^- = ddd.$$

Релятивистлик емес кварклық моделге сәйкес кваклардың орбиталық моменти тек нуклонларда ғана нолге тең емес, ал Δ -барионларда да нолге тең. Дыққатлы оқыўшы бул жағдайдың Паули принципине қайшы келетуғынлығын бирден аңғарады: ҳақыйқатында да, бирдей типтеги еки ҳәм ҳәтте үш кварк бирдей квантлық ҳалда жайласқан. Кейинирек биз Паули принципиниң бузылмайтуғынлығын көремиз. Себеби бирдей типтеги кварклар усы китаптың бетлеринде еле ұшыраспаған квант санларының мәнислери бойынша айрылады. Бул квант саны рең болып табылады.

Δ -барионлар — барионлық резонанслардың ишиндеги ең жеңиллери. 10^{-23} с ўақыттың ишинде олар нуклонларға ҳәм π -мезонларға ыдырайды: $\Delta \rightarrow N\pi$. u - ҳәм d -кварклерден туратуғын бир қанша аўыр болған көп санлы резонанслар белгили. Оларда кварклар орбиталық ҳәм (ямаса) радиаллық қозыўларға ийе болған ҳалларда тұрады. Бундай өзгешеликлери бойынша резонанслар атомлардың қозған ҳалларына ұсайды.

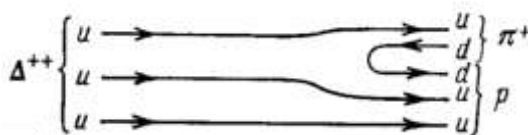
Солай етип, барионлар үш кварктан тұрады екен. Адронлардың басқа типі болған мезонлар кварк пенен антикварктан тұрады. Мысалы мезонлардың ишиндеги ең жеңили болған π -мезонлар төмендегидей структураға ийе:

$$\pi^+ = u\bar{d}, \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}), \pi^- = \bar{d}u.$$

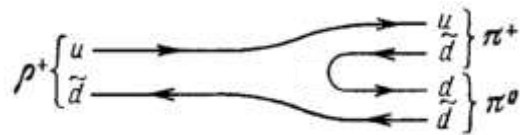
(π^0 мезонды пайда ететуғын ҳаллардың квантлық-механикалық суперпозициясындағы минус белгисиниң мәниси төменде анықланады). π -мезондағы кварк пенен антикварк ноллик орбиталық момент ҳәм спинлердиң қарама-қарсы бағытына ийе ҳалда тұрады, сонлықтан π -мезонның қосынды спини нолге тең).

Егер кварк пенен антикварктың спинлери антипараллель болса, онда олар тап сондай ноллик орбиталық моментке ийе ҳалда тұрып, спини бирге тең болған мезонларды пайда етеди: ρ^+ , ρ^- , ρ^0 . Бул мезонлар резонанслар болып табылады ҳәм 10^{-23} с ўақыттың ишинде еки π -мезонға ыдырайды: $\rho \rightarrow 2\pi$. Мезонлық резонанслардың ишинде ρ -мезонлар ең жеңили болып табылады. Аўыр мезонлық резонанслардың көп саны белгили. Оларда кварк-антикварк жұбы қозған ҳалда тұрады.

Δ - ҳәм ρ -резонанслардың ыдыраўын төмендегидей кварклик диаграммалардың жәрдемінде иллюстрациялаўға болады. 7- ҳәм 8-сўретлерде ўақытқа қарама-қарсы бағытланған стрелка антикваркти сўүретлейди.



7-сўүрет.



8-сўүрет.

Әдеттеги фейнманлық графиклер менен кварклик диаграммалардың айырмасының бар екенлигин нәзерде тутыў керек. Себеби шексизликке еркин емес ал адронда тұтқынға алынған кварклар кетеди. Усының менен бирге, кварклик диаграммаларда кварклардың арасындағы күшли тәсирлесийүди әдетте сўүретлемейди. Мысалы, кварклық диаграммаларда "шаш қыстырғыш" түрінде сўүретленетуғын кварк + антикварк жұбының туўылыўына алып келетуғын тәсирлесийүди көрсетпейди.

8-сўүретте ρ -мезонның ыдыраўына жуўап беретуғын еки кварклик диаграмманың бири бар. Екинши диаграмманы дүзийүди оқыўшының өзине ұсынылады.

Изотоплық спин. $SU(2)$ группасы

u- және d-кваркларының массаларының айырмасы ұсы кварклардан тұратуғын адронлардың массаларының айырмасынан әдейі киши. Сонлықтан ұсы u- және d-кваркларының массалары бір бирине тең деген жақынласыуды пайдаланған ақылға мұапық келеди. Енди бир неше беттен кейин тәрийепенетуғын күшли тәсирлесиудің теориясында u- және d-кварклериниң күшли тәсирлесиуи бирдей. Егер u- және d-кваркларының массаларының айырмасын және олардың электр зарядларының ҳәр қыйлы екенлигин есапқа алмасақ, онда кварклық лагранжиан изотоплық симметрия деп аталатуғын қосымша симметрияға ийе болады.

Изотоплық симметрияның шеклеринде u- және d-кваркларды изотоплық кеңислик деп аталатуғын кеңисликте спинордың еки ҳалы деп қарайды (жоқарғы және төменги). u-кварк изотоплық кеңисликтеги базы бир көшерге (бул көшерди әдетте z көшери деп есаплайды) түсирилген шамасы $+1/2$ ге тең изотоплық спинниң проекциясына, ал d-кварк болса шамасы $-1/2$ ге тең болған изотоплық спинниң проекциясына жуап береді. Лагранжиан инвариант болып қалатуғын изотоплық спинордың түрлендириулері унитарлық ($U^\dagger U = 1$, бул теңликте U^\dagger арқалы эрмитлик-түйинлес матрица, ал 1 өлшеми 2×2 болған бирлик матрица) және унимодуляр ($\det U = 1$) шәртлерин қанаатландыратуғын өлшеми 2×2 ("екиге еки" деп оқылады) болған U комплексли матрицаның жәрдемінде әмелге асырылады. Бундай 2×2 матрицалар $SU(2)$ группасының ("эс у еки" деп оқылады) ең әпиуайы көриниси болып табылады. Бул жерде S ҳәриби түрлендириудің арнаулы екенлигин (биз қарап атырған жағдайда - унимодулярлық), U ҳәрипи олардың унитарлық екенлигин, ал 2 саны группаның ең әпиуайы болған көринисиниң еки қатарлы матрицалар екенлигин билдиреди. Соның менен бирге $SU(2)$ группасының көринисиниң кеңислигиниң еки құраушыға ийе спинор екенлигин аңғаруы керек.

$SU(2)$ группасы менен оннан құрамалы болған $SU(N)$ группалары ($N > 2$) элементар бөлешелер физикасында әҳмийетли орынды ийелейди. Сонлықтан еки өлшемли U матрицаларының қәсийетлерин көрип шығыуға тоқтау мәниске ийе болады. $SU(2)$ группасының құрамалырақ болған көринислері және $SU(2)$ группасына салыстырғанда жоқарырақ болған группалар ұсы матрицалар менен улыұмалық болған көп қәсийетлерге ийе болады. Улыұма жағдайда еки өлшемли унитар унимодулярлық U матрицасы үш ҳақыйқый (затлық) α_k параметриниң ($k = 1, 2, 3$) жәрдемінде анықланады және олардың былайынша жазылыуы мүмкин:

$$U = e^{\frac{i\alpha_k \tau_k}{2}} = 1 + \frac{i\alpha_k \tau_k}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{i\alpha_k \tau_k}{2} \right)^2 + \dots$$

Бул аңлатпада k индекси бойынша сұммалау әмелге асады деп есапланады және τ_k арқалы Паулидің үш матрицасы белгиленген:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

$\tau_+ = 1/2(\tau_1 + i\tau_2)$ матрицасы оның төменги құраушысын жоқарғы құраушының орнына, ал $\tau_- = 1/2(\tau_1 - i\tau_2)$ матрицасы жоқарғы құраушыны төменги құраушының орнына қояды. Ал $\frac{1}{2}\tau_3$ матрицасы болса изотоплық кеңисликте изотоплық спинниң z көшерине түсирилген проекциясының мәнисин береді.

Паули матрицалары бир бири менен коммутацияланбайды:

$$[\tau_i, \tau_k] \equiv \tau_i \tau_k - \tau_k \tau_i = 2\varepsilon_{ikl} \tau_l \quad (i, k, l = 1, 2, 3).$$

Бул аңлатпада ε_{ikl} толығы менен асимметриялық тензор:

$$\varepsilon_{123} = \varepsilon_{321} = \varepsilon_{312} = 1; \varepsilon_{213} = \varepsilon_{132} = \varepsilon_{321} = -1.$$

Егер ε_{ikl} тензорының құраушыларының ең кемінде екеуи бирдей болса, онда олар нолге тең болады.

Хәр қыйлы түрлендириулері бір бири менен коммутацияланбайтуғын группалар абеллик емес группалар болып табылады. $SU(2)$ группасы абеллик емес группалардың ең әпиұайысы болып табылады.

$SU(2)$ группасының мысалында және бір түсиникти анықлаймыз. Егер группаның түрлендириу параметрлері (биз қарап атырған жағдайда α_1 , α_2 хәм α_3) санлар болып табылатуғын болса, онда симметрияны глобаллық симметрия деп атайды. Егер олар кеңіслик-уақытлық координаталардың функциялары болатуғын болса, онда симметрияны локаллық деп атайды. Биз баптың екінші ярымында u - хәм d -кварклардың бір бирине ұқсаслығының салдарынан пайда болған симметрияның глобаллық болатуғынлығын көреміз. Соның менен бирге "рең" түсиниги менен байланысly болған локаллық симметрияға қызықлы мысалды да көреміз.

Алдыңғы бетлерде келтирилген математикалық анықламалар кейинирек пайдаланыу үшін керек. Олар ұсы китапта хәм элементар бөлекшелер теориясы бойынша китаптарда ұшырасатуғын қурамалы болған физикалық симметрияларды таллау үшін жәрдем береді. Ал, үш кварктен барионды, ал мезонды кварк пенен антикварктан "конструкциялау" ға келетуғын болсақ, онда ұсындай "квантлық конструктор" менен ойнау хәтте киши класслардың оқыушыларының да қолынан келеді. Бұл жағдай изотоплық симметрияның бір қатар аспектерине де тийисли.

I изотоплық спинге ийе болған ықтыярлы изотоплық мультиплет үшін мультиплеттеги бөлекшелер саны n әпиұайы формуланың жәрдемінде бериледи:

$$n = 2I + 1.$$

Егер изоспиннің проекциясының максималлық мәнисинің I ге, минималлық мәнисинің $-I$ ге, ал ΔI адымның бирге тең екенлигин есапқа алған жағдайда жоқарыдағы формуланы алыу аңсат. Ұсы жағдайға байланысly нуклонның изоспині $\frac{1}{2}$ ге, π -мезонлардың изоспині 1 ге, ал Δ -изобарлар үшін изоспин $3/2$ ге тең.

Кварклар хәққында көз-қарасларға тийкарланған изотоплық симметрия хәққындағы бизиң очеркимизде биз мәселениң тарийхы жөнінде хеш нәрсени айтпағанымызды аңғарамыз. Тарийхый жақтан изотоплық спин түсиниги физикаға нейтрон ашылғаннан кейин XX әсирдің 30-жыллары Гейзенберг тәрәпинен киргизилди хәм ол нуклонлар хәм ядролық күшлерге байланысly пайдаланылды. Көп ұзамай бұл түсиник сол уақытлары бар екенлиги Юкава тәрәпинен болжанған гипотезалық болған π -мезонларға тарқатылды. Хәқыйқый π -мезонлардың хәм Δ -изобарлардың мультиплеттері шама менен 20 жылдан кейин ашылды хәм тек 1964-жылы ғана кварклердің бар екенлиги хәққындағы гипотеза ұсынылды. Бұл гипотезаға жол ерси бөлекшелер деп аталатуғын бөлекшелердің қәсийетлерин және $SU(3)$ симметрияны үйрениу алып келди.

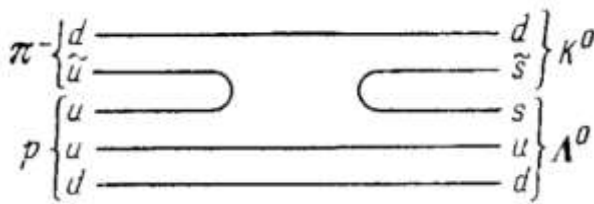
Ерси бөлекшелер

Ерси адронлардың семействосы ерси емес адронлардың семействосына салыстырғанда көп санлы. Олардың ядролық физикада нуклонлар менен π -мезонларға салыстырғанда әдеуір киши орынды ийелейтуғынлығын ерси адронлардың стабилли емес (олардың арасындағы ең ұзақ уақыт жасайтуғыны K_L^0 -мезон $5 \cdot 10^{-8}$ с жасайды) хәм салмағы үлкен. Сонлықтан олардың түүылыуы үшін энергиясы жеткилики дәрежеде жоқары болған бөлекшелердің соқлығысыуы керек.

Биринші ерси бөлекшелер XX әсирдің 40-жыллары космослық нурларда ашылды. 50-жыллары болса ұсындай мақсетлер үшін қурылған арнаулы тезлеткишлердің жәрдемінде оларды өндириу жолға қойылды. Олардың қәсийетлеріндеги парадокслық, ерсилик ұсындай бөлекшелердің жүдә көп болып түүылыуы түүылатуғындай болып көринетуғынлығы (соқлығысыушы адронлардың энергиялары жеткилики дәрежеде

үлкен болғанда), соның менен бирге олардың ерси емес адронларға әззи, әстелик пенен ыдырайтуғынлығы менен байланысly (бул жағдайдан олардың "ерси" атамасы пайда болды)⁷.

Бул парадокстың шешими мынадан ибарат: ерси бөлекшелер күшли тәсирлесиўдин есабынан пайда болады, ал олар биримлеп әззи тәсирлесиўдин есабынан ыдырайды. Бүгинги күнлер бул жағдайдың ҳәр бир ерси бөлекшениң қурамында ең кеминде бир ерси кварктиң (s-кварктиң) болатуғынлығы менен байланысly екенлигин билемиз. Ерси кварк d-кварк сыяқлы $-1/3$ зарядқа ийе. Бирақ оның массасы d-кварктың массасынан әдеўир үлкен: оның массасы шама менен 150 МэВ ке тең⁸. s-кварклардың ыдыраўы ҳаққында биз әззи тәсирлесиўлерге бағышланған бапта айтамыз. Ал ҳәзир ерси кварклардың күшли тәсирлесиўи менен танысамыз. Күшли тәсирлесиўде кварк-антикварктиң жубы $s + \bar{s}$ пайда болады.



9-сүўрет.

$SU(3)$ -симметрия

K -мезон ерси мезонлардың ишиндеги ең жеңили болып табылады. Λ -гиперон болса ерси барионлардың ишиндеги ең жеңили (ерси барионларды гиперонлар деп атаған). Ерси ҳәм ерси емес адронлар улыўмалық семействоны пайда етеди: мезонлардың октетлери менен синглетлери, барионлардың октетлери менен декуплетлери. (синглет бир бөлекшеден, октет — 8, декуплет — 10 бөлекшеден турады). Бул семействолардың структурасын $SU(3)$ -симметрияның жәрдеминде аңсат түсиниўге болады. Кварклик қәддиде усы $SU(3)$ -симметрия u -, d - ҳәм s -кварклардың арасындағы симметрияға алып келинеди. Усындай $SU(3)$ -симметрия изотоплық $SU(2)$ -симметрияның улыўмаластырылыўы болып табылады.

Ерси s -кварк ерси емес кварклардан әдеўир салмақлы болғанлықтан, $SU(3)$ -симметрия табиятта $SU(2)$ -симметрияға салыстырғанда күшлирек бұзылған:

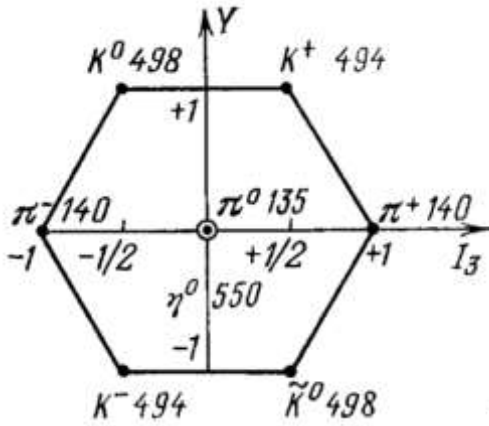
$$m_s - m_u \approx m_s - m_d \gg m_d - m_u.$$

Буның нәтийжеси бир $SU(3)$ -мультиплетке киретуғын адронлардың массалар бойынша күшли ажыралыўы болып табылады. Адронларды үйрениў арқалы $SU(3)$ -симметрияның бар екенлигин табыў аңсат емес ис болды. Адронлардың симметриялық қәсийетлерин түсиниўге ең шешиўши үлести Гелл-Манн қосты. XX әсирдин 50-жыллары ол ерси бөлекшелерге изотоплық спин түсинигин тарқатты. Ал 60-жыллардың барысында ол

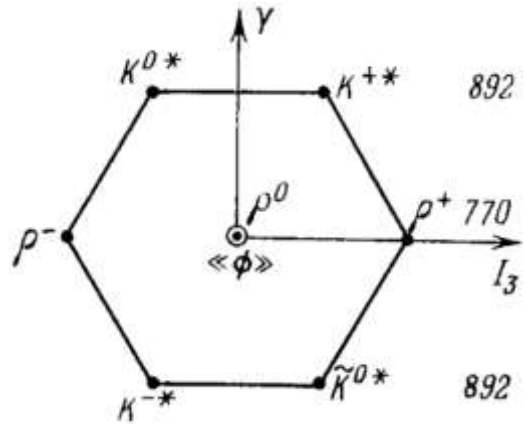
⁷ Ядролық масштабта 10^{-8} с жүдә үлкен ўақыт болып табылады. Себеби күшли тәсирлесиў ушын өзине тән ўақыт 10^{-23} с. K_L^0 -мезонның өмири шама менен 10^{16} ядролық күнди қурайды. Бул шаманы тәртиби 10^{12} күн болған жердин жасы менен салыстырыңыз.

⁸ Ҳәзирги ўақытлары қабыл етилген мәниси 95 МэВ (Аўдарыўшы).

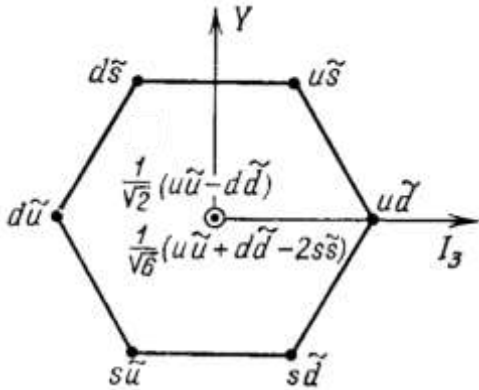
мезонлар менен барионлардың $SU(3)$ -симметриясының хәзирги заман формулировкасын берди хәм 1964-жылы Гелл-Манн кварклар бар деген идеяны ұсынды (Тап ұсындай жұмыстарды оның менен параллель сәйкес Нишиджима, Неeman хәм Цвейг тәрәпинен орынланды).



10-сүрәт.



11-сүрәт.



12-сүрәт.

$SU(3)$ -мультиплеттерди $I_3 Y$ тегислигиндә сүрәтлеу қолайлы. Бул белгиләудә I_3 арқалы изотоплық спиннің үшінші проекциясы, ал Y арқалы гиперзаряд белгиленген (анықламасы бойынша гиперзаряд изотоплық мультиплеттің екилетилген орташа зарядына тең). 10-сүрәтте псевдоскаляр мезонлардың октети сүрәтленген ($J^P = 0^-$, бул теңликте J арқалы бөлекшелердің спину, ал P арқалы олардың жұплығы белгиленген, жұплық ҳаққында толығырақ әззи тәсирлесийлерге арналған бапта айтамыз). 11-сүрәтте векторлық мезонлардың ($J^P = 1^-$) сүрәтленген. Бул $SU(3)$ -мультиплеттердің кварклық структурасы 12-сүрәтте берилген.

Егер алты мүйешликтің төбелериндә жайласқан бөлекшелердің структурасы айқын болса, онда орайда жайласқан бөлекшелердің структурасы түсиник берийди талап етеди.

Барлығы болып үш кварктан хәм үш антикварктан хәр қыйлы болған тоғыз комбинацияны дүзийге болады. Олардың үшеуи ҳақыйқый нейтраль: uu, dd, ss . Күшли тәсирлесийдің нәтийжесиндә бул үш кварк-антикварклық ҳаллардың бир бирине өтийи мүмкин. Сонлықтан, бул ҳаллардың үш квантлық-механикалық суперпозициялары массалардың белгили болған мәнислерине ийе болады. Егер $SU(3)$ -симметрия қатаң орынланатуғын болғанда, онда $SU(3)$ -инвариантлық суперпозицияның ажыралыйы орын алған болар еди:

$$\frac{1}{\sqrt{3}} (uu + dd + ss).$$

Псевдоскаляр мезонлар жағдайында ол $SU(3)$ -синглеттик η -мезонға, ал векторлық мезонлар жағдайында синглеттик ω -мезонға жуўап берген болар еди. Қалған еки

суперпозициялардың биреуі бірге тең болған изотоплық симметрияға иіе (бул псевдоскалярлар үшін π^0 хәм векторлар үшін ρ^0):

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}).$$

(ол τ_3 матрицасының жәрдемінде кварклық толқынлық функциялардан дүзиледи). Ең ақырында, ең соңғы суперпозицияда ноллик изоспин бар:

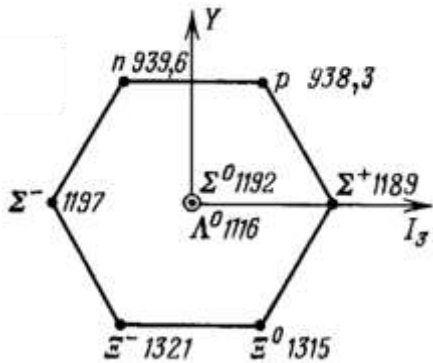
$$\frac{1}{\sqrt{6}} (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}).$$

Оның түрі дәслепки еки суперпозицияның ортогонал болыуы талабынан анықланады. Ол псевдоскаляр үшін η -мезонға хәм векторлар үшін ϕ -мезонға жууап береді. Усы барлық үш суперпозициялардағы коэффициенттердің квантлық-механикалық халлардың бірге нормировкасы бойынша анықланатуғынлығын аңғарамыз.

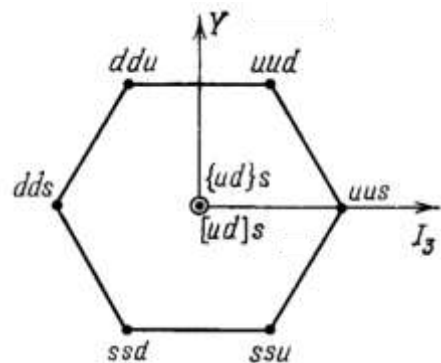
$SU(2)$ -симметрия орын алған жағдайдағы Паулидің үш τ -матрицасына сәйкес $SU(3)$ -симметрияда Гелл-Маннның сегіз λ матрицасы әхмийетли орынды ийеледи:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

η -мезон менен λ_8 -матрицаның арасындағы кварклық структура арасындағы байланысты аңғарыу қыйын емес.



13-сүүрет.



14-сүүрет.

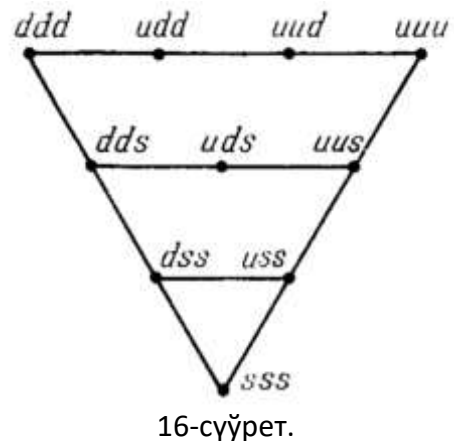
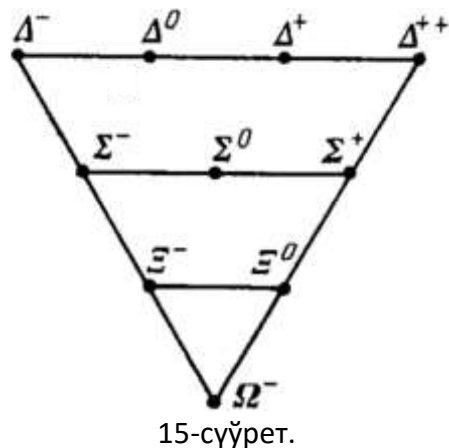
Тәбиятта $SU(3)$ -симметрия бузылған болғанлықтан $SU(3)$ -синглетли мезонлар менен $SU(3)$ -октеттердің сегизінші құраушысы шалама-шекки араласқан. Бул құбылысты "миксинг" деп атайды. Векторлық мезонлар үшін араласыу псевдоскалярлар үшін араласыуға салыстырғанда әдеуір күшлірек. Араласыудың салдарынан төмендегилер физикалық халлар болып табылады:

$$\begin{aligned} \omega &\approx \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}), m = 783 \text{ MeV}, \\ \phi &\approx s\bar{s}, m = 1020 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

13-сүүретте $J^P = \frac{1}{2}^+$ барионлардың октети сүүретленген. Әпиұайыластырылған түрде оның кварклық структурасы 14-сүүретте берілген. Усы 14-сүүреттің орайында бірге тең

изоспин $u \leftrightarrow d$ алмастырыуына қарата симметриялы болған $\{ud\}s$ комбинациясы Σ^0 -гиперонын, ал нолге тең болған, $u \leftrightarrow d$ алмастырыуы бойынша антисимметриялы $[ud]s$ комбинациясы Λ^0 -гиперонды тәрийиплейди.

15- хәм 16-сұйретлерде бөлекшелериниң спини $J^P = 3/2^+$ шамасына тең барионлардың декуплеті хәм оның кварклық структурасы көрсетілген. Спини менен жұплығы басқа болған SU(3)-мультиметтердің бир қатары белгили. Бирақ, атап айтқанда, 10- хәм 13-сұйретлерде көрсетілген октетлер адронлардың SU(3)-симметрияны хәм кварклық структурасын анықлаушы шешиуши орынды ийеледи.



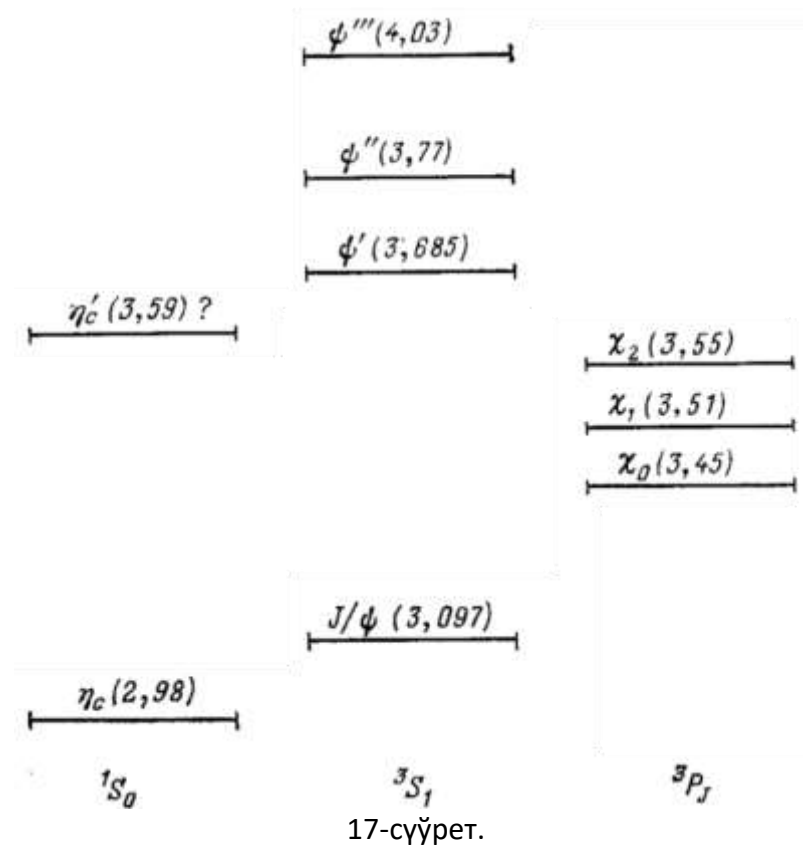
Сүйкимли (очарованный, charm) кварк

Рихтер менен Тангтың топарлары тәрәпинен ашылған өзиниң құрамында сүйкимли кварклар деп аталатуғын кварклар болған сүйкимли бөлекшелердің ашылуы адронлардың кварклик теориясының исенимли тастыйықланыуы болып табылады. Бундай кваркларды c арқалы белгилейди (инглиз тилиндеги *charm* сөзинен). 1974-жылы ең биринши болып "жасырын сүйкимлиликке ийе" хәм 3S_1 халдағы $c\bar{c}$ жұбынан туратуғын J/ψ -мезон ашылды.

Көп ұзамай чармоний деп аталатуғын $c\bar{c}$ системасының басқа бир қатары ашылды. Хәзирги ўақытлары белгили болған чармонийдің қәддилериниң схемасы 17-сұйретте келтирилген. Қәддилердің массалары ГэВ лерде берилген. Вертикаль бойынша масштаб сақланбаған. Штрихлар менен белгиленген бөлекшелер төменде жатқан халлардың радиаллық қозыуы болып табылады. S-хал $c\bar{c}$ тиң нолге тең орбиталлық моментине, ал P-хал бирге тең орбиталлық моментке жууап береді. Оң тәрәптеги төменги индекс мезонның спинин, ал шеп тәрәптеги жоқарғы индекс кварк пенен антикварктың спинлик халын көрсетеди: 1 — синглет (спинлердің қосындысы нолге тең), 3 — триплет (спинлердің қосындысы бирге тең).

Сүйкимликке ийе болған және бир қатар бөлекшелер ашылды. Олар мезонлар $D^0[c\bar{u}]$ (1,865), $D^+[c\bar{d}]$ (1,869), $F^+[c\bar{s}]$ (1,97) хәм $\Lambda_c^+[cdu]$ барион болып табылады. Бул жағдайда квадрат қаўсырмаларда кварклық құрам, ал әпиўайы қаўсырмаларда ГэВ лердеги бөлекшелердің массалары белгиленген. Бул бөлекшелердің қәсийетлерин үйрениу с-кварктың тек зарядын емес, ал массасын анықлауға да мүмкиншилик берди. с-кварктың заряды $+2/3$ ге; оның массасы — шама менен 1,4 ГэВ ке тең⁹. Солай етип, с-кварк u-кварктың жүдә аўыр болған аналогы болып табылады.

⁹ с-кварктың массасы шама менен 1,28 ГэВ ке тең (Аўдарыушы).



б- кварк хэм басқалар

1976-жылы Ледерманның группасы жаңа бөлекше Υ -мезонды ("ипсилон" деп оқылады) ашты. Ол b-кварклар деп аталатуғын 5-сорт кварклардан турады. b-кварктың заряды $-1/3$ ке тең болып шықты.

b-кварк d- хәм s-кварклардың аұыр аналогы болып табылады. Буннан *bottom* атамасы хәм b хәрипи келип шыққан (базы бир физиклер b хәрибин *beauty* - красота, шырайлы сөзине тийисли деп есаплайды).

b-кварк c-кваркке салыстырғанда әдеуір салмақлы: оның массасы шама менен 4,8 ГэВ ке тең¹⁰.

Массасы 9,46 ГэВ болған Υ -мезон $b\bar{b}$ жұбының ең төменги энергиялық халы болып табылады. Усы ўақытларға шекем бул системаның үш қозған 3S_1 қәдди табылды. Оларды гейде ипсилоний, гейде боттоний ямаса боттомоний деп атайды: $\Upsilon'(10,02)$, $\Upsilon''(10,40)$ хәм $\Upsilon'''(10,55)$.

Усының менен бирге ипсилонийдің 2P-қәдди табылды. Соның менен бирге бир b-кваркқа ийе болған мезонлар да табылды: $B^0 = \bar{b}d$, $B^- = b\bar{u}$, $B^0 = b\bar{d}$. Бул мезонлардың массалары мынадай $m_{\Upsilon''} < 2m_b < m_{\Upsilon'''}$ (дәлиреги $m_b \approx 5,67$ ГэВ).

Солай етип, экспериментлерде "төменги типтеги" d, s, b кварклар хәм "жоқары типтеги" u, c кварклардың бар екенлиги табылды. Үшинши "жоқарғы" кварктың бар екенлиги хаққында үлкен тийкарға ийе себеплер бар. Оны t-кварк деп атайды (*top* сөзинен). t-кваркларды излеў ұсы ўақытларға шекем табыслы болмады¹¹. Хәр бир дәстесиндеги

¹⁰ Хәзирги мағлыўматлар бойынша 4,18 ГэВ ке тең (Аўдарыўшы).

¹¹ t-кварк 1994-1995 жыллары (экспериментлер тийкарынан 1994-жылы өткерилди) АҚШ тағы Тэватрон коллайдаринде өткерилген экспериментлерде ашылды. Оның массасы $173,1 \pm 0,6$ ГэВ ке, ал заряды $+2/3$ ке тең (Аўдарыўшы).

энергия 18 ГэВ болған бир бирине қарама-қарсы электронлық-позитронлық ПЕТРА дәстесіндегі "топонийди" ($t\bar{t}$ -жубы) излеу іслерине жүдә үлкен итибар берилди. Бул излеулер егер t -кварк қақықатында да бар болса, онда оның массасының 18 ГэВ тен үлкен болыуының керек екенлигин көрсетті¹². t -кварктен ағыр болған кварклардың бар екенлиги қақында айтыуға тийкар болатуғындай эксперименталлық мағлыұматлар ҳазирше жоқ.

Ароматлар ҳәм әўладлар

Хәр қыйлы типтеги кварклар бир биринен өзиниң ароматлары менен айрылады деп жийи айтады. Бул кварклық ароматлардың бизге үйреншикли болған аромат қақындағы түсиникке қатнасы жоқ. Бул жерде "аромат" сөзи күтилмеген орында қолланылғанлығы себепли құрғақ физикалық текстлерге жан бериу мақсетинде "тип" ямаса "сорт" сөзлериниң синонимлери түринде пайдаланылады. Келеси параграфта биз таллауға өтетуғын "аромат" термини бизиң "рең" терминине қарсы қойыуымызға сәйкес қолайлы.

Көринип тұрғанындай, хәр қыйлы ароматқа ийе кварклар менен лептонлардың арасында қандай да бир терең симметрия бар. Усындай симметрияның бар екенлигин төмендеги кесте көрсетеди:

ν_e	ν_μ	ν_τ
e	μ	τ
u	c	t
d	s	b

Атап айтқанда, кварк-лептонлық симметрияның тийкарында 1964-жылы c кварктың бар екенлиги болжап айтылған еди (сол ўақытлары 4 лептон менен 3 кварк белгили еди). 1975-жылы τ -лептон ашылғаннан кейин сол симметрияның тийкарында b - ҳәм t -кварклардың бар екенлиги болжанды.

Биз лептон-кварклық симметрияның әсиреси әззи тәсирлесийлерде айқын көринетуғынлығын көп узамай көремиз.

Әлбетте, бул симметрия толық симметрия болып табылмайды: нейтрино менен зарядланған лептонлардың зарядларының айырмасы жоқарғы ҳәм төменги кварклардың зарядларының айырмасына тең болса да, лептонлар менен кварклардың өзлериниң зарядлары хәр қыйлы.

Он еки лептон менен кварклар тәбийий түрде үш группаға ямаса, гейпара жағдайларда фундаменталлық фермионлардың үш әўладына бөлинеди деп айтылады. Хәр бир әўлар төрт бөлекшеге ийе ҳәм олар сәйкес кестеде бағананы ийелейди: "жоқарғы" ҳәм "төменги" лептонлар ҳәм "жоқарғы" ҳәм "төменги" кварклар. Ең жеңил бөлекшелер биринши әўладты пайда етеди. Буннан кейинги әўладлардың барлығында зарядланған бөлекшелер алдыңғы әўлад бөлекшелерге салыстырғанда салмақлырақ.

Биринши әўлад фермионлар фотонлар менен бирге ҳазирги ўақытлардағы Әлемди құрайтуғын материяның өзи болып табылады. u - ҳәм d -кварклардан нуклонлар, яғный атомлардың ядролары құралған, ал атомлық қабықлар электронлардан турады;

¹² 2-басылымға ескертиу. t -кваркларға байланыслы болған ситуация радикаллық өзгерислерге ушырамады. ПЕТРА да t -кварктың массасының жоқарғы шеги 20 ГэВ ке шекем көтерилди. ЦЕРН деги протон-антинейтронлық коллайдерде массасы $m_t \approx 40$ ГэВ болған t -кварктың тўылғанлығын көрсететуғын мағлыұматлар алынды. Бирақ бул мағлыұматлардың дурыслығы тастыйықланған жоқ.

электронлық нейтрино болмаған жағдайда Құяштағы хәм жулдызлардағы ядролық синтез реакциялары жүрмеген болар еди. Ал екинши хәм үшінши әўлад фермионларға келсек, онда хәзирги ўақытлардағы дүньядағы олардың тутқан орны жоқтай хәм биринши рет қарағанда оларсыз дүнья хәзирги дүньядан хеш бир жаман болмағандай болып көринеди. Бул бөлекшелер Жаратыўшы сәтсиз деп есаплап ылақтырып таслаған қопал эскизлерге хәм бизиң өзимиздиң қурамалы техникамыздың жәрдемінде оларды мусор таслайтуғын ыдыстан қазып алғанымызға ұсайды.

Хәзирги ўақытлары екинши хәм үшінши әўлад фермионлардың ең ертедеги Әлемде, Үлкен партланыў деп аталатуғын партланыўдың ең дәслепки моментлеринде үлкен әхмийетке ийе орынды ийелегенлигин түсине басладық. Мысалы, нейтриноның сортларының (ароматларының) саны Әлемдеги водород пенен гелийдиң тарқалыўының қатнасын анықлады. Космологиялық есаплаўлар нейтринолық ароматлардың санының төрттен көп емес екенлигин көрсетеди. Лептон-кварклық әўладлардың схемасының шеклеринде бул кварклик ароматлардың санының сегизден көп емес екенлигин аңғартады.

Көринип тұрғанындай, екинши хәм үшінши әўладлардың тутқан орнының әхмийети биринши әўлад бөлекшелердиң усы бөлекшелер ийе болған массаларға ийе болыўынан ибарат. Ал u - хәм d -кварклардың массалары менен электронның массасының арасындағы қатнастан бизиң дүньядағы бар болыўымыздың өзи ғәрезли. Себеби, нейтрон менен протонның массаларының арасындағы айырма u - хәм d -кваркларының массаларының арасындағы қатнастан келип шығады. Ал, егер $m_p - m_n + m_e > 0$ теңсизлиги орынланғанда водород орнықлы (стабилли) болмаған болар еди.

Демек, биз жоқарғы әўладлардың әхмийетиниң киши емес екенлигин түсине басладық. Олардың тутқан орнының және кварк-лептонлық симметрияның өзиниң тәбиятының терең әхмийетин анықлаў физиканың ең әхмийетли мәселелериниң бири болып табылады. Усындай ескертиўлер менен биз кварклық ароматларды таллаўды жуўмақлаймыз хәм жаңа тема болған кварклық реңлерге өтемиз.

Рең хәм глюонлар

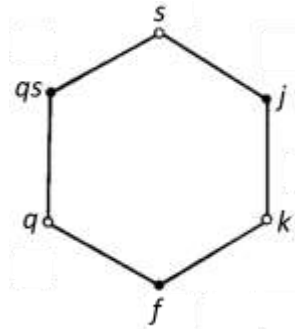
Усы ўақытқа шекем биз кварклар арасындағы күшлердиң қалайынша дүзилгенлиги хаққындағы мәселеден қаштық. Енди бизге мынадай сораўларға жуўап берийге ўақыт келди: 1) усындай күшлердиң дереги қандай зарядлар болып табылады? 2) қандай бөлекшелер олардың алып жүрийшилери болып табылады? Бул сораўларға берилетуғын қысқаша жуўаплар мыналардан ибарат: 1) реңли зарядлар хәм 2) глюонлар.

Хәр бир ароматтың кваркларының үш азғынған түрлериниң бар екенлиги табылды. Бул түрлер бир биринен реңи бойынша айрылады деп айтыў қабыл етилген. Әдетте кваркларды үш реңде болады деп айтады: сары, көк хәм қызыл. Әлбетте, бул кварклардың оптикалық реңлерге хеш қандай қатнасы жоқ. Кварклерди қараған жағдайда "рең" сол кваркларды тәрийиплейтуғын квант санларын белгилеў ушын қолайлы термин болып табылады. Кварклардың зарядларын белгилиў ушын тийкарғы оптикалық реңлер болған сары, көк хәм қызыл реңлерди сайлап алыўдың көргизбели оптикалық аналогиядан пайдаланыўға мүмкиншилик беретуғынлығын биз хәзир көремиз.

Антикварклердиң реңли зарядлары кварклардың зарядларына түйинлес. Гейде оларды антисары, антикөк хәм антиқызыл, ал гейде оптикалық спектрдеги қосымша реңлердиң белгили болған избе-излигине сәйкес фиолет, қызғылт сары (оранжевый) хәм жасыл деп те атайды (18-сүўрет) (белгили болған мнемоникалық фразаны еске түсириңиз: "Хәр бир аңшы қырғаўылдың қай жерде отырғанын билгенди жақсы көреді").

Кварклық реңлерди усындай етип сайлап алғанда адронларды тәбийий түрде реңсиз,

ақ бөлекшелер деп атаудың мүмкіншилигі тұйылады. Барионлардың реңі жоқ, себебі олар бір бирин толықтыратуғын үш реңнен тұрады. Мезонлар кварклар менен антикварклардың реңсіз суперпозициялары болып табылады.



18-сүйрет.

Кварклардың реңлік азғыныуы математикалық жақтан реңлі $SU(3)$ -симметрияның бар екенлігін аңғартады: $SU(3)_e$ (e индексі инглиз тилиндегі *colour* — рең сөзін аңғартады). Кварклардың реңлі триплеті q^α ($\alpha = 1, 2, 3$) $SU(3)$ группасының фундаменталлық көринісі деп аталатуғын көриніс бойынша, ал антикварклардың \tilde{q}_α триплеті түйінлес көриніс бойынша түрленеді (антитриплет). Мезонлар (M) хәм барионлар (B) $SU(3)_c$ -синглетлер болып табылады:

$$M = \frac{1}{\sqrt{3}} \tilde{q}_\alpha q^\alpha = \frac{1}{\sqrt{3}} (\tilde{q}_1 q^1 + \tilde{q}_2 q^2 + \tilde{q}_3 q^3),$$

$$B = \frac{1}{\sqrt{6}} q^\alpha q^\beta q^\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\gamma}.$$

Бұл аңлатпада $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ - толығы менен асимметриялық тензор. Бұндай тензор менен биз Паули матрицаларының қасиеттерін таллағанда таныстық. Тап ұсы себепке байланысly бариондағы үш кварк рең бойынша антимимметризацияның салдарынан Паули принципін бұзбайды хәм ұсы өзгешелігі бойынша әдеттегі барионлардай болады.

Электр зарядлары электромагниттік тәсірлесіуде қандай орынды тұтатуғын болса, күшлі тәсірлесіуде реңлі зарядлар сондай орынды ийелейді. Бұндай жағдайда фотонлардың орнын глюонлар деп аталатуғын (инглиз тилиндегі *glue* - желим) векторлық бөлекшелер ийелейді. Глюонлар менен алмасыу арқалы кварклар бір бирине "желимленеді" хәм адронларды пайда етеді.

Глюонлардың фотонлардан тийкарғы айырмасы фотонның биреу хәм оның электрлік жақтан нейтраллығынан ибарат. Ал глюонлар болса сегіз хәм олар реңлі зарядларға ийе. Усындай реңлі зарядларының болыуының салдарынан олар бір бири менен күшлі тәсірлеседі. Усындай сызықты емес өз-ара тәсірлесіудің салдарынан глюонлардың вакуумдағы тарқалыуының фотонлардың тарқалыуына, ал реңлі күшлердің электромагнит күшлерге пүткіллей ұсамайтуғын болып шығады.

Квантлық хромодинамика (КХД)

Кварклар менен глюонлардың өз-ара тәсірлесіуінің теориясы квантлық хромодинамика (грек тилиндегі "хромос" - рең мәнісін береді) деп аталады. Квантлық хромодинамиканың тийкарында мынадай постулат жатады: реңлі $SU(3)$ - симметрия локаллық, калибровкалық болып табылады¹³.

¹³ Түрлендіріулердің параметрлері сәйкес динамикалық өзгеріуші берілген кеңістік-уақыттың ноқатынан ғәрезлі болған жағдайдағы физикалық системаны тәрийіплейтуғын өзгеріушілердің үстінен ісленген түрлендіріулерге қарата инвариантлығы локаллық

Локаллық инвариантлық талабы өзіне тән болған бір бири менен тәсірлесіуіге ийе болған глюонлық майданлардың октетинің бар болыуына алып келеди. Солай етип, симметрия талабы күшли тәсірлесіудің барлық динамикасын анықлайды. Усындай көз-қараста $SU(3)_c$ реңли симметриясының физикалық мәнісі $SU(3)_f$ глобаллық ароматлық симметрияға салыстырғанда әдеуір терең (f индексі англиз тилиндегі *flavour* — аромат сөзинен алынған). Бұл $SU(3)_f$ - симметрия u-, d- s-кварклардың жууық түрде азғынған екенлиги менен байланысly пайда болды.

Квантлық хромодинмиканың лагранжианы квантлық электродинамиканың лагранжианына жүдә ұсайды (III бапқа қараңыз). Айырма мыналардан ибарат: электромагнит тәсірлесіудің константасы болған электр заряды e ниң орнына күшли тәсірлесіудің константасы g киреди. Оның себеби электронлық спинордың орнына суммалау әмелге асырылатуғын реңли индекслер киретуғынлығы хәм лагранжианға киретуғын глюонлық векторлық потенциал A_μ ның фотонлық потенциалдан айырмасының реңли кеңіслікте мынадай матрица менен берилетуғынлығы менен байланысly:

$$A_\mu = A_\mu^i \lambda_i / 2, \quad i = 1, 2, \dots, 8.$$

Бұл аңлатпада A_μ - сегіз глюонлық майданның векторлық потенциаллары, λ_i - Гелл-Маннның сегіз матрицасы. Бундай жағдайда квантлық хромодинмиканың ковариантлық тууындысы (енди ол да матрица) мынадай түрге ийе:

$$D_\mu = d_\mu - ig A_\mu.$$

Глюонлық майданның кернеулигинің матрицасы мынадай түрге ийе:

$$F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^i \lambda_i / 2.$$

Глюонлар ұшын майданның $F_{\mu\nu}$ кернеулиги фотонлар болған жағдайға салыстырғанда A_μ арқалы құрамалы байланысқа:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig [A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu].$$

Бұл аңлатпада g арқалы күшли тәсірлесіудің константасы белгиленген. Фотонлар ұшын A_μ матрица емес, ал сан хәм $F_{\mu\nu}$ ұшын жазылған аңлатпадағы коммутатор нолге айланады. Абеллик емес калибровкалық майданларда болса (глюонлар сондай болып табылады), бұл коммутатор нолге тең емес. Атап айтқанда ол глюонлардың сызықлы емес өзіне тәсір етіуінің характерин хәм глюонлық күшлердің өзіне тән өзгешеликлерин анықлайды.

Улыума айтқанда квантлық хромодинмиканың лагранжианының хәм дара жағдайда $F_{\mu\nu}$ тензорының ұсындай түри лагранжианның

$$q \rightarrow Sq, \bar{q} \rightarrow \bar{q} S^+, A_\mu \rightarrow S A_\mu S^+ - \frac{i}{g} (\partial_\mu S) S^+$$

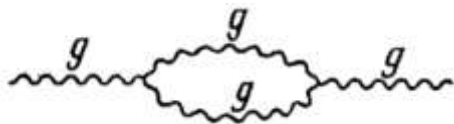
калибровкалық түрлендіріулерге қарата инвариантлығынан келип шығады. Бұл аңлатпаларда $S = \exp[i\alpha_i(x)\lambda_i/2]$, ал α_i - дүньялық x ноқатынан ғәрезли болған сегіз параметр.

симметрия деп аталады. Майданлар теориясында локаллық симметрия әдетте калибровкалық майданлар киргизилген жағдайда жүзеге келеди. Локаллық симметрия талабы физикалық системадағы өз-ара тәсірлесіудің характерин кескин түрде белгилейди, бірақ локаллық симметрия қандай да бир сақланыу нызамы менен байланысly емес. Локаллық симметрияға мысаллар: квантлық электродинамикадағы калибровкалық инвариантлық, улымалық салыстырмалық теориясындағы Лоренц түрлендіріулерине қарата инвариантлық, квантлық электродинамикадағы реңли $SU(3)$ - симметрия.

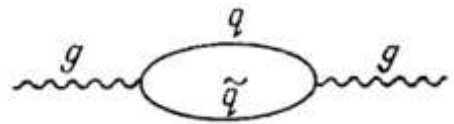
Егер теорияның лагранжианы (ямаса, дәлирегі - хәрекет) қандай да бир локаллық түрлендіріуіге қарата инвариант болатуғын болса, онда бұл түрлендіріуді теорияның калибровкалық симметриясы деп атайды. Калибровкалық симметриялар кеңіслік-ұақыттың хәр бир ноқатында группаны пайда етеди (Аударушы).

Асимптоталық еркінлік хәм конфайнмент

Егер глюон тәрепинен глюонлық вакуумның поляризациясына глюонлардың сызықты болмаған үлесін есапқа алатуын болсақ (19-сүррет), онда бул поляризацияның (глюонның кварклық вакуумды поляризациялауынан өзгешелигі, 20-сүррет) реңли зарядтың экранланыуына емес, ал антиэкранланыуына алып келетуғынлығын көрийге болады. Глюонның реңли заряды кварктың реңли зарядынан үлкен, соның менен бирге глюонлардың саны сегіз болғанлықтан глюонлардың антиэкранлау тәсиринің берілген ароматтың кварк-антикварклық жұбының экранлау тәсиринен әдеуір үлкен болатуғынлығын таң қаларлық емес. Есаплаулар артық болыудың $33/2$ шамасына тең коэффициент пенен аңлатылатуғынлығын көрсетеді. Сонлықтан глюонлық антиэкранировканы жоқ қылыу үшін кварклардың 17 ароматының болыуы керек. Кваркты қоршап тұрған глюонлық бултқа терең кирген сайын сол кварктың реңли заряды кемейеді. Бул кварклардың арасындағы қашықтық шексіз киширейгенде олардың арасындағы реңли өз-ара тәсирлесіудің пүткиллей жоқ болатуғынлығын аңғартады. Бул қубылыс асимптоталық еркінлік атамасына ийе болды.



19-сүррет.



20-сүррет.

Киши қашықтықтарда кварклар дерлік еркін: олардың арасында кулонлық типтегі α_s/r реңли потенциал хәрекет етеді. Бул аңлатпадағы жууырыушы $\alpha_s = g^2(r)/4\pi$ потенциалы r қашықтығының кемейіуі ямаса берілген q импульсинің үлкейіуі менен логарифмлик нызам бойынша киширейеді. q дың жеткиликлі үлкен мәніслерінде

$$\alpha_s(q) \approx \frac{2\pi}{b \ln(q/\Lambda)}$$

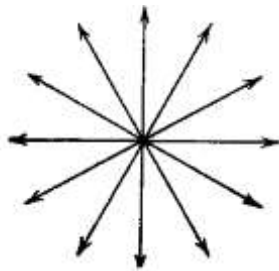
аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпадағы өлшем бирлигине ийе болмаған b коэффициентинің мәнісі 19- хәм 20-сүрретлердегі диаграммаларды теориялық есаплаудың жәрдемінде анықланады. $b = 11 - \frac{2}{3}n_f$. Бул аңлатпада n_f - кварклық ароматлардың саны (егер $n_f = 6$ болса, онда $b = 7$ мәнісін аламыз).

Импульстің өлшем бирлигине ийе болған Λ константасы болса эксперименталлық мағлыұматлардың тийкарында алынады (ауыр кварконийлердің қәдилеринің кеңлигі хәм массасы, жоқары энергиялардағы e^+e^- -аннигиляциясында пайда болатуғын адронлық ағыстың қәсийетлери, терең-серпимли емес шашыраудың кесе-кесими хәққындағы мағлыұматлар бойынша) хәм оның мәнісі 0,1 ГэВ шамасында болады. Λ константасы (гейпара жағдайларда оны Λ_{QCD} деп те атайды) квантлық хромодинамикада фундаменталлық орынды ийелейді.

Асимптоталық еркінліктің кери тәрепи кварклардың арасындағы қашықтықтың үлкейіу барысында реңли зарядлардың үлкейіуі болып табылады. $r \sim 1/\Lambda \sim 10^{-13}$ см қашықтықта реңли тәсирлесіу хәқыйқый күшли болады. Бул областта уйытқыу теориясы ислемейді хәм исенимли түрдегі есаплаулар жоқ. Бирақ, ұсындай жағдай орын алған болса да, қашықтықтың үлкейіуі менен өз-ара тәсирлесіудің күшейіуінің кварклардың "түтқынға алыныуына" алып келетуғынлығын хәм изоляцияланған кваркларды үлкен аралықтарға айырып жиберіуіге болмайтуғынлығын күтиуге болады.

Биз күтип атырған конфайнмент картинасының неден ибарат екенлигін айқынластырыу үшін жеңил кварклар пүткиллей болмайтуғын дүньяны ойлап табайық.

Айыр кваркты хәм айыр антикваркты қараймыз ($m \gg \Lambda$). Киши қашықтықларда ($r \ll 1/\Lambda$) олардың арасындағы реңли потенциал Кулон потенциалын еске түсиреди ($\sim 1/r$), ал күшлер болса $\sim 1/r^2$ нызамы бойынша кемейеди. Бұл нызам реңли күшлердің зарядтан изотроп түрде тарқалатуғынлығына жуап береді, себеби беттің бир бирлиги арқалы өтетұғын ағыстың шамасы беттің майданына керип пропорционал кемейеди (21-сүўрет). Кварклардың арасындағы қашықтық үлкен болған жағдайда ($r \gg 1/\Lambda$) глюонлардың бир бири менен күшли сызықты емес тәсирлесиўинен күш сызықлары қоршаған вакуум тәрепинен радиусы $\sim 1/\Lambda$ шамасына тең найға қысылады. Нәтийжеде әдеттеги световодты еске түсиретуғын "глюоновод" алынады (22-сүўрет). Бундай жағдайда кварклардың арасындағы тәсирлесиў күшлериниң шамасы олардың арасындағы қашықтықтан ғәрезли болмайды, ал потенциал болса усы қашықтыққа пропорционал. Усының салдарынан реңли потенциал шаршарға усаған түрге ийе болады (23-сүўрет).

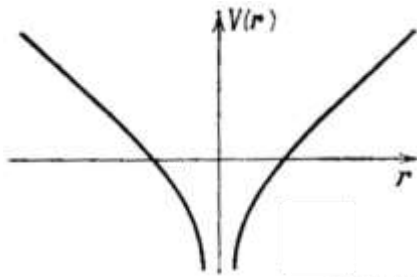


21-сүўрет.



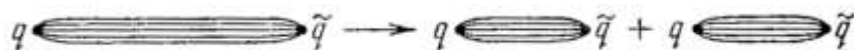
22-сүўрет.

Шаршар типиндеги феноменологиялық потенциал тийкарында чармоний хәм ипсилонийдің қәддилери ушын орынланған есаплаўлардың нәтийжелери эксперименталлық мағлыўматларға жақсы сәйкес келеди. Бирақ, елеге шекем квантлық хромодинамиканың лагранжианынан келип шығатуғын теңлемениң шешимине тийкарланған глюонлық сабақтың аналитикалық теориясын дүзиўдің сәти түспеди.



23-сүўрет.

Усындай сабақтың бар екенлигин жүдә қуўатлы компьютерлерде орынланған есаплаўлар көрсетеди. Бундай жағдайларда кеңисликлик-ўақытлық континуумнан түйинлериниң саны шекли болған төрт өлшемли пәнжерге өткенде квантлық хромодинамиканың теңлемелери бираз әпиўайыласады (10^4 ке шекем).



24-сүўрет.

Принципинде айыр кварк пенен антикварктың арасындағы глюонлық сабақтың узынлығының шексизликке шекем өсе алады. Бундай жағдайда кваркларды бир бирине айырыў ушын керек болатуғын энергияның шамасы сабақтың массасына айланған болар еди. Бирақ, жеңил кварклар бар болған ҳақыйқый дүньяда ($m \ll \Lambda$) бундай жағдай орын

алмайды. Сабақ жаңа мезонлар болып табылатұғын, өлшемлери $1/\Lambda \sim 10^{-13}$ см болған бөлеклерге бөлінеді. Үзилий жүзеге келетұғын орнында жеңіл кварк-антикварк жұбы пайда болады (24-сұррет).

Мезонды кварк-антикваркқа "бөліуге" тырысуы магнит стрелкасын арқа хәм түслик полюсларға бөліуге тырысуыдай болады. Магнит стрелкасын екиге бөлген жағдайда да қолда еки диполь қалады.

Кираллық симметрия

Кварклар қалың глюонлық хәм кварк-антикварклық бултлар менен қоршалған болғанлықтан кварктың массасы хаққында ұсы массаның қандай қашықтықта өлшенгенин айтпай тұрып хеш нәрсе айтыуға болмайды. Бул қашықтықлар қаншама киши болса, масса да киши болады. Биз жоқарыда келтирген санлар 10^{-14} см шамасындағы қашықтыққа тийисли. Асимптоталық еркинликке байланысly бундай қашықтықта булт сийрексийди. Аўыр глюонлық бултқа ийе болмаған ұсындай "ярым жалаңаш" кваркларды әдетте тоқлық кварклар деп атайды. Глюонлар менен толық оралған кваркларды болса блоклық ямаса конститuentлик деп атайды. Нуклонлардың массасы релятивистлик емес үш конститuentлик кварктың массасынан қосылады деп болжап, u- хәм d-кварклардың глюонлық постынларының массасы шама менен 300 МэВ ке тең деген жуўмаққа келемиз.

Жеңіл кварклардың тоқлық массалары нолге тең болған ойлап табылған дұньяны қараў жүдә қызық. u- хәм d-кварклар ұшын олардың $m_u \sim 5$ МэВ хәм $m_d \sim 5$ МэВ болған тоқлық массалары ұшын ұсындай массасыз жағдай хақыйқы дұньяға жақын деп күтиуге болады. Хақыйқатында да теориялық таллаў бундай жағдайда барлық барионлар менен дерлик барлық мезонлардың массаларының өзгермейтұғынлығын көрсетеди. Тек ғана мезонлардың ең жеңили хәм олардың массалары $\sqrt{(m_u + m_d)\Lambda_{QCD}}$ шамасына пропорционал болған π -мезон бұған кирмейди. π -мезонның басқа мезонлардан ұсындай болып айрылып тұрыуы олардың кираллық симметрияның спонтан бузылыўында әхмийетли орынды ийелейтұғынлығы менен байланысly. Хәзир биз "кираллық симметрия" менен "спонтан бузылыў" терминлериниң нени аңғартатұғынлығын анықлаймыз.

Массаға ийе болмаған u- хәм d-кварклар ұшын квантлық хромодинамиканың лагранжианын қарап, ұсы лагранжианның тек ғана $SU(2)$ изотоплық симметрияға ғана емес, ал жоқарырақ болған глобаллық $SU(2)_L \times SU(2)_R$ симметрияға ийе болатұғынлығына исениуге болады. Мәселе соннан ибарат, массаға ийе емес болған бөлекшелер массалары нолге тең емес болған бөлекшелер ұшын лоренц-инвариант түрде анықланыуы мүмкин емес сақланатұғын айрықша шамаға ийе болады. Бул шама бөлекшениң спининиң оның импульсине түсирилген проекциясы болып, оны спираллық деп атайды. Егер спинниң проекциясы импульске қарама-қарсы бағытланған болса, онда спираллық шеп (L), ал импульс бағытында болса спираллық оң (R) деп аталады. Массаға ийе болмаған бөлекшелер жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен қозғалады. Сонлықтан координаталар системасының хеш қандай қозғалысы менен (координаталар системалары барлық ўақытта жақтылықтың тезлигинен киши тезликлер менен қозғалады) массаға ийе болмаған бөлекшелердің спираллығының бағытын өзгертиуге болмайды. Ал массаға ийе болған бөлекшелер ұшын спираллықты аңсат өзгертиуге болады.

Кварклардың реңли зарядлар тәрепинен векторлық глюонлардың шығарылыуы хәм жутылыуы олардың спираллығын өзгертпейди. Сонлықтан, квантлық хромодинамиканың массаға ийе болмаған кварклары ұшын жазылған лагранжианы тәбийий түрде еки қосылыўшыға ажыралады: олардың бири шеп u_L хәм d_L кваркларға, ал екиншиси оң u_R хәм d_R кваркларға ийе болады. Бул қосылыўшылардың хәр бири өзиниң изотоплық

симметриясына ийе болады. Сонлықтан толық лагранжиан кираллық, шеп-оң симметриялы $SU(2)_L \times SU(2)_R$ группаның түрлендіріулеріне қарата симметриялы. Олар "шеп" хәм "оң" изотоплық группалардың тууы көбеймеси болып табылады.

Лагранжиан қәддинде әдеттеги изотоплық $SU(2)$ симметрия менен кираллық $SU(2)_L \times SU(2)_R$ симметрияның арасында хаш қандай принципаллық айырма жоқ. Бирақ, егер бир адронлар дүньясында бул симметриялардың қалайынша жүзеге келетуғынлығына итибар беретуғын сол айырма айқын түрде көзге түседі.

Әдеттеги изотоплық симметрия сызықты түрде жүзеге келеді: кварклардың изоспиноры менен құрамлы нуклонлардың изоспиноры бұрыулары синхронлы түрде жүреді. Кираллық симметрия болған жағдайда басқаша. Себеби массаға ийе емес кварклардан нуклонлар массасы бойынша айрылады хәм белгили болған спираллыққа ийе болмайды. Биз бул жағдайда лагранжианның белгили болған симметрияға ийе болатуғынлығын, ал физикалық халдың сол симметрияға ийе болмайтұғынлығын биринши рет көреміз. Бундай ситуациялар қаралғанда симметрияның спонтан түрде бузылуы хәққинда гәп етиледі хәм бул жағдай глобаллық симметрияның спонтан бузылуына мысал бола алады.

Симметрияның спонтан түрде бузылуында барлық ўақытта голдстон бозонлары деп аталатуғын массаға ийе болмаған бозонлардың пайда болуы жүзеге келетуғынлығы табылды. Биз ойлап тапқан дүньядағы (қиялымыздағы бундай дүньяда u хәм d кварклар массаға ийе емес еді) массаға ийе болмаған ұсындай үш π -мезон голдстон бозонлары болып табылады. Хәқыйқый дүньяда болса u хәм d кварклардың массалары киши, бирақ нолге тең емес хәм лагранжианның кираллық симметриясы жууық симметрия, ал π -мезонлар псевдоголдстон бозонлары болып табылады: олардың массалары нолге тең болмаса да, басқа адронлардың массаларына салыстырғанда киши.

Жеңил кварклардан туратуғын адронлардың барлық массалары принципінде жууырыушы α_s константасы ұшын жазылған аңлатпаға киретуғын өлшем бирлиги жоқ бир Λ_{QCD} параметри арқалы аңлатылуы керек. Хәзиринше бул мәселе шешилген жоқ.

Квантлық хромодинамика раўажланыў жолында

Квантлық хромодинмиканың дәретилиўи элементар бөлекшелер теориясындағы аўхалларды кескин түрде өзгертти. Бұрынлары белгили болмаған $SU(2)$ изотоплық инвариантлық симметрия хәм оның ұлыўмаластырылуы болған күшли тәсирлесіулердің ароматлық $SU(3)$ -симметриясы, кираллық $SU(2)_L \times SU(2)_R$ хәм $SU(3)_L \times SU(3)_R$ симметриялар белгили болды. Нәтийжеде релятивистлик емес кварклар модели, қалталар модели (модель мешков) хәм партонлар модели жүзеге келді. Квантлық хромодинмиканың тийкарында бир қатар жаңа физикалық объектлер менен қубылыслардың бар екенлиги болжанды: кварклық хәм глюонлық ағыслар, кваркларға ийе болмаған хәм тек глюонларға ийе адронлар - глюболлар.

Күшли тәсирлесіулердің ең тийкарғы теориясы боламан дейтуғын квантлық хромодинмиканың қарсыласлары жоқ. Адронларды толық түсиніў жолындағы тийкарғы жол өтилді - лагранжиан жазылды. Бирақ, ұсы жағдайға қарамастан мақсетке жетиўге еле алыс, себеби реңли тәсирлесіу күшли болатуғын областлардағы квантлық хромодинмиканың теңлемелерин еле шеше алмаймыз. Физик-теоретиклер ұшын конфайнмент машқалалары құрамалы машқалалардың бири болып қалмақта. Теорияның математикалық структурасы изертленбеген болып қалмақта.

Теорияның раўажланыўында адронларды буннан былайғы эксперименталлық изертлеулер бийбаха орынды ийелейді. Теория ұшын тек максималлық жоқары энергияларда өткерилетуғын экспериментлер ғана емес, ал төменги энергиялық

экспериментлер де зор әҳмийетке ийе. Төменги энергияларда өткерилетуғын экспериментлер адронлардың спектроскопиясында тәртип орнатыўға мүмкиншилик береді. Бундай адронлардың қатарына экзотикалық (qq типіндеги емес, ал qqq типіндеги) хәм криптоэкзотикалық мезонлар менен барионлар, барионий, еки барионлық резонанслар, глюболлар (көп санлы жаңа терминлерден қорыққан оқыўшыға терминлер сөзлигин оқыў усынылады).

1954-жылы Янг пенен Миллстың абеллик емес локаллық $SU(2)$ теориясы баянланған мақаласы жарық көрген ўақытта ондағы күшли тәсирлесиўдің болажақ теориясының прототипин көриў қыйын еді. Теория тәбиятта жоқ болған ұзақтан тәсир ететуғын күшлердің пайда болыўына сөзсиз алып келетуғын массаға ийе болмаған калибровкалық майданларға ийе еді. Янг-Миллс теориясы көплеген изертлеўшилерге қызықлы математикалық ойыншық болып көринди. Кейинирек (70-жыллардың басында) Гелл-Манн рең деп атаған азғыныў менен байланысly болған калибровкалық майданлар ҳаққындағы гипотезаның Намбу тәрепинен 1965-жылы киргизилиўине алып келетуғын ұзақ раўажланыў талап етилди.

Бирақ квантлық хромодинамика Янг-Миллстың теориясының бирден-бир әўлады емес. Биз төменде электр-әззи тәсирлесиўдің ҳазирги заман теориясы менен күшли, әззи хәм электромагнит тәсирлесиўлерди ұллы бирлестириў моделлериниң абеллик болмаған калибровкалық теориялары болып табылатуғынлығын көремиз.

IV бап

ӘЗЗИ ТӘСІРЛЕСІҮ

Әззи ыдыраулар. Әззи реакциялар. Зарядланған тоқтың қосылыушылары. Айналық асимметрия. $V - A$ тоқ. C, P, T симметриялар. Нейтраль тоқтар. Нейтриноның массалары хәм осцилляциялары. Қос β -ыдырау. Эксперименттердің исенимлиги хақында.

Әззи ыдыраулар

1996-жылы Беккерелдің уранның дузларының затлар арқалы өтетұғын нурларды шығаратуғынлығын ашқанына жүз жыл толады. Сол ўақытлары Беккерель өзи бақлаған нурлардың β -нурлары, яғный радиоактивли ыдыраўда бөлинип шығатуғын электронлар екенлигин билген жоқ (Беккерелде торийдің β -ыдыраўы бақланды). Усындай жоллар менен β -ыдыраў ашылды, тап ұсылай әззи тәсирлесіўди изертлеўдің тарийхы басланды.

Буннан азмаз кейин ашылған нурлар болған α -нурлары аўыр радиоактивли нурлар тәрәпинен спонтан түрде шығарылатуғын гелий атомының ядролары болып табылады. α -бөлекшелери менен өткерилген тәжирийбелер ядро менен ядролық күшлердің ашылыўына алып келди. Солай етип, радиоактивликтің ашылыўы әззи тәсирлесіўдің де, күшли тәсирлесіўдің де изертлениўиниң басланыўы болып табылады. Әззи хәм күшли тәсирлесіўлер улыўмалық бир "туўылған күнге" ийе деп айтыўға болады.

β -ыдыраўды үйрениўдің биринши этапы 30-жыллардың басларында Паули эксперименталлық мағлыўматлардың тәсиринде β -ыдыраўда электронлар менен бирге жеңил нейтраль болған бөлекшелер - нейтринолар ушып шығады деген гипотезаны ұсыныўы менен жуўмақланды. Буннан кейин көп ұзамай Ферми β -ыдыраўдың квантлық-майданлық теориясын баспадан шығарды. Бул теорияға сәйкес, нейтронның ыдыраўы еки тоқтың салдарынан жүреди. Хәзирги ўақытлары биз биринши тоқ адронлық болып, ол нейтронды протонға айландырады деп айтқан болар едик. Екинши лептонлық тоқ электрон + антинейтрино жұбын пайда етеди. Бул тоқлардың өз-ара тәсирлесіўи төрт фермионлы өз-ара тәсирлесіў атамасына ийе болды (себеби бундай тәсирлесіўге 4 фермион қатнасады).

Төрт фермионлы тәсирлесіўдің константасы болған Ферми константасы өлшем бирликке ийе емес: $G_F = 1,436 \cdot 10^{-49}$ эрг·см³.

$\hbar, c = 1$ бирликлеринде: $G_F \approx 10^{-5} m_p^{-2}$, бул жерде m_p арқалы протонның массасы белгиленген. Ядролық масштабта Ферми константасы киши. Сонлықтан G_F^2 шамасына пропорционал болған β -ыдыраў процесслериниң итималлығы киши.

Мюонлар, π -мезонлар хәм, айрықша, оғаш адронлар ашылғаннан кейин ядролардың β -ыдыраўлары сыяқлы бул бөлекшелердің ыдыраўларының G_F константасына ийе болған әззи төрт фермионлы тәсирлесіўине байланыслы екенлиги анық болды. Бундай жағдайда жасаў ўақытларының хәр қыйлы болыўы (мысалы, мюон еки миллисекунд, ал нейтрон болса шама менен мың секунд жасайды) ыдыраўда бөлинип шығатуғын Δ энергиясының мәнислериниң хәр қыйлы болатуғынлығы менен түсиндириледі. Себеби ыдыраўдың итималлығы $G_F^2 \Delta^5$ шамасына пропорционал.

Солай етип әззи тәсирлесіўдің элементар бөлекшелердің әстелик пенен болатуғын барлық ыдыраўларына жуўапкер екенлиги табылды. Бөлекшелердің жаңа типлерин буннан кейинги изертлеўлер (сүйкимли бөлекшелерди, τ -лептонды, B -мезонларды) әззи тәсирлесіўдің универсаллық характерге ийе екенлигин тастыйықлады. Сондай жоллар менен ыдыраўлардың итималлығы үшін $G_F^2 \Delta^5$ нызамлығы толық тастыйықланады. Мысалы, τ -лептон менен сүйкимли мезонлар мюонға салыстырғанда

шама менен 20 есе салмақлырақ. Усыған сәйкес, олардың жасау ұақыты 7 тәртіпке кем хәм шама менен 10^{-13} секундты құрайды.

$\bar{\nu}$ хәм $\bar{n}p$ тоқлары зарядланған тоқлар деп аталатуғын классқа киреди. Бул термин физикалық әдебиятта үлкен, бирақ соның менен бирге түсиниклирек болған "қатнасуғын бөлекшелердің электр зарядын өзгертетуғын тоқлар" терминнің орнына пайдаланылады. Тоқлардың екеуінде де заряд бир бирлікке кемейеди: нейтраль болған нейтринодан терис зарядланған электрон, ал протоннан нейтрон алынады. Бундай интерпретацияда бизлер ν операторының нейтриноны жоқ ететуғынлығы, ал $\bar{\nu}$ операторының электронды түүдыратуғынлығын есапқа аламыз (хәм ұсаған ұқсас - нуклонлар үшін). Бирақ ν операторы тек нейтриноны жоқ етип қоймайды, ал антинейтриноны да түүдырады. Сонлықтан зарядланған $\bar{\nu}$ тоғы терис зарядланған жұпты түүдырады деп айтыуға болады: электрон + антинейтрино. Ол позитрон + нейтрино жұбын жоқ етеди.

$\bar{\nu}$ хәм $\bar{n}p$ тоқлары менен бир қатарда қатнасуғын бөлекшелердің электр зарядларын үлкейтетуғын түйинлес оң зарядланған $\bar{\nu}e$ хәм $\bar{p}n$ тоқлары да бар. Бул тоқлар оң зарядланған жұптарды түүдырады хәм фермионлардың терис зарядланған жұптарын жоқ етеди.

β -ыдыраулық өз-ара тәсирлесіу, әлбетте, электр зарядын сақлайды. Усыған сәйкес, оның лагранжианы оң зарядланған $\bar{p}n$ тоғы менен терис зарядланған $\bar{\nu}e$ тоғының көбеймесинен тұрады.

Әззи реакциялар

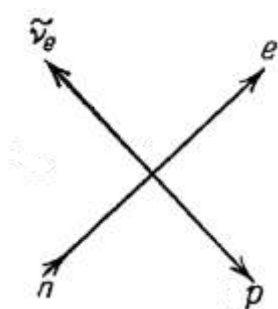
Ферми тәрәпинен нейтронның β -ыдырауының себеби сыпатында постулатланған $\bar{\nu}e$ хәм $\bar{p}n$ тоқларының өз-ара тәсирлесіуі (25-сүүрет)

$$n \rightarrow p \bar{\nu} e$$

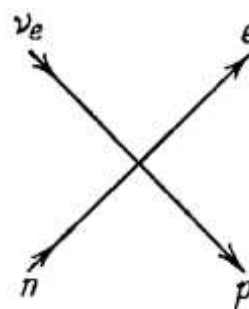
элементар бөлекшелердің төмендегидей бир бирине айланыу реакциясына алып келиуі керек (26-сүүрет):

$$\nu_e n \rightarrow p e^-.$$

Себеби бизлер антинейтриноның түүылыуы менен нейтриноның жоқ етилиуін бир оператордың әмелге асыратуғынлығын билемиз.



25-сүүрет.



26-сүүрет.

Тап усындай жоллар менен зарядланған $\bar{\nu}e$ хәм $\bar{n}p$ тоқларының көбеймеси протонның ыдырауы болған $p \rightarrow n e^+ \nu_e$ реакциясын (ол протонның байланыс энергиясы нейтронның байланыс энергиясынан киши болған ядроларда жүзеге келеди) хәм $\bar{\nu}e p \rightarrow n e^+$ реакциясын береді

$\bar{\nu}e p \rightarrow n e^+$ реакциясын биринши рет ядролық реактор тәрәпинен шығарылатуғын антинейтриноның ағысын пайдаланыу арқалы 1956-жылы бақлаудың сәти түсти. Райнестің группасы тәрәпинен орынланған бул эксперимент әззи реакцияларды үйрениудің басламасы болып табылады (оған шекем эксперименттерде тек әззи

ыдыраулар бақланған еді).

1962-жылы Брукхейвен лабораториясында (АҚШ) биринши тезлетилген нейтринолық эксперимент табыссыз түрде әмелге асырылды. Бұл экспериментте нейтриноның атом ядролары менен серпимли болмаған соқлығысыулары бақланды. Бұл жерде нейтринолар дәстеси тез қозғалатуғын π -мезонлардың ыдырауларында алынды:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \text{ хәм } \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu.$$

Бұл π -мезонлардың өзлери протонлар дәстесиниң ядроларға соқлығысыуының салдарынан алынды. Бұл тәжірийбеде мюонлық хәм электронлық нейтринолардың хәр қыйлы екенлиги анықланды.

1964-жылы Москвада Теориялық хәм эксперименталлық физика институтында ядролық реактордан шыққан нейтронлардың тәсиринде жүретуғын ядролық реакцияларда биринши рет әззи ядролық күшлер бақланды. Фермидиң тилинде бундай күшлер $\bar{p}n$ тоғы менен оған түйинлес болған $\bar{n}p$ тоғының өз-ара тәсирлесиуйиниң салдарынан пайда болады. Бұл илимий ашылыу оған шекем ұсынылған бирден-бир әззи зарядланған тоқтың өзиниң түйинлес болған тоқ пенен тәсирлесетуғынлығы хәкқындағы гипотезаны тастыйықлады.

Егер зарядланған тоқтың барлығы тек еки қосылыушыдан тұратуғын болса $(\bar{p}n + \bar{\nu}_e e)$, онда $(\bar{p}n + \bar{\nu}_e e)(\bar{n}p + \bar{e} \nu_e)$ көбеймесинде төрт қосылыушы болған болар еді. Электронлық β -ыдырауда $(\bar{p}n)(\bar{e} \nu_e)$ қосындысы пайда болады. Позитронлық β -ыдырауда түйинлес $(\bar{\nu}_e e)(\bar{e} \nu_e)$ қосылыушысы пайда болады. Әззи ядролық күшлерде болса диагоналық қосылыушы $(\bar{p}n)(\bar{n}p)$. Басқа диагоналық қосылыушы $(\bar{\nu}_e e)(\bar{e} \nu_e)$ электронлардағы электронлық нейтриноның шашырауын бериуи керек. Бұл процессти бақлаудың сәти биринши рет 1976-жылы ғана түсти. Бирақ сол ўақытқа шекем "тоқ x тоқ" схемасының дұрыс екенлигине гүман қалған жоқ еді. Тек тоқтағы нуклонлардың орнын кварклар ийеледи, ал лептонлардың саны көбейди.

Зарядланған тоқтың қосылыушылары

Бүгинги күни зарядланған тоқлар менен байланыссы болған әззи ыдыраулар хәм реакциялар хәкқындағы бизлер билетуғын нәрселердиң барлығын толық зарядланған тоқ j менен хәм оған түйинлес болған j^+ тоғының өз-ара тәсирлесиуйиниң нәтижеси түринде аңлатылады деп есаплауға болады. j тоғы 9 қосылыушының қосындысы екенлиги табылды. Олардың үшеуи лептонлық $(\bar{e} \nu_e, \bar{\mu} \nu_\mu, \bar{\tau} \nu_\tau)$ хәм алтауы кварклық $(\bar{d}u, \bar{s}u, \bar{b}u, \bar{d}c, \bar{s}c, \bar{b}c)$ болып табылады. Егер алтыншы t -кварк бар деп есапласақ, онда j тоғына және үш қосылыушыны қосыу керек $(\bar{d}t, \bar{s}t, \bar{b}t)$. Биз буннан былай t -кварк бар деп есаплап әззи тоқтың қәсийетин таллаймыз хәм j тоғын былайынша жазамыз

$$j = \bar{e} \nu_e + \bar{\mu} \nu_\mu + \bar{\tau} \nu_\tau + V_{\bar{d}u} \bar{d}u + V_{\bar{s}u} \bar{s}u + V_{\bar{b}u} \bar{b}u + V_{\bar{d}c} \bar{d}c + V_{\bar{s}c} \bar{s}c + V_{\bar{b}c} \bar{b}c + \\ + V_{\bar{d}t} \bar{d}t + V_{\bar{s}t} \bar{s}t + V_{\bar{b}t} \bar{b}t.$$

Бұл аңлатпада $V_{\bar{d}u}, V_{\bar{s}u}, V_{\bar{b}u}, \dots$ арқалы сан түриндеги коэффициентлер белгиленген.

j ушын жазылған формулаға хәтте биринши рет асығыссыз пенен қараған жағдайда да лептонлар менен кварклардың арасындағы айырма айқын түрде көзге түседі. Бириншиден, лептонлар тек өзлериниң нейтринолары менен тоқларды пайда етеді, ал "жоқарғы" кварктың қәлегени қайсы әўладқа тийисли екенлигине қарамастан "төменги" кварктың хәр бири менен тоқларды пайда етеді. Екиншиден, үш лептонлық жуплар бирлик коэффициентлери менен киреди. Бұл олардың өз-ара тәсирлесиуйлериниң пүткиллей бирдей екенлигин аңғартады. Ал кварклық тоқлардың алдындағы коэффициентлер бир бирине тең емес.

Әззи тәсирлесиудың хәзирги заман теориясының тийкарында мынадай идея жатыр: егер кварклық тоққа "дұрыс" қарайтуғын болсақ, онда оның лептонлық тоққа пүткиллей

уқсас болыуы керек. Усы "дурыс" қарауға әпиұайыластырылған мысалда айқынлық киргиземиз. Оның үшін қыялымызда тек "электронлық" (ν_e, e, u, d) хәм "мюонлық" (ν_μ, μ, c, s) әуладлар бар дүньяны келтиремиз.

Хақыйкатында да, 1975-жылдың басында көп физиклер дүньяны тап сондай деп қарады. Сол ўақытлары с-кварк ашылған, ал т-лептон менен b-кварк еле ашылмаған еди. Усындай дүньяда толық тоқ былайынша жазылады деген идея болды:

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{d}'u + \bar{s}'c.$$

Бул аңлатпадағы d' пенен s' лар

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c, s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c$$

өз-ара ортогоналлық комбинациядан тұратуғын "бұрылған кварклар" болып табылады. Бундай жағдайда төрт $a_{\bar{d}u}, a_{\bar{s}u}, a_{\bar{d}s}, a_{\bar{s}c}$ коэффициентлери Кабиббо мүйеши деп аталатуғын бир параметр - θ_c арқалы аңлатылады.

Эксперименталлық мағлыұматлардың әззи тоқтың ұсындай структурасының дурыс екенлигин тастыйықлауы жүдә зор болып табылады (үшинши әуладтың бар болыуына байланыслы дүзетиұлердің дәллігине шекемги). Олардан алынған θ_c мүйешиниң мәниси 13° қа жақын ($|\sin \theta_c| \approx 0,22$). θ_c мүйешиниң киши екенлиги (әлбетте, $G_F^2 \Delta^5$ нызамы бойынша бирдей энергия шығарылады деп есаплағанда) ерси бөлекшелердің ыдырауларының нейтронның β -ыдырауында басылып қалғанлығы ($\bar{u}s$ тоғының тәсиринде жүретуғын), ал сүйкимли (charm) бөлекшелердің ерси (strange) бөлекшелерге ыдырауды ($\bar{s}c$ тоғының тәсиринде) артықмаш көретуғынлығы менен байланыслы.

Егер θ_c мүйешиниң шамасы нолге тең болғанда, онда ерси бөлекшелердің барлығы стабилли болатуғынлығын аңсат көриўге болады. Себеби s-кварк принципінде тек оған салыстырғанда аўыр болған с-кваркқа айланған болар еди. Бул айланыў энергияның сақланыў нызамына сәйкес қадаған етилген.

Әззи тоқлар көз-қарасы бойынша белгили массаларға ийе болмайтуғын бұрылған d' хәм s' халлар "хақыйқый" бөлекшелер болған болар еди. Массалар көз-қарасы бойынша белгили хәм хәр қыйлы массаларға ийе болған d менен s лер "хақыйқый бөлекшелер" болып табылады. Егер d' пенен s' лер белгили болған массаларға ийе болғанда, онда бизлер барлық ўақытта d' хәм s' лер менен ис алып барған болар едик. Ситуация нейтрино менен байланыслы болған ситуацияны еске түсирген болар еди (төменде келтирилген).

Егер үш әулад бар хақыйқый дүньяға өтетуғын болсақ, онда

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau + \bar{d}'u + \bar{s}'c + \bar{b}'t$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпада үш кварк бұрылған: d, s, b $\rightarrow d', s', b'$ хәм әпиұайы 2×2 бұрыў матрицасының орнына ұлыўма түри әдеўир үлкен болған 3×3 матрицасы менен ис алып барамыз.

Улыўма жағдайда бул матрицаның матрицалық элементлери төрт ғәрезсиз параметрлер, үш θ_1, θ_2 хәм θ_3 мүйешлери хәм фазалық көбетиўши $e^{i\delta}$ арқалы аңлатылады (сөзликтеги зарядланған тоқ темасына қараңыз).

θ_1 мүйешиниң мәниси Кабиббо мүйешиниң шамасына жақын (тәжирийбелерде ($|\sin \theta_1| = 0,231 \pm 0,003$)). Басқа еки мүйештиң эксперименталлық мәнислери хәзирше жуўық түрде белгили:

$$0,05 \lesssim |\sin \theta_1| \lesssim 0,1 \text{ хәм } 0,02 \lesssim |\sin \theta_2| \lesssim 0,6; |\delta| \lesssim 0,3.$$

Бул параметрлерди анықлау хәм бұрылған кварклардың барлық схемасын тексеріў - жүдә қызықлы хәм әхмийетли мәселе болып табылады. Биз буннан кейин электромагнитлик хәм әззи тәсирлесиўлердің бирден-бир калибровкалық теориясында бұрылған кварклар идеясының әхмийетли орынды ийелейтуғынлығын көремиз.

Айналық асимметрия

Жоқарыдағы үш параграфларда биз әззи тәсирлесіудің ароматлық структурасы деп нени атайтуғынлығымызды талладық хәм зарядланған тоқлардың кеңисликлик-спинлик қәсийетлери менен ис алып бармадық. Енди биз ұсы қәсийетлерди көріуге өтеміз.

Әззи тәсирлесіудің фундаменталлық қәсийети әззи процесслердің айналық-асимметрияға ийе болыуында.

1956-жылы сол ўақытлары парадокслық болып көрінген К-мезонлардың еки ямаса үш пионға ыдырауы мүмкин болған түсиндириулерди таллаудың барысында Ли менен Янг әззи тәсирлесіу кеңисликлик жұплықты сақламайды деген гипотезаны ұсынды. Буннан кейин бир неше ай даўамында өткерилген экспериментлер бул гипотезаның дұрыс екенлигин тастыйықлады. Ядролардың β -ыдырауларында, мюонлар менен пионлардың, Λ -мезонлардың хәм гиперонлардың ыдырауларында айналық асимметрия анықланды. Бул жағдайда гәп киши эффект ҳаққында жүрип атырған жоқ, ал онлаған хәр қыйлы ыдыраулардағы жүз процентли асимметрия ҳаққында жүрип атыр.

Өткен ўақытқа нәзер салғанда ұсындай жүдә әҳмийетли қубылыстың ұзақ ўақытлардың ишинде бақланбағанлығын түсиниу қыйын. Бирақ, бул ашылыудың қандай соққыны бергенлигин көз-алдыға келтириу аңсат. Себеби, жұплықтың сақланыу нызамы импульс пенен мүйешлик моменттиң сақланыу нызамлары сыяқлы геометриялық сақланыу нызамларының бири түринде қаралды. Импульстиң сақланыуы кеңисликтің бир теклигинен, ал мүйешлик моменттиң сақланыуы оның изотропиясынан келип шығады. Тап сол сыяқлы жұплықтың сақланыуын бос кеңисликтің көринип туратуғын айналық симметриясынан, вакуумның винтлик қәсийетлериниң жоқ екенлигин келип шығады деп есаплау керек.

Бослық әпиўайы емес хәм оның қәсийетлери биз көрип тұрғандай емес екенлиги айқын болды. Биз жоқарыда квантлық хромодинамикадағы вакуумның әдеттегидей емес екенлигин талладық. Буннан былай биз басқа мысаллар менен де ушырасамыз.

Жұплықтың сақланбайтуғынлығына байланысly жүзеге келген соққы тийкарынан философиялық характерге ийе болды. Ал мәселениң теориялық хәм техникалық тәрепинен келетуғын болсақ, онда майданның квантлық теориясы бул қубылысты ҳеш қандай қыйыншылықсыз түсиндире алды.

Базы бир физикалық шаманың кеңисликлик жұплығы P координаталық көшерлердің айналық шағылысыўындағы, P -шағылысыўы деп аталатуғын шағылысыўдағы ($x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$). Бундай түрлендириулерде импульс \mathbf{p} , вектор-потенциал \mathbf{A} хәм электр майданының кернеўлиги \mathbf{E} сыяқлы векторлық шамалар (полярь векторлар деп аталатуғын векторлар) белгисин өзгертеди. Олар P -тақ шамалар болып табылады. Псевдовекторлық ямаса басқа атамасы аксиаллық-векторлық болған шамалар (еки вектордың векторлық көбеймеси, орбиталық мүйешлик момент \mathbf{L} , спин \mathbf{S} хәм магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H} белгисин өзгертпейди. Олар P -жуп шамалар болып табылады.

Еки вектордың ямаса еки аксиаллық вектордың скаляр көбеймеси скаляр болып табылады. Скаляр P -жуп шама. Поляр вектор менен аксиаллық вектордың скаляр көбеймеси псевдоскаляр болып табылады. Псевдоскаляр P -тақ.

1956-жылға шекем лагранжианның скаляр болыуы шәрт деп есаплады. 1956-жылдан кейин әззи тәсирлесіудің еки қосылыўшылардан - скалярлық хәм псевдоскалярлық қосылыўшылардан туратуғынлығы белгили болды.

Скаляр қосылыўшының есабынан K^+ -мезон жұплығын сақлау менен үш пионға ыдырайды. Псевдоскалярлық қосылыўшының есабынан ұсы K^+ -мезон еки пионға ыдырайды.

Бирақ басқа ыдыраулардың көпилигинде қосылыўшылардың екеуи де бирдей

болған, бірақ хәр қыйлы болған орбиталық-спинлик халлардағы ақырғы бөлекшелерди береді. Бұл халлардың интерференциясы жоқарыда еслетилип өтилген айналық-асимметриялық эффектлерди, мысалы, β -электронның спининің оның импульсына қарама-қарсы бағыттағы бойлық поляризациясын, β -электронның импульсинің ыдыраушы нейтронның спини менен корреляциясын хәм т.б. береді.

P-шағылысыўды бундай корреляциялар өзлеринің белгисин өзгертеди хәм айнада биз тәбиятта жоқ болған процесслерди (мысалы, ыдыраўдағы оң поляризацияға ийе β -электронларды) көремиз.

$V - A$ -тоқ

Өзинин ең басланғыш теориясында Ферми әззи тоқларды векторлық тоқлар, яғный олар электромагнит тоқлар сыяқлы төрт өлшемли вектор болып табылады деп есаплады. Буннан кейин қәтеликлер менен өткерилген экспериментлердің тийкарында әззи тоқларды скаляр хәм тензорлық деп дурыс емес жўмақ исленди. Тек 1957-жылы ғана жўплықтың сақланбайтуғынлығы ашылғаннан кейин Фейнман менен Гелл-Манн хәм олардан ғәрезсиз Маршак пенен Сударшан, солар менен бир қатарда Сакураи сол ўақытларға шекем топланған эксперименталлық мағлыўматларды таллаўдың нәтийжесинде әззи тоқлар вектор менен аксиаллық вектордың айырмасынан турады деген жўмаққа келди. Бундай тоқты $V - A$ -тоғы деп атады ("вэ-минус-а" деп оқылады).

Еки $V - A$ -тоғының көбеймеси әззи тәсирлесийўдың лагранжианында тәбийий түрде скаляр менен псевдоскалярдың суммасын береді хәм, ұсыған сәйкес жўплықтың сақланбайтуғынлығын түсіндиреди.

Мысал сыпатында электронлық-нейтринолық тоқты қараймыз. Оның векторлық V бөлими $\bar{e}\gamma_\alpha v_e$ түрине ийе болады. Оның аксиаллық-векторлық бөлими A : $\bar{e}\gamma_\alpha\gamma_5 v_e$ (минус белгисин традиция бойынша жазады). Сонлықтан $V - A$ -тоғы

$$\bar{e}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)v_e$$

түрине ийе болады.

Бұл жерде әззи тәсирлесийўлер теориясында әҳмийетли орынды ийелейтуғын γ_5 матрицасы ҳаққында бир неше сөз айтыў орынлы. Анықламасы бойынша $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. Бұл теңдикте $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ шамалары Дирактың төрт матрицасы болып табылады. $1/2 (1 + \gamma_5)$ шамасы төрт өлшемли массаға ийе болмаған бөлекшени тәрийиплейтуғын ψ спинорына тәсир етип, оннан шеп спираллыққа ийе болған ψ_L құраўшысын айырады. $1/2 (1 + \gamma_5)$ шамасы оң спираллық ψ_R құраўшысын айырады.

$$\bar{e}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)v_e = 2\bar{e}_L\gamma_\alpha v_L$$

теңлигинің орынланатуғынлығын аңсат көрсетийўге болады. Бұл барлық $e, v_e, \mu, \nu_\mu, \dots, u, d, \dots, t$ бөлекшелеринің $V - A$ -тоғына өзлеринің шеп халлары $e_L, \nu_{eL}, \dots, u_L, d_L, \dots, t_L$ менен киретуғынлығын, ал барлық антибөлекшелердің оң $\bar{e}_R, \bar{\nu}_{eR}, \dots, \bar{t}_R$ халлары менен киреди. Әдетте $V - A$ -тоғы ҳаққында гәп еткенде шеп тоқ ҳаққында айтады. Бундай жағдайда оған бөлекшелердің (антибөлекшелердің емес) киретуғынлығы нәзерде тутылады.

Барлық зарядланған тоқлар $V - A$ -структураға ийе болады деп тастыйықлаў жүдә батыл тастыйықлаў болды. Себеби 1957-жылы бундай тастыйықлаў дурыслығына физиклердің көпшилиги гүманға ийе болмаған бир қатар экспериментлердің нәтийжелерине қайшы келди (кейинирек гүманланыўдың керек емес екенлиги анықланған болса да). Хәзирги ўақытлары барлық зарядланған тоқлардың универсаллық $V - A$ -структураға ийе болатуғынлығына қайшы келетуғын бир де факт жоқ.

Бұл параграфты зарядланған тоқлардың лагранжианы ушын аңлатпаны жазыў менен жўмақлаймыз:

$$\mathcal{L}^{ch} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\alpha j_\alpha^+.$$

Бұл аңдатпада

$$j_\alpha = 2(\bar{e}_L \gamma_\alpha \nu_{eL} + \bar{\mu}_L \gamma_\alpha \nu_{\mu L} + \bar{\tau}_L \gamma_\alpha \nu_{\tau L} + \bar{d}'_L \gamma_\alpha u_L + \bar{s}'_L \gamma_\alpha c_L + \bar{b}'_L \gamma_\alpha t_L),$$

ал j_α^+ болса түйінлес тоқ болып табылады.

С-, Р-, Т-симметриялар

Р-шағылысы бір бири менен тығыз байланысқан дискрет түрлендіріулердің бири, ал қалған еки түрлендіріу - ўақыттың өтиўиниң бағытының өзгериўи Т менен зарядлық түйінлеслик С болып табылады. Ўақыттың өтиўиниң бағытының өзгериўи $t \rightarrow -t$ туўры хәм кери процесслердің итималлықларының амплитудаларының бирдей болыўын талап етеди. Зарядлық түйінлесликке салыстырғандағы инвариантлық бир биринен барлық бөлекшелерди өзлериниң антбөлекшелери менен алмастырылғанлығы менен айрылатуғын еки процесстиң амплитудаларының тең болыўын талап етеди.

Майданның квантлық теориясында фундаменталлық Людерс-Паули теоремасы ямаса СРТ- теоремасы бар болып, бұл теорема бойынша СРТ-инвариант болмаған ақылға муўапық келетуғын лагранжианды дүзиў мүмкин емес. Солай етип, Р-симметрияның бузылыўы С-симметрияның ямаса усы симметрияның екеўиниң де бузылыўына алып келиўи керек.

Ҳақыйқатында да, айналық симметрияның бузылатуғынлығы табылған биринши экспериментлер әззи ыдыраўларда зарядлық симметрияның 100 процентке бузылатуғынлығын көрсетти. Сонлықтан, мысалы, егер ыдыраўдан пайда болған электронлар көбирек шеп поляризацияға ийе болатуғын болса, онда зарядлық-түйінлес ыдыраўларда пайда болатуғын позитронлар көбирек оң поляризацияға ийе болады.

Р-симметрияның да, С-симметрияның бузылыўы массаға ийе болмаған нейтринолардың қасийетлеринде айрықша көринеди. Олар идеал түрдеги винтлер болып табылады: барлық нейтринолар шеп спираллыққа, ал барлық антинейтринолар оң спираллыққа ийе.

Еки құраўшыға ийе болған бойлық поляризацияға ийе фермионлардың теориясы биринши рет Вейль тәрәпинен 1929-жылы дөретилди. Сол ўақытлары айналық асимметрияның болыўына байланыслы теория итибарға алынбады. Теория Ландау, Салам, Ли хәм Янг тәрәпинен олардың 1957-жылдың басында жарық көрген жұмысларында еки құраўшыға ийе нейтрино теориясы түринде қайтадан туўылды хәм олардың жұмыслары $V - A$ -теорияны дөретиў жолындағы әхмийетли этап болды. Вейллик нейтриноны басқа фундаменталлық фермионларға улыўмаластырып, буннан алдыңғы параграфта тәрийипленген $V - A$ -теория Р-симметрияның да, С-симметрияның да максималлық бузылыўын өзиниң ишине алды.

Тәбияттың айналық хәм зарядлық асимметриясы ашылғаннан кейин бир неше жыл даўамында СР-симметрия, ал СРТ-теореманың талапларына сәйкес Т-қайтымлылық әззи тәсирлесіулер тәрәпинен сақланады деген үмит орын алып келди. Бундай үмиттиң бар болыўына эксперименталлық дәлликтің шеклеринде (ең жақсы жағдайларда дәллик бир неше процентти құрады) барлық изертленген ыдыраўлардың СР-инварианттың бар болыўы тийкар болды. Бирақ, 1964-жылы Кронин, Кристенсон, Фитч хәм Терли узақ жасайтуғын нейтраллық К-мезонның $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ схемасы бойынша еки π -мезонға ыдырайтуғын тапты. K_L^0 -мезонлар тийкарынан үш пионның СР-тақ халларына ыдырайтуғын, ал $\pi^+ \pi^-$ халы болса СР-жуп болғанлықтан, $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ыдыраўының ашылыўы СР-симметриясының да бузылғанлығын аңғартты.

K_L^0 -мезонның бұл хәм басқа да ($\pi^0\pi^0$ ге, $e^\pm\nu\mu^\mp$ ке ямаса $\mu^\pm\nu\pi^\mp$ ке) ыдырауларын мұқиятлы түрде эксперименталлық хәм теориялық изертлеулер CP-инвариантлықтың бузылатуғынлығын тастыйықлады хәм CPT-инвариантлықтың бузылатуғынлығы жөнінде исенимли болған излерди таппады.

P- хәм C-асимметрияға салыстырғанда барлық белгили болған CP-асимметриялық эффектлер жүдә киши (амплитудада 10^{-3} шамасында) хәм тек K_L^0 -мезонлардың ыдырауы менен шекленген. Усының нәтижесінде CP-инвариантлықтың бузылыуының тәбияты усы ўақытқа шекем анықланған жоқ¹⁴.

CP-бузылыудың механизмин табыу үшін нейтронның диполлик моменти d_n ди табыу үлкен әхмийетке ийе болды. Егер T-инвариантлық орын алған болса нейтронның диполлик моментке ийе болыуы қадаған етилген (T ның бағытын өзгерткенде бөлекшелердің электрлик моменти өзиниң белгисин өзгертпеуи керек, ал усы момент пропорционал болған оның спини белгисин өзгертеди). Хәзирги ўақытлары бар болған жоқарғы эксперименталлық шегара мынадай:

$$d_n \lesssim e \cdot 4 \cdot 10^{-25} \text{ sm}.$$

Бул аңлатпада e арқалы электронның заряды белгиленген. Физик-теоретиклер тәрепинен талланып киятырған CP ның хәр қыйлы механизмлери d_n ның

$$e \cdot 4 \cdot 10^{-38} \text{ sm} \lesssim d_n \lesssim e \cdot 4 \cdot 10^{-24} \text{ sm}$$

интервалындағы мәнислерин береди.

Теоретиклердің арасында кеңнен тарқалған CP ның мүмкин болған бузылыу механизминиң биреуине иркилемиз. "Бурылған кварклар" ҳаққында айта келип, биз кварклық тоқтың коэффициентлериниң үш Эйлер мүйешинен хәм $e^{i\delta}$ фазалық көбейтиушисинен ғәрезли екенлигин атап өттик. δ фазасының 0 ден (ямаса π ден) айырмаға ийе болыуы CP-инвариантлықтың бузылыуын аңғартатуғынлығын көрсетиуе болады. Есаплаулар CP-инвариантлықтың бузылыуының усындай механизміндеги нейтронның күтилген диполлик моментиниң жүдә киши болатуғынлығын көрсетеди ($d_n \lesssim e \cdot 4 \cdot 10^{-32} \text{ см}$) хәм оны экспериментлерде табыудың әмелий жақтан мүмкиншилиги жоқ.

Егер $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ хәм $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ыдырауларының амплитудаларын бир проценттиң оннан бир үлеси дәллигинде өлшеудің сәти түссе, онда CP ның бузылыуының бул моделиниң дурыс екенлигин тексерип көриуе болады. Хәзирги ўақытлары усындай қыйын

¹⁴ Элементар бөлекшелер физикасында CP-инвариантлықтың бузылыуы комбинацияланған жұплықтың (CP-симметрияның) бузылыуы, яғнай физиканың нызамларының айналық шағылыстыру операциясы менен усы операция менен бир ўақытта бөлекшелерди антибөлекшелер менен алмастыруға қарата инвариант емес екенлиги болып табылады. Бул бузылыу бизиң Әлемимиздеги материяның антиматерияға салыстырғанда көп екенлигин түсиндириуе хәрекет ететуғын космологияның теорияларында әхмийетли орынды ийелейди. 1964-жылы нейтраль каонлардың ыдырауындағы CP-симметрияның бузылыуының ашылыуы 1980-жылы физика бойынша Нобель сыйлығының берилиуи менен белгиленди (Джеймс Кронин хәм Вэл Фитч). 1967-жылы А.Д.Сахаров CP-бузылыудың Әлемниң раўажланыуының ең дәслепки этапындағы антизаттың дерлик әмелий жақтан толық жоқ болыуының зәрүрли болған шәртлериниң бири екенлигин көрсетти. 1973-жылы нейтраль каонлардың ыдырауларындағы CP-бузылыуды түсиндириуе тырысулардың барысында хәм Никола Кабиббоның кварклардың еки әўладының араласыуы идеясынан бас тартып, Макото Кобаяси менен Тосихидж Маскава үшінши әўладтың бар екенлигин болжады. Хәқыйқатында да, b-кварк 1977-жылы, ал t-кварк 1995-жылы ашылды. Кобаяси менен Москаваның теориясы болжаған B хәм B-антимезонлардың қәсийетлериниң хәр қыйлы екенлиги хәм усыған қосымша CP-бузылыу BaBar менен Belle лердің өткерген экспериментлерінде 2002-2007 жыллары ашылды хәм оларға 2008-жылы Нобель сыйлығының берилиуине жол ашылды (Аўдарыушы).

экспериментти өткеріуіге таярлық көрилип атыр¹⁵.

CP-симметрияны қарауды жуўмақлай келе квантлық хромодинамикада сол CP-симметрия бузылатуғынлығы ямаса бузылмайтуғынлығы хаққындағы мәселениң жүдә үлкен қызығыушылық оятатуғынлығын атап өтеміз. Мәселе соннан ибарат, белгили болған улыўмалық принциплердің ҳеш қайсысы квантлық хромодинмиканың лагранжианына

$$\frac{\theta\alpha_s}{16\pi} F_{\alpha\beta}^a F_{\delta\gamma}^a \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$$

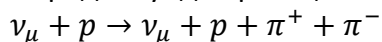
түринде жазылатуғын хәм ол CP-тақ болған және бир қосылыўшыны қосыўға қадаған етпейди. Бул қосылыўшыда $F_{\alpha\beta}^a$ арқалы глюонлық майданның кернеўлиги тензоры ($a = 1, 2, 3, \dots, 8$), $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$ арқалы антисимметриялы тензор, θ арқалы өлшем бирлигине ийе болмаған коэффициент (гейпара жағдайларда оны вакуумлық мүйеш деп те атайды), ал α_s арқалы күшли тәсирлесіўдің белгили константасы белгиленген.

Әдетте θ -ағза деп аталатуғын бул қосылыўшы C-жүп, P-тақ хәм, соған сәйкес, CP-тақ (ол электр хәм магнит майданларының скаляр көбеймеси ЕН қа ұсайды). Нейтронның диполлик моментиниң шамасына экспериментлердің нәтийжелери бойынша қойылған шеклеўден $\theta < 10^{-8}$ екенлиги келип шығады. θ -ағзасының неликтен киши екенлиги үлкен қызығыушылықты пайда етеди. θ шамасының киши екенлигин түсиндириў ушын аксион деп аталатуғын жүдә жеңил нейтраль псевдоскаляр бөлекшени де ойлап тапты. Аксионды эксперименталлық излеўлер бундай бөлекшелердің бар екенлигин тастыйықламады.

Нейтраль тоқлар

Әззи тәсирлесіў ушын жоқарыда өткерилген барлық таллаўлар зарядланған тоқлар келтирип шығарған процесслерге тийисли.

1973-жылы нейтраль тоқлар деп аталатуғын тоқлардың өз-ара тәсирлесіўиниң салдарынан жүзеге келетуғын мюонсыз өтетуғын нейтринолық реакциялар табылды. Бундай реакцияларда мюонлық нейтрино нуклонлар менен соқлығысып хәм оларға өзиниң энергиясының бир бөлегин берип мюонға айланбай, көринип тұрғанындай, мюонлық нейтрино болып қала береді. Бундай реакцияға мысал ретинде



реакциясын көрсетиўге болады. Бул реакцияларды бақлаўлардан нейтраль нейтринолық $\bar{\nu}_\mu \nu_\mu$ тоғы менен $\bar{u}u$ хәм $\bar{d}d$ типиндеги нейтраль кварклық тоқлардың арасында өз-ара тәсирлесіў орын алады деп жуўмақ шығарылды. Бул өз-ара тәсирлесіўдің константасының зарядланған тоқлардың константасындай екенлиги, яғный G_F шамасындай екенлиги белгили болды.

Басқа нейтраль тоқларды излеў 1978-жылы электронлық $\bar{e}e$ тоғының бар екенлигин көрсетти. Бул әззи P-тақ тоқ атом түриндеги висмуттың жұбы арқалы өтетуғын лазер нурының поляризация тегислигиниң бурылыўында биринши рет көринди. Бул эффектти Барков пенен Золотарев Новосибирск қаласындағы академқалада өткерилген экспериментте тапты. Висмуттың пуўларының оптикалық активлиги атомдағы электронлардың ядролар, яғный u және d кварклар менен өз-ара тәсирлесіўинде әззи сақланбайтуғын жұптың бар екенлигин аңғартады. Азмаз ўақыттан кейин $\bar{e}e$ тоғының $\bar{u}u$ хәм $\bar{d}d$ тоқлары менен тәсирлесіўи Станфорд сызықлы тезлеткишинде бойлық поляризацияланған электронлардың дейтронлардағы шашыраўында бақланды.

Ең ақырында, 1982-жылы $\bar{e}e$ тоғының $\bar{\mu}\mu$ хәм $\bar{\tau}\tau$ тоқлары менен тәсирлесіўи табылды.

¹⁵ 1986-жылғы ескертиў: 1985-жылы еки эксперименттиң дәллиги (бириншиси ЦЕРН, екіншиси ФНАЛ) шама менен еки процент дәлликке жетти ("Моделлер... Моделлер..." деп аталатуғын параграфтағы таллаўларға қараңыз).

Гәп ПЕТРА коллайдериндеги

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- \text{ һәм } e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$$

реакцияларындағы әззи зарядлық асимметрияның бақланғанлығы хаққында жүрип атыр. Усы ўақытқа шекем анықланған нейтраль тоқлар оларға қатнасуатын бөлекшелердің ароматларын өзгертпейди, олар диагоналлық, яғный бөлекшени өзіне өткереди: электронды электронға, мюонды мюонға хәм т. б. $\bar{e}\mu$ ямаса $\bar{d}s$ типіндеги тоқлар табылмады. Бизлер кейинирек бул жағдайдың 12 диагоналлық тоқлардың бар екенлигин болжайтуғын теорияға сәйкес келетуғынлығын көремиз. Бул тоқлар былайынша жазылады:

$$\bar{e}e, \bar{\mu}\mu, \bar{\tau}\tau, \bar{\nu}_e\nu_e, \bar{\nu}_\mu\nu_\mu, \bar{\nu}_\tau\nu_\tau, \\ \bar{u}u, \bar{d}d, \bar{s}s, \bar{c}c, \bar{b}b, \bar{t}t.$$

Нейтраль тоқлардың спираллық структурасы зарядланған тоқлардың структурасына салыстырғанда әдеўир қурамалы. Тәжирийбелер қосынды нейтраль тоқтың (j_α^n) еки типтеги қосылыўшылардан туратуғынлығын көрсетеди: шеп $\bar{\psi}_L\gamma_\alpha\psi_L$ хәм оң $\bar{\psi}_R\gamma_\alpha\psi_R$. "Жоқарғы" $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, u, c, t$ бөлекшелердің шеп тоқлары $\left(+\frac{1}{2} - Q \sin^2 \theta_W\right)$ коэффиценти менен киреди (Q - бөлекшелердің заряды, θ_W - Вайнберг мүйеши деп аталатуғын мүйеш, бул хаққында төменде айтылады). "Төменги" e, μ, τ, d, s, b бөлекшелериниң шеп тоқлары $\left(-\frac{x}{2} - Q \sin^2 \theta_W\right)$ коэффиценти менен киреди. Оң тоқлардың алдындағы коэффицентлер жоқарғы хәм төменги бөлекшелер ушын бирдей хәм $-Q \sin^2 \theta_W$ шамасына тең.

Келеси бапта бизлер тоқтың усындай структурасының шеп бөлекшелердің әззи спин группасына қарата $(\nu_{eL}, e_L), (u_L, d_L)$ х.т.б. дублетлерди пайда ететуғынлығын, ал соның менен бир ўақытта ν_{eR}, e_R, u_R, d_R х.т.б. оң бөлекшелердің изотоплық синглетлер болыўына жуўап берететуғынлығын көремиз (пайда болыўы мүмкин гүманнан қутылыў ушын усы жерде гәп етилип атырған әззи изоспинниң биз III бапта қарап өткен адронлардың әдеттеги изоспинине ҳеш қандай қатнасының жоқ екенлигин атап өтиў керек).

θ_W мүйеши бойынша биз оның эксперименталлық мәнисиниң

$$\sin^2 \theta_W \approx 0,22$$

екенлигин атап өтемиз (есте сақлаў ушын $\sin^2 \theta_W \approx \sin \theta_c \approx 0,22$ "мнемонлық қатнас" қолайлы. $\theta_W \neq \theta_c$ теңсизлигиниң орынланатуғынлығына итибар бериң).

Нейтраль тоқлардың өз-ара тәсирлесиўиниң Лагранжианы

$$\mathcal{L}^n = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j^n j^n$$

түрине ийе болады.

Нейтраль тоқлардың бар екенлиги электромагнитлик хәм әззи тәсирлесиўлердің бирден-бир теориясы тәрeпинен болжанды. Гейпара ўақытлары қысқалық ушын бул теорияны электр-әззи теория деп те атайды. Нейтраль тоқлардың ашылыўы бул теорияның жеңиси болып табылады. Келеси бапта биз структурасы менен танысатуғын жоқарыда тәрийипленген структура түсиниклирек болады. Бирақ, оннан бұрын биз нейтринолық массалар мәселесине тоқтаймыз.

Соңғы жыллары бул мәселе үлкен қызығыўшылықты пайда ете баслады. Өзиниң мазмұны бойынша ол "бұрылған кварклар" мәселесине усайды хәм сонлықтан оны "Зарядланған тоқтың қосылыўшылары" параграфынан кейин дәрхәл таллаған ақылға мұўапық келген болар еди. Биз оны усы баптың ақырына жайластырдық. Себеби алдыңғы параграфларда гәп етилген жағдайларға салыстырғанда эксперименталлық ситуация ҳәзиринше анық емес болып қалмақта.

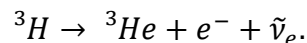
Нейтринолық массалар хәм осцилляциялар. Қос β -ыдырау

Лептонлық хәм кварклық тоқларды бир бири менен салыстырғанда, биз кварклық тоқлардың әдеуір әпиұайы екенлигин хәм ұсы әпиұайылықтың нейтринолардың массаларының нолге тең екенлиги менен байланысly екенлигин атап айттық. Бирақ, бул әпиұайылық иллюзиялық деген гүман бар: хақықатында, нейтринолардың массалары нолге тең емес хәм нейтронлардың хәр қыйлы типлериниң арасында нейтринолық осцилляциялар деп аталатуғын өтиўлер орын алады. Усының менен бир қатарда нейтрино менен антинейтриноның арасында кескин айырма жоқ.

Соңғы ўақытларға шекем өткерилген лабораториялық экспериментлер нейтринолардың массалары нолге тең емес деген тўўрыдан-тўўры мағлыўматларды бермеди. Бирақ, бундай жағдайларда жоқары дәллик электронлық нейтриноларды изертлеўлердиң барысында алынды: $m_{\nu_e} < 35$ эВ. Мюонлық хәм, айрықша, τ -нейтрино ушын жоқарғы шек әдеуір пәс: $m_{\nu_\mu} \lesssim 0,6$ МэВ, $m_{\nu_\tau} \lesssim 250$ МэВ¹⁶.

Нейтринолардың барлық сортларының массалары ушын космологиялық шеклеў де бар. Оған байланысly $m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau}$ суммасының мәниси 100 эВ шамасынан үлкен емес екенлиги анық. Герштейн менен Зельдовичлер бул шектиң үлкен партланыў теориясы бойынша реликтлик нейтринолардың санының реликтлик фотонлардың санына тең болыўына керек екенлиги менен байланысly болатуғынлығын аңғарды (реликтлик фотонлардың бар екенлиги 1965-жылы Пензиас пенен Вильсон тәрәпинен ашылды). Әлемдеги хәр бир протонға шама менен 10^9 - 10^{10} фотон сәйкес келеди¹⁷. Егер нейтринолардың да муғдары сондай болса хәм хәр бир нейтриноның массасы, айтайық, 100 эВ болса, онда Әлемдеги нейтрино газының массасы әдеттеги заттың массасынан еки-үш тәртипке жоқары болған болар еди. Есаплаўлар ұсындай жоқары тығызлықтың Әлемниң тезирек эволюциясына алып келетуғынлығын хәм сонлықтан Әлемниң жасы ушын алынған мағлыўматлар Жердеги базы бир таў жынысларының жасынан да киши болатуғынлығын көрсетеди. Бирақ, егер ν_μ менен ν_τ нейтринолары $\nu_e + \gamma$ бөлекшелерине ыдырайтуғын болса, онда олардың массаларына қойылатуғын космологиялық шек өзиниң хәрекетин тоқтатады.

1980-жылы Москвадағы Теориялық хәм эксперименталлық физика институтында өткерилген экспериментлердиң нәтийжелери баспадан шықты. Бул экспериментлер бойынша электронлық нейтриноның массасы нолге тең емес: $14 \text{ эВ} \leq \nu_e \leq 46 \text{ эВ}$. Бул жуўмақ тритийдиң β -ыдыраўындағы электронлардың спектрин изертлеўдиң нәтийжелери бойынша исленди:



Электрон максималлық энергияға жақын энергия менен ушып шықса, онда нейтриноның кинетикалық энергиясын нолге жақын. Бул жағдай нейтриноның мүмкин

¹⁶ Ескертиў (1987-жыл, гүз): Хәзирги күнлердеги шеклер $m_{\nu_\mu} \lesssim 0,25$ МэВ, $m_{\nu_\tau} \lesssim 35$ МэВ.

Аўдарыўшыдан: Нейтринода массаның бар болыў факты Стандарт модель қарайтуғын мәселелерге кирмейди хәм сонлықтан бул мәселе оны кеңейтиўдиң зәрүрли екенлигине алып келеди. Нейтринолардың барлық типлериниң массаларының қосындысының жоқарғы эксперименталлық баҳасы барлығы болып 0,28 эВ. Хәр қыйлы әўладларға киретуғын нейтринолардың массаларының квадратларының айырмасы $2,7 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ шамасынан үлкен емес.

¹⁷ Әлемди толтырып тұрған реликтлик нурланыўдың (реликтлик фотонлардың) спектри температурасы 2,725 К болған абсолют қара денениң спектрине сәйкес келеди. Оның максимумы 160,4 ГГц жийилигине (микротолқынлық нурланыў) ямаса 1,9 мм болған толқын ұзынлығына ийе. Реликтлик нурланыў ушын қызылға ауысыўдың шамасы ~ 1100 . Оның энергиясының тығызлығы 0,25 эВ/см ($4 \cdot 10^{-14}$ Дж/м³) ямаса 400—500 фотон/см³ шамасын қурайды (Аўдарыўшы).

болған массасын анықлау үшін оптималлық шараятты дәретеди. Электронлардың спектринің формасын оның жоқары шегарасының қасында өлшеп, экспериментаторлар жоқарыда келтирилген нәтийжеге келди. Тритийдің жүдә киши муғдардағы энергияны шығарыуы менен ыдырауы бундай өлшеулер үшін жүдә қолайлы болады.

Тилекке қарсы, тек бир эксперименттің тийкарында мәселени шешилген деп есаплауға болмайды. Бул ҳәзирги заман эксперименталлық техникасының мүмкиншиликлеринің дәлликке ийе болған тәжирийбелерге тийисли. Ҳәзирги ўақытлары нейтринолардың массаларын анықлауға қаратылған тәжирийбелер бир қатар лабораторияларда өткерилмекте. Электронлық нейтриноның массасының шамасы 10—30 эВ интервалында жайласқан ба деген мәселе жақын жыллардың ишинде айқын болады.

Нейтриноның массасының нолге тең емес екенлиги ҳаққындағы хабар тарқалғанда бул хабар әсиресе астрофизиклерде ең үлкен энтузиазм пайда болды. Астрофизиклер массаға ийе болған нейтриноны ең кеминде еки себепке байланыслы керек деп есаплайды. Бириншиден, галактикалар менен галактикалардың жыйнағының массаға ийе болған көринбейтуғын тажларын түсиндириу үшін. Галактикалардағы хәм олардың этирапындағы көринбейтуғын массалардың бар екенлиги ҳаққында астрономлар бир неше онлаған жыллар даўамында айтып келмекте¹⁸. Сонлықтан массаға ийе болған нейтринолардың булты дым қолайлы объектке айланды. Екиншиден, сол нейтринолық бултлардың галактикалардың пайда болыу теориясының базы бир қыйыншылықларын шешиудің мүмкиншилиги тўйылды. Еки жағдайда да массасы шама менен 10-30 эВ болған нейтринолар дым қолайлы.

Әлбетте, астрофизикалық көз-қараслар бойынша нейтриноның массасы жоқарыда келтирилген интервалда жатады деп есаплау үшін еле дым ерте.

Ҳәзирги ўақытлары таза теориялық көз-қараслар бойынша нейтринолардың массаларын нолге тең деп есаплауға ҳеш қандай тийкар жоқ. Бул мәселеге қатнасы бойынша теориялық аўқамда ҳүкимлик қылған көз-қараслар өткен он жыллықта түпкиликли түрде өзгерислерге ушырады. Бурынлары нейтриноның массасын қандай да бир шамаға тең емес, ал нолге тең деп есаплау тәбийий деп есапланды. Себеби "физикада барлық коэффициентлердің шамасының тәртиби бойынша 1 ге тең, ал тосаттан киши параметрдың алыныуының кереги жоқ". Ҳәзир болса массаға ийе болмаған бөлекшелер үшін қатаң локаллық симметрия керек деп есапланады, ал нейтрино үшін бундай симметрия жоқ. Сонлықтан нейтринолар үшін ноллик массалардың болмауы керек.

Нейтриноның күтилген массасының шамасы қандай деген мәселе басқа ис болып табылады. Бул мәселеде теоретиклердің арасында бир аўызлық жоқ. Бирақ олардың көпшилиги ұллы биригиу моделине сүйенген ҳалда нейтриноның массасы жүдә киши, айтайық, 10^{-5} эВ шамасында деп есаплайды. Бул сан τ -лептонның массасының квадратын ($\sim 1 \text{ ГэВ}^2$, ұллы бирлесиу ҳаққында төменде гәп етиледі) ұллы бирлесиудің массасына бөлиу жолы менен алынады. Егер τ -лептонның орнына электрон алынса, онда 7 тәртипке киши шама алынады. Сонлықтан бул "пал ашыуларға" айрықша мағана бериудің кереги жоқ.

Нейтринолардың массалары ҳаққындағы мәселелерге байланыслы соңғы жыллары нейтринолық осцилляциялар менен қос β -ыдырау қубылысларына болған қызығыу кескин

¹⁸ Ҳәзирги ўақытлары бул көринбейтуғын материяны "қараңғы материя" деп атайды хәм оның тәбияты усы күнлерге (2021-жыл) шекем анықланған жоқ. Астрономиядағы хәм астрофизикадағы, соның менен бирге теориялық физикадағы қараңғы материя электромагнит тәсирлесиуге қатнаспайтуғын хәм сонлықтан тўрыдан-тўры бақлауға болмайтуғын материяның формасы болып табылады. Әлемнің энергиялық балансындағы қараңғы материяның тутқан орны 22 процентти қурайды (Аўдарыушы).

түрде өсти.

Нейтринолық осцилляциялардың бар екенлігіне Пайс пенен Пиччиони нейтраль болған К-мезонлардың дәстелеріндегі осцилляциялық эффекттерді болжағаннан кейін бірінші рет 1950-жылдардың ортасында Понтекорво итибар берді. Хәзиргі ўақытлары нейтринолық осцилляцияларды теориялық таллаўға арналған жүзлеген жұмыслар белгили. Бир қатар лабораторияларда ядролық реакторларда бул қубылысты эксперименталлық жақтан излеў жұмыслары өткерилмекте¹⁹.

ν_e хәм ν_μ нейтриноларының әпиўайы мысалында осцилляциялардың мәнисиниң қандай екенлігін айқынластырамыз. Әззи тоққа кириўши ν_e хәм ν_μ нейтриноларының ҳалы белгили массаларға ийе болмайды, ал m_1 хәм m_2 массаларына ийе болған басқа ν_1 хәм ν_2 ҳалларының ортонормировкаланған квантлық-механикалық суперпозициясы болып табылады

$$\nu_e = \nu_1 \cos \alpha + \nu_2 \sin \alpha; \quad \nu_\mu = -\nu_1 \sin \alpha + \nu_2 \cos \alpha.$$

Бул аңлатпаларда α мүйеши d- хәм s-кварклардағы Кабиббо мүйешине ұқсас.

Мысал сыпатында ν_μ нейтриноларының дәстесін қараймыз. Мейли, дәсте белгили болған p импульсына ийе болсын. Бундай жағдайда массалардың хәр қыйлы болыўына байланыслы ν_1 менен ν_2 лер хәр қыйлы болады:

$$E_1 - E_2 = \sqrt{p^2 + m_1^2} - \sqrt{p^2 + m_2^2} \approx \frac{m_1^2 - m_2^2}{2E}.$$

Усының нәтийжеси сыпатында салыстырмалы фаза ν_1 хәм ν_2 ўақыттан ғәрезли сызықлы түрде өседі хәм дәслепки таза ν_μ дәстеде ν_e ниң араласпасы пайда болады. Бул араласпаның үлесиниң қашықлыққа байланыслы

$$\sin^2 2\alpha \sin\left(1,27 \frac{\delta m^2 L}{E}\right)$$

¹⁹ Аўдарыўшыдан: Нейтринолық осцилляциялар деп электронлық, мюонлық ямаса таонлық нейтриноның басқа сорттағы (басқа әўладқа кириўши) нейтриноға ямаса антинейтриноға айланыўына айтады. Теория нейтрино тўйылғаннан моменттен кейін оның өткен жолының шамасына байланыслы бөлекшени табыўдың итималлығының дәўирли түрде өзгеретуғынлығын болжайды.

2015-жылы Такааки Кадзита хәм Артур Макдональд нейтринолық осцилляциялардың бар екенлігін экспериментте тастыйықлағаны үшін физика бойынша Нобель сыйлығын алыўға миясар болды.

Қуяш нейтриносы машқаласын шешиў үшін нейтринолық осцилляциялардың болыўы үлкен әҳмийетке ийе.

Осцилляциялар төменде келтирилген нейтриноларда бақланды:

- Қуяш нейтриносы (Дэвистиң хлор-аргонлық эксперименти, SAGE, GALLEX/GNO галлий-германийли экспериментлер, Kamiokande менен SNO сұй-черенковлық экспериментлери), BOREXINO сцинтилляциялық эксперименти;
- Космослық нурлардың атмосферадағы атмосфера газлериниң атомларының ядролары менен тәсирлесіўиниң салдарынан пайда болатуғын атмосфералық нейтрино (Kamiokande, IMB);
- реакторлық антинейтрино (KamLAND, Daya Bay, Double Chooz, RENO сцинтилляциялық эксперименти);
- Тезлеткишлердегі нейтрино [эксперимент K2K (инглиз тилинде KEK To Kamioka) заттың 250 км шамасындағы қалыңлық арқалы өткендегі мюонлық нейтринолардың санының кемейгенлігін бақлады, 2010-жылы OPERA эксперимент мюонлық нейтриноның тау-нейтриноға осцилляциясын хәм буннан кейін тау-лептонлардың тўйылатуғынлығы тапты, T2K (инглиз тилинде Tokai to Kamioka), MINOS];

нызамы бойынша дәйирли түрде өзгеретуғынлығын аңсат есаплаўға болады. Бул аңлатпада E арқалы нейтриноның энергиясы (МэВ лердеги), L арқалы нейтриноның дерегинен детекторға шекемги қашықлық (метрлердеги) белгиленген $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$.

Егер дәстедегі нейтрино жеткиликлі дәрежеде жоқары энергияға ийе болса (әдетте бундай жағдай тезлеткишлерде орын алады), онда осцилляциялардың жүзеге келетуғынлығы дәстениң нышана менен хәр қыйлы болған еки эффект бойынша билиўге болады. Бириншиси, басқа сорттағы нейтриноның пайда болыўы, екиншиден, басланғыш нейтринолардың санының кемейиўи бойынша. Реакторлық антинейтрино $\bar{\nu}_e$ орын алған жағдайда биринши эффект бақланбайды. Себеби реакторлық нейтринолардың энергиясы

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$$

реакциясының босағасынан төменде жайласады. Сонлықтан екинши эффект болған басланғыш антинейтринолардың ағып кетиў эффекти қалады²⁰.

Ағып кетиўдің бақланғанылығы ҳаққында 1980-жылы Саванна-Ривер реакторында (АҚШ) ислейтуғын группа хабар берди. Бирақ, Франциядағы хәм Швейцариядағы реакторларда өткерилген өлшеўлер бул эффекттиң бар екенлигин тастыйықламады хәм мынадай шеклерди берди:

$$\begin{aligned} \sin^2 2\alpha \sim 1 \text{ болған жағдайда } \delta m^2 &\lesssim 10^{-2} \text{ эВ}^2, \\ \sin^2 2\alpha \sim 0,1 \text{ болған жағдайда } \delta m^2 &\lesssim 1 \text{ эВ}^2. \end{aligned}$$

Тезлеткишлердеги осцилляцияларды бақлаўға тырысыўлар ҳәзирше унамлы нәтийжелерди бермеди. Космослық нурлар тәрәпинен Жердің атмосферасында тўылған нейтринолардың да осцилляциялары табылмады. Ең дәл өлшеўлер Баксан нейтринолық обсерваториясында өткерилди. Бул жерде Австралияның үстинде тўылған хәм Жер шары арқалы өткен нейтринолар тәрәпинен жүзеге келтирилиўи керек болған реакцияларды бақлады. Деректен детекторға шекемги усындай үлкен жол орын алған болса да, ағып кетиўдің ҳеш қандай белгиси көринбеди (нейтриноның есаплаўдың нәтийжесинде алынған есаплаўға салыстырғандағы).

Нейтринолық осцилляцияларды излеў жұмыслары даўам етпекте. Осцилляциялар ашылған ўақытта (егер ашылса) оларды үйрениў ν_e менен ν_μ системасы менен шекленбейди, ал ν_τ нейтриносын да өзиниң ишине алады. Бундай жағдайда үш лептонлық тоқты тәрийиплеў үш Эйлер мүйешине хәм фазадан ғәрезли болған 3×3 түриндеги матрицаны киргизиўди талап етеди. Лептонлық тоқларды тәрийиплеў кварклық тоқларды тәрийиплеўден қурамалырақ болып шығыўы да мүмкин. Бундай қурамаласыўдың мүмкиншилиги (кварклардан айырмасы) нейтриноның электрлик жақтан нейтраль болыўы менен байланысly.

Кварклар жағдайында лагранжианда бөлекшени бөлекшеге айландыратуғын тек $m\bar{\psi}\psi$ типіндеги массалық ағза болады. Бул дирак массасы деп аталатуғын масса болып табылады. Нейтрино жағдайында дирак массасы менен бир қатарда бөлекшени антибөлекшеге айландыратуғын майоран массалары деп аталатуғын $m'\bar{\psi}C\psi$ типіндеги массалық ағза да болады (Бул аңлатпада C арқалы зарядлық түйинлеслик матрицасы белгиленген. Кварклар ушын бундай ағза болмайды, оның себеби кварктың заряды менен антикварктың зарядының хәр қыйлы екенлиги менен байланысly).

Әдетте лептонларды лептонлық квант саны L менен тәрийиплейди. Оның мәниси $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ушын 1 ге хәм $e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ушын -1 ге тең. Әззи тәсирлесийўдің стандарт теориясында лептонлық сан сақланады. Бирақ, егер, нейтрино майоран массаға ийе болса, онда лептонлық сан сақланбайды²¹. Бундай жағдайда үш нейтриноның хәм үш

²⁰ Рус тилиндеги "эффект утечки" қарақалпақ тилине "ағып кетиў эффекти" түринде аўдарылды (Аўдарыўшы).

²¹ Нейтронолардың Майорана фермионы ямаса Дирак фермионы болыўы мүмкин. (стандарт

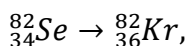
антинейтриноның орнына биз алты қақыйқый нейтраль болған майоран нейтриносына ийе болған болар едик Әззи тоқларға киретуғын нейтраль халлар ұсы майоран нейтриноларының суперпозициясынан тұрған болар еди.

Лептонлық санның сақланбауы жүдә айрықша құбылысты - нейтриносыз өтетуғын қос β -ыдыраудың жүрийін мүмкин етеди. Әдеттегидей β -ыдырауда бир d-кварктың бир u-кваркқа өтиуі жүзеге келеди. Ал қос β -ыдырауда болса еки d-кварк еки u-кваркқа өтеди. Егер ұсындай жағдайда антинейтрино шығарылатуғын болса ($2\beta(2\nu)$), онда ыдырауды еки нейтринолық ыдырау деп атайды $2\beta(2\nu)$, ал егер бир кварк тәрeпинен шығарылған виртуаллық нейтрино екінши кварк тәрeпинен жұтылатуғын болса ($2\beta(0\nu)$), онда ыдырауды нейтриносыз ыдырау деп атайды $2\beta(0\nu)$. Егер нейтрино майоранлық болса, онда нейтриносыз ыдыраудың орын алыуы мүмкин. Себеби бұл процессте лептонлық заряд сақланбайды. Бұл ыдыраудың екеуі де ұйытқыұлар теориясының әззи тәсирлесіудің константасы G_F тиң екінши тәртибинде жүреді хәм сонлықтан олар ұшын күтилетуғын ярым ыдырау ұақыты $T_{1/2}$ жүдә үлкен.

Еки нейтринолық процесстиң итималлығын көбирек ямаса кемирек исенимли түрде есаплауға болады (оның шамасы бир ядродан екіншисине өткенде күшли өзгериске ұшырайды, себеби энергияның шығарылыуының шамасына жүдә сезгир). Ал нейтриносыз ыдыраудың итималлығын исенимли түрде болжауға болмайды, лептонлық санның сақланбауының дәрежеси менен механизми хәзирше белгисиз болып қалмақта (нейтриносыз процесстиң амплитудасының нейтриноның майоранлық массасына ямаса хәзирше гипотезалық оң зарядланған тоқлардың өз-ара тәсирлесіу константасына пропорционал екенлигин көрсетиуге болады). Тәжирийбелерде нейтриносыз, еки нейтринолық ыдырауларды исенимли түрде бақланған жоқ. Бұл жөнинде 1980-жылы бир қанша мағлыұматлар жарық көрди хәм оның авторлары алынған нәтийжелерди $2\beta(2\nu)$ -ыдырауының мүмкин болған көриниуі деп интерпретациялады: ярым ыдырау ұақыты

$$T_{\frac{1}{2}}^{82} = 10^{19} - 10^{20} \text{ жыл}$$

шамасына тең

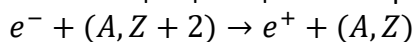


ыдырауы. Бирақ басқа мағлыұматлар бойынша

$$T_{\frac{1}{2}}^{82} = 10^{21,5} \text{ жыл.}$$

Лабораториялық төменги шегара $T_{\frac{1}{2}}^{48}$ ұшын да (${}_{20}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}_{22}^{48}\text{Ti}$), $T_{\frac{1}{2}}^{76}$ ұшын да (${}_{32}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}_{34}^{86}\text{Se}$) шама менен ұсындай. Бұл теңсизликлердің тийкарында нейтриноның майоранлық массасына жоқарыдан қойылатуғын шегараны алыуға болады. Хәр қыйлы авторлардың мағлыұматлары бойынша, бұл шеклер хәр қыйлы хәм бирден жүзлеген электронвольтке шекем өзгереді.

Қос β -ыдырауды басқа ядроларда лабораториялық излеу ислери перспективалық болып көринеди. Мысалы ${}_{54}^{136}\text{Xe}$, ${}_{42}^{100}\text{Mo}$, ${}_{48}^{116}\text{Cd}$, соның менен бирге позитронның шығарылыуы менен жүретуғын атомлық К-қабықтан электронның жұтылыуы:

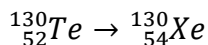


(мынадай типтеги өтиулер ұшын: ${}_{44}^{99}\text{Ru} \rightarrow {}_{42}^{99}\text{Mo}$, ${}_{48}^{106}\text{Cd} \rightarrow {}_{46}^{106}\text{Pd}$, ${}_{64}^{124}\text{Xe} \rightarrow {}_{62}^{122}\text{Te}$, ${}_{56}^{130}\text{Ba} \rightarrow {}_{54}^{130}\text{Xe}$, ${}_{68}^{138}\text{Se} \rightarrow {}_{56}^{138}\text{Ba}$).

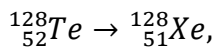
моделде барлық фермионлар, солардың ишинде нейтринолар дирак фермионлары болып табылады. Элементар бөлекшелер физикасында майоран фермионы (бөлекшеси) деп өзинің антибөлекшеси менен бирдей болған бөлекшеге айтады. Дирак фермионы болған бөлекше өзинің антибөлекшеси болып табылмайды.

$$T_{\frac{1}{2}}^{130} \approx 10^{21,3} \text{ жыл}$$

болған



хәм



соның менен бирге

$$T_{\frac{1}{2}}^{130} : T_{\frac{1}{2}}^{128} \approx 6,1 \cdot 10^{-4}$$

болған ыдыраулардың орын алыуының мүмкин екенлигин интерпретациялайтуғын табиий теллурдағы ${}_{54}^{130}\text{Xe}$ хәм ${}_{54}^{128}\text{Xe}$ изотопларының концентрациялары хаққындағы жанапай геохимиялық мағлыұматлар да бар (майоранлық масса тәрепинен жүзеге келтирилген нейтриносыз ыдыраудағы бул қатнастың шамасы шама менен $1,25 \cdot 10^{-2}$ ни, ал еки нейтринолық ыдырауда болса шама менен $1,5 \cdot 10^{-4}$ шамасын құрайды). Маған нейтриноның массасы хаққында қандай да жүұмақлар шығарыуға еле ерте болып көринеди. Бирақ, базы бир авторлар ұсындай мағлыұматлардың тийкарында $m' = 10 - 30$ эВ теңлиги орынлы деп есаплайды²².

Бул бапта дара мәселелерге негизсиз көп дыққат аударылғандай болып көринеди, ал күшли тәсирлесіулерге бағышланған алдыңғы бапта болса тап сондай рангтағы мәселелер болса тек еслетилип өтилди. Бундай тәсир толық дурыс емес, ұсы бапта да, алдыңғы бапта да өз-ара тәсирлесіудің лагранжианының қалайынша дүзилгенине тийкарғы дыққат аударылды.

Экспериментлердің исенимлиги хаққында

Элементар бөлекшелер физикасын адамлар дөретеди. Адамлар, солардың ишинде экспериментаторлар да, теоретиклер де, қәтелесіуіге бейим. Базы бир қәтелер хаққында биз жоқарыда айтып өттік. Мысалы, өзинің ўақытында β -ыдыраулық өз-ара тәсирлесіулердің түри дурыс емес анықланды, көп ўақытлар даўамында

$$\pi \rightarrow e\nu, K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$$

ыдырауларының итималлықлары ұшын дурыс емес болған жоқары шеклер сақланып келди.

Жақынырақ болған мысаллар да бар. Физиклер қубылыслардың жүдә үлкен болған жыйнақларын неликтен экспериментлерде анықланған деп есаплайды? Хәзирги ўақытлары дурыслығы тастыйықланды деп есапланатуғын қубылыслар болажақтағы экспериментлерде ашылмай ма? Егер өтмиште жүдә көп санлы дурыс емес нәтийжелер орын алған болса, онда сол экспериментлердің дурыслығына кепиллик қайда?

Егер нәтийже хәр қыйлы эксперименталлық методикаларды пайдаланатуғын бир биринен ғәрезсиз хәр қыйлы группалар тәрепинен алынған болса, онда ол исенимли нәтийжелердің разрядына киреди хәм бул жағдай нәтийжениң исенимлигине кепиллик береді. Бул шәрт пүткиллей зәрүрли, бирақ жеткиликсиз, жүз процентли кепилликти бере алмайды. Қубылыс илимнің ең алдыңғы шетинде жатыўды қойса, илимий ашылыў

²² Ескертиў (1983-жыл, гүз). Жаңа өлшеўлер (Кирстеннің группасы, Гейдельбург, 1982) бұрын алынған нәтийжелерди тастыйықламады хәм мынадай қатнасты берди:

$$T_{\frac{1}{2}}^{130} : T_{\frac{1}{2}}^{128} = (0,90 \pm 0,95) \cdot 10^{-4}.$$

Жаңа есаплаўлар бул қатнастың күтилетуғын шамасы ұшын

$$\begin{aligned} 2\beta(0\nu) \text{ ушын } 4,4 \cdot 10^{-2}, \\ 2\beta(2\nu) \text{ ушын } 2,3 \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

шамаларын берди.

тийкарында жатқан жатқан қубылысқа салыстырғанда мыңлаған, хәтте миллионлаған ўақыялардың статистикасындай болып қайтадан тикленетуғын болса жүз процентлик кепиллик орын алған пайда болады. Бундай жағдайда қубылысты тәрийиплейтуғын шамалар үтирден кейинги бир неше белгиге шекем белгили болады. Басқа жол - қаншама санлық болса, соншама сапалық - Другой путь — не столько количественный, сколько качественный — бир қатар байланыслы болған қубылысларды излеў хәм табыў болып табылады. Бундай жағдай илимий ашылыўлардан кейин жийи болып турады. Бул жоллардың екеўи де Р-жуплықтың хәм СР-жуплықтың сақланбаўы, чарма хәм т. б.

Жоқары энергиялар физикасы областында ислеўдин қыйыншылықларының бири таллаўлар ушын еле жүдә шийки болған нәтийжелердин жийи усынылыўы болып табылады. Бул жерде еле ыссы болған эксперименталлық мағлыўматларды "табадан бирден алатуғын" физик-теоретиклер де айыплы. Бул нәтийжени түсиндириў ушын үлкен күшлердин жұмсалыўына алып келеди, ал өткерилген жұмыслар бир жылдан кейин сабынның көбигиндей болып жарылады. Әлбетте, бул жерде эксперименталлық группалардың арасындағы конкуренция да үлкен орынды ийелейди. Бирақ, бир қанша ўақыттан кейин ҳақыйқатлық анықланады хәм турбулентликтин орнына әпиўайы айқынлық келеди.

V бап

ЭЛЕКТРЭЗЗИ ТЕОРИЯ

Эззи тәсирлесиўдин өзгешеликлери. $SU(2) \times U(1)$ симметриясы. Фотон ҳәм Z-бозон. Зарядланған тоқлардың өз-ара тәсирлесиўи. Зарядланбаған тоқлардың өз-ара тәсирлесиўи. W- ҳәм Z-бозонларды излеў. Симметрияның бузылыўы. Хиггс бозонлары. Моделлер, моделлер... Скалярлар — 1-санлы машқала. Теорияның раўажланыўы ҳаққында

Эззи тәсирлесиўдин өзгешеликлери

Буннан алдыңғы бапта талланған эззи процесслердин өзине тән болған белгилери мыналардан ибарат:

1. Олардың эззилиги (әстелик пенен өтетуғынлығы). Эззи процесслердин итималлығы күшли ҳәм электромагнит процесслердин итималлығынан көп тәртипке үлкен.
2. Тәсирлесиўдин киши радиусы — бул шама күшли тәсирлесиўлердин радиусынан минимум еки тәртипке киши. 1982-жылға шекем эззи процесслердин ҳеш қайсысында ноқатлық төрт фермионлық өз-ара тәсирлесиўден қандай да бир аўытқыў бақланбады.
3. Кеңисликлик ҳәм зарядлық жуплықлардың күшли, максимал мүмкин болған сақланбаўы. Мысалы, зарядланған тоқларға тек бөлекшелерди тәрийиплейтуғын спинорлардың шеп қураўшылары ғана ҳәм антибөлекшелерди тәрийиплейтуғын спинорлардың оң қураўшылары ғана киреди.
4. CP-жуплықтың сақланбаўы.
5. Ароматлардың сақланбаўы (ерсилик, чарм ҳәм т. б.).
6. Эззи тәсирлесиўлерде нейтриноның қатнасуғынлығы.

Кескин түрдеги айырмаға ийе болса да эззи ҳәм электромагнит тәсирлесиўлер, көринип турғанындай, бир тәсирлесиўдин көриниўи болып табылады. Бундай тәсирлесиўди соңғы жыллары электрэззи тәсирлесиў деген атамаға ийе болды.

Электрэззи тәсирлесиўге сәйкес зарядланған тоқлардың тәсирлесиўлери W-бозонлар менен, ал нейтраль тоқлардың тәсирлесиўлери Z-бозонлар менен алмасыўдың салдарынан жүзеге келеди (электромагнит тоқлардың тәсирлесиўиниң фотонлар менен алмасыўдың салдарынан жүзеге келетуғынлығындай). Усындай жағдайда эззи тәсирлесиўдин эззилиги менен киши радиусқа ийе болыўы W- ҳәм Z-бозонлардың массаларының жүдә үлкен екенлиги менен байланысly (фотонлардан айырмасы соннан ибарат). Эззи тәсирлесиўдин басқа өзгешеликлери теорияның басланғыш фермионлық тоқлары ҳаққындағы болжаўға жайластырылған. Сонлықтан электрэззи теориядағы эззи тәсирлесиўдин айналық-асимметриялы екенлигине емес, ал электромагнитлик тәсирлесиўдин айналық-симметриялы екенлигине таңланыў керек.

 $SU(2) \times U(1)$ симметриясы

Электрэззи тәсирлесиўдин теориясы XX әсирдин 60-жыллары дәретилди. Оны дәретиўге қатнасқаны ушын Глэшоу, Салам ҳәм Вайнберг 1979-жылы Нобель сыйлығын алыўға миясар болды. Калибровкалық $SU(2) \times U(1)$ симметрия теорияның фундаменти болып табылады. Бул аңлатпада $SU(2)$ - эззи изоспинниң группасы, $U(1)$ - эззи гиперзарядтың группасы болып табылады. Электрэззи теорияны электродинамикадан ҳәм хромодинамикадан өзине тән еки белги ажыратады.

Бириншиден, калибровкалық $SU(2) \times U(1)$ симметрия спонтан бузылған, усының нәтийжесинде аралықлық бозонлар деп аталатуғын W^\pm ҳәм Z^0 калибровкалық бозонлар массаға ийе.

Екиншиден, теория ең бастан баслап айналық-симметриялы емес. Бұл асимметрия теорияның тийкарына қаланған: фермионлардың шеп құраушылары $\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$ SU(2) группасына қарата изотоплық дублеттерді пайда етеді:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} s \\ c' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L.$$

Ал, ұсының менен бир ұақытта ұсы 12 фермионның оң құраушылары $\psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$ изотоплық синглеттер болып табылады (штрихлардың жәрдемінде IV бапта талланған "бурылған кварклар" белгиленген). Әззи изоспиннің күшли тәсирлесиўди тәрийиплейтуғын глобаллық изотоплық симметрияға ҳеш қандай қатнасқа ийе емес екенлигин атап өтемиз. Тап ұсындай жағдай әззи гиперзарядта да орын алады.

Бұзылмаған SU(2)×U(1) симметрия массаға ийе болмаған төрт векторлық бозонның бар болыўын талап етеди. Солардың екеўи зарядланған W^+ пенен W^- хәм қалған екеўи нейтраль Z^0 менен B^0 . Бундай жағдайда үш W бозон SU(2) группаға қарата триплетти береді, ал B^0 -бозон - ұсы группаға қарата синглет. W-бозонлар әззи изоспиннің SU(2) группасының калибровкалық майданлары болып табылады. Олардың өз-ара тәсирлесиўи "заряд" пенен - калибровкалық тәсирлесиўдин константасы g_2 менен тәрийипленеди. B^0 -бозон әззи гиперзарядтың U(1) группасының калибровкалық майданы болып табылады. Оның тәсирлесиўи g_1 "заряды" менен тәрийипленеди.

Фотон хәм Z-бозон

Бұзылмаған SU(2)×U(1) группалық структураның көз-қарасы бойынша фотонның майданы A менен Z-бозонның майданы W^0 менен B^0 ның майданына салыстырғанда кемирек фундаменталлық хәм кейинги бозонлардың бир бирине салыстырғандағы өз-ара ортогоналлық сызықлы комбинациялары болып табылады:

$$\begin{aligned} A &= B^0 \cos \theta_W + W^0 \sin \theta_W, \\ Z &= -B^0 \sin \theta_W + W^0 \cos \theta_W. \end{aligned}$$

Бұл аңлатпаларда θ_W шамасы Вайнберг мүйеши болып табылады. Бизлер хәзир $\tan \theta_W = g_1/g_2$ екенлигин көремиз. A менен Z тиң суперпозициялары симметрияның спонтан бұзылыўының нәтийжесінде олардың бири A массасыз қалады, ал басқасы, Z басқа еки W^+ хәм W^- "қулаған периштелер" сыяқлы массаға ийе болады.

Егер SU(2)×U(1)-симметрияның спонтан бұзылыўының нәтийжесінде Q электр зарядының сақланыўы менен байланысly болған U(1)_{em}-симметрия бұзылмай қалатуғын болса, онда A менен Z майданларының түрин аңсат табыўға болады. Бұл жағдайды көрсетемиз.

Ковариантлы тўўынды D_μ дан баслаймыз. $W = W^+, W^-, W^0$ майданларының триплетиниң дереги изоспин T, ал B^0 майданының дереги Y гиперзаряд (дәлиреги $\frac{1}{2}Y$) екенлигин есапқа алып, ковариант тўўынды ұшын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$D_\mu = \partial_\mu + i(g_1 \frac{1}{2} Y B_\mu^0 + g_2 T W_\mu).$$

Енди анықлама бойынша Q заряды (е бирлигиндеги), гиперзаряд Y хәм изоспиннің үшінши проекциясы T_3 бир бири менен $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$ аңлатпасының жәрдемінде байланысқан екенлигин есапқа аламыз хәм дереги электр заряды Q хәм оған ортогоналлық Z болған A майданын айырамыз. Нәтийжеде сәйкес зарядларға ийе A, Z, W^+ , W^- майданларының шығарыў амплитудасы мынадай түрге ийе болады

$$\begin{aligned} &i \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} Q A + i \sqrt{g_1^2 + g_2^2} (T_3 - Q \sin^2 \theta_W) Z + \\ &+ i g_2 (T^- W^+ + T^+ W^-). \end{aligned}$$

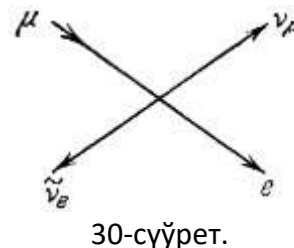
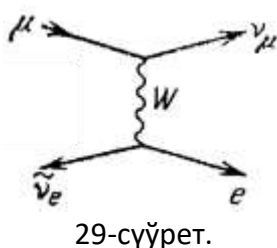
A менен Z тиң ҳақыйқатында да жоқарыда келтирилген B^0 хәм W^0 майданларының

суперпозициясы менен тәрийиплениуінің керек екенлігін аңсат көріуге болады. Бұл аңлатпа электрәззи теорияның "орайлық формуласы" болып табылады: Бұл аңлатпа электромагнит тәсирлесиуі (биринши қосылыушы), нейтраль тоқлар (екинши қосылыушы) хәм зарядланған тоқлар (үшінши қосылыушы) хаққында барлық информацияны өзиниң ишине алады. Оннан дара жағдайда электромагнит тәсирлесиудің константасы e ниң g_1 хәм g_2 арқалы аңлатылатуғынлығы көринип шығады

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = g_2 \sin \theta_W.$$

Зарядланған тоқлардың өз-ара тәсирлесиуі

e константасының фотонлардың шығарылыуы менен жутылыуын тәрийиплегени сыяқлы g_2 константасы W^\pm -бозонларының шығарылыуы менен жутылыуын тәрийиплейди. Биз $g_2 > e$ теңсизлігіннің орынланатуғынлығын көремиз хәм, ұсыған сәйкес, әззи тәсирлесиуі электромагнит тәсирлесиуден күшлирек болады. Усы ўақытларға шекем бақланған әззи тәсирлесиуі процесслериндеги шамалардың электромагнит тәсирлесиуі процесслериндеги шамалардан көп тәртип есе киши болыуы W -бозонлардың жүдә салмақлы екенлігі менен байланысly.



Мысал сыпатында мюонның ыдырауын беретугын $\bar{e}_L \gamma_\alpha \nu_{eL}$ хәм $\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha \nu_L$ тоқларының өз-ара тәсирлесиуін қараймыз. 29-сүүретте бұл тәсирлесиудің W -бозон менен алмасыу арқалы жүзеге келетуғынлығы көрсетілген. 30-сүүретте бұл тәсирлесиуі бир ноқаттағы еки тоқтың тәсирлесиуі сыпатында көрсетілген. W -бозон тәрепинен алып жүрилетугын 4-импульстиң квадраты q^2 оның массасы болған m_W^2 шамасына салыстырғанда киши болғанда бундай жақынласыу жақсы жақынласыу болып табылады. Бундай жағдайда W -бозонның пропагаторы²³ оның алып жүретугын импульсинен ғәрезли:

$$\frac{1}{m_W^2 - q^2} \rightarrow \frac{1}{m_W^2}.$$

Кеңисликлик тәрийиплеуді пайдаланып мыналарды айтыуға болады: бұл жағдайда аўыр витруаллық бозон шыққан ноқаттан жутылыу ноқатына шекем ұсы процесске қатнасуғын бөлекшелердің толқын ұзынлығына салыстырғанда есапқа алмауға болатуғындай киши аралықты өтеди.

29- хәм 30-сүүретлерге қарап G_F шамасы g_2 арқалы аңлатыуға болатуғынлығын көрсетиу қыйын емес

²³ Аўдарыушыдан: Пропагатор (тарқатыу функциясы) - тәсирлесиудің еки актының арасындағы релятивистлик майданның (бөлекшениң) тарқалыуының итималлығының амплитудасын анықлайтуғын функция. Пропагатор виртуаллық бөлекшелердің тәсирин есапқа алыуға мүмкиншилик береді. Шын мәнісінде пропагатор толқын теңлемесиниң Грин функциясы болып табылады.

$$G_F = \frac{g_2^2}{4\sqrt{2}m_W^2} = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}m_W^2 \sin^2 \theta_W}.$$

Бұл теңлікте $G_F = 1,17 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻² шамасы Ферми константасы болып табылады. $\alpha = e^2/4\pi$. $\sin^2 \theta_W$ шамасының мәнісі нейтраль тоқлар менен өткерілген тәжірийбелерден анықланатуғынлығы буннан алдыңғы параграфта еслетилип өтилди хәм оның дұрыслығына кейинирек исенемиз. Бұл тәжірийбелер $\sin^2 \theta_W \approx 0,22$ екенлигин береді. G_F ушын жазылған теңликтен ұсындай жоллар менен W-бозонлардың массасын болжай аламыз:

$$m_W = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin \theta_W} = \frac{37,3}{\sin \theta_W} \text{ ГэВ} \approx 80 \text{ ГэВ}.$$

Бұл жерде $\sin \theta_W$ шамасының тек g_2 менен e шамаларының арасындағы байланысты анықлап ғана қоймайтуғынлығы, ал нейтраль тоқлардың түрін де анықлайтуғынлығы принципиаллық жақтан әһмийетли болып табылады.

Нейтраль тоқлардың бир бири менен тәсирлесіуі

"Орайлық формулаға" қайтып келемиз хәм Z-бозон бар ағзаны қараймыз. Оннан буннан алдыңғы баптағы "Нейтраль тоқлар" тәрийпенген тоқтың түринің келип шығатуғынлығына аңсат көз жеткеріуіге болады. Хәқыйқатында да, шеп құраушылар ушын бизлер "жоқарғы" деп атаған барлық бөлекшелер ушын $T_3 = +1/2$, ал бизлер "төменгі" деп атаған барлық бөлекшелер ушын $T_3 = -1/2$. Сонлықтан жоқарғы хәм төменгі бөлекшелер ушын шеп тоқлар сәйкес

$(1/2 - Q \sin \theta_W) \bar{\psi}_L \gamma_\alpha \psi_L$ хәм $(-1/2 - Q \sin \theta_W) \bar{\psi}_L \gamma_\alpha \psi_L$ түрине ийе болады. "Оң бөлекшелердің" изотоплық спини нолге тең. Сонлықтан оң тоқлар ушын "орайлық формуладан"

$$Q \sin \theta_W \bar{\psi}_L \gamma_\alpha \psi_L$$

аңлатпасы келип шығады.

Нейтраль тоқлардың әззи тәсирлесіуі виртуаллық Z-бозонлар менен алмасыу жолы менен жүзеге келеді. Z-бозонның шығарылуы константасы $\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ шамасының W-бозонның шығарылуы коэффициенті болған g_2 шамасынан үлкен екенлигин аңғарамыз. Олардың қатнасы $1/\sin \theta_W$ шамасына тең. Бирақ, тап сол "орайлық формуладан" Z- хәм W-бозонлардың массаларының қатнасының да $1/\sin \theta_W$ шамасына тең екенлиги келип шығады (бұл хәққында кейинирек айтылады. Сонлықтан, нейтраль хәм зарядланған тоқлар ушын эффективлик төрт фермионлық константа бирдей:

$$G_F = \frac{g_2^2}{4\sqrt{2}m_W^2} = \frac{g_1^2 + g_2^2}{4\sqrt{2}m_W^2}.$$

Бұл жерде биз ароматлар хәққындағы мәселеге итибар беремиз. Әззи изотоплық фермионлық дублетлерге d', s', b' "бурылған" кварклар киретуғын болғанлықтан, зарядланған тоқлар өзинің ишине хәр қыйлы әуладлар арасындағы өтиулерди де алады. Нейтраль тоқларды бундай жағдай орын алмайды: электрәззи теорияда ароматларды өзгертетуғын әззи тоқлар жоқ. Бұл барлық төменгі кварклар ушын әззи тоқлардың бирдей формаға ийе болғанлықтан хәм сонлықтан толық нейтраль тоққа $\bar{d}'d' + \bar{s}'s' + \bar{b}'b'$ суммасы түрінде киреди.

Штрихланған хәм штрихланбаған кваркларды байланыстыратуғын матрицаның унитар екенлигин, яғный

$$\bar{d}'d' + \bar{s}'s' + \bar{b}'b' = \bar{d}d + \bar{s}s + \bar{b}b$$

теңлигинің орынланатуғынлығын көрсетиу қыйын емес. Ал бұл жағдай нейтраль

тоқлардың ароматлар бойынша диагоналлық екенлігін аңғартады. Тап усындай жағдай электромагнит тоқларға да тийіс.

W- және Z-бозонларды ізлеу

Бирден-бір әззи және электромагнит тәсірлесіулер теориясын тексеріп көріу жолындағы шешіуші қадем W- және Z-бозонлардың ашылуы болып табылған болар еді. Олардың массалары, бұл бөлекшелердің айырым ыдырау каналларының парциаллық кеңліктері және олардың тууылуының кесими теория тәрепинен толық болжанады.

W- және Z-бозонларды өндіріу үшін ЦЕРН де протон-антипротонлық коллайдер соғылды және ол іске 1081-жылы жаз айларында іске түсті. Коллайдерде соқлығысатуғын хәр бир дәстениң энергиясы 270 ГэВ. Массалары 80 ГэВ және 90 ГэВ шамаларына жақын болған W- және Z-бозонлардың тууылуы үшін бұндай энергия толық жеткілікті.

Айтайық, W^+ -бозонның тууылуы үшін ядродағы u -кварктың антипротондағы \bar{d} -кварк пенен соқлығысуы керек:

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+.$$

Протонлардың монохромат дәстесін импульстер бойынша кең тарқалуыға ийе болған кварклардың дәстесі деп қаруға болады. Антипротон да тап сондай болып көрінеді. W-бозонның тууылуы процессінде кварк өзине импульсі бойынша сәйкес келетуғын антикваркты сайлап алады. W-бозонның пайда болуын оның лептонлық ыдырауы бойынша бақыған жақсы:

$$W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \text{ ямаса } W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu.$$

Нәтижеде үлкен көлденең импульстерге ийе болған жалғыз қозғалатуғын зарядланған лептонлар пайда болады.

ЦЕРН деги коллайдердің проектик жарқынлығы $\sim 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Тилекке қарсы, биринші жылдың дауамында хақықый жарқынлық $K 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ шамасына жақын болды. Нәтижеде W- және Z-бозонларының сийрек тууылуы процессі оларды бақылауға мүмкіншілік бермеді. Коллайдердеги жарқынлықты $10^{28} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ шамасына жеткеріу хәр күні бир W-бозонның ыдырауын және 10 күннің ішінде бир Z-бозонның ыдырауын бақылауға мүмкіншілік берген болар еді²⁴

Хәзіргі уақытлары және бир протон-антипротонлық коллайдер - Тэватрон Батавиядағы Ферми миллий лабораториясында қурылып атыр. Бұл жерде дәстелердің хәр биринің энергиясы $1 \text{ ТэВ} = 10^3 \text{ ГэВ}$ шамасына тең. 1990-жыллары Серпухов қаласының жанында тезлетіуші-жыйнаушы комплексті пайдаланыуға беріу жобаластырылмақта. Ондағы соқлығысушы дәстелердің хәр қайсысының энергиясының шамасын 3 ТэВ ке жеткеріу мүмкіншілігі бар.

Үлкен үмітлер қурылысы ЦЕРН де 1982-жылы басланған және 1989-жылы ісley баслауы керек болған ЛЭП электронлық-позитронлық коллайдері менен байланысly. Бұл жерде соқлығысушы дәстелердің хәр қайсысының энергиясы $m_Z/2$ шамасына тең болғанда Z-бозонларының резонанслық тууылуының бақланыуы керек:

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0.$$

ЛЭП те хәр бир 2-3 секундта бир Z-бозон тууылады деп күтілмекте. Бұл Z-бозонлардың хақықый фабрикасы болады.

Z-бозонлардың тууылуы үшін арналған электронлық-позитронлық коллайдерді

²⁴ Кітаптың ақырындағы 1983-жылы жазылған ескертіуға қараңыз.

Аударыушыдан: W- және Z-бозонлар 1983-жылы ЦЕРН деги UA1 және UA2 детекторларына ийе супер-протонлы коллайдерде (SPS) ашылуы элементар бөлекшелердің стандарт моделинің ең басly табысларының бири деп есапланады.

дөретиў жобасы Стэнфорд тезлетиўши орайында (СЛАК) усынылды. Бул жерде коллайдердин тийкары ҳазирги ўақытлары ислеп турған сызықлы тезлеткиш болып табылады.

Z-бозонларды изертлеўдеги ең биринши рет шешилиўи керек болған мәселелердин бири бул бөлекшелердин толық кеңлигин өлшеў болып табылады. Мәселе соннан ибарат, егер фермионлардың белгили болған үш әўладынан басқа да әўладлар бар болған жағдайда, онда Z-бозонлар белгили болған әўладларға киретуғын фермионлар менен қандай байланысқа ийе болса, басқа әўладларға киретуғын фермионлар менен де тап сондай болып байланысқан болыўи керек. Бундай жағдайда, егер аўыр зарядланған лептонлар менен кварклардың массалары Z-бозонлар усындай бөлекшелердин жұбына ыдырай алмайтуғындай шамада соншама үлкен болса, онда еле белгисиз болған нейтринолардың жұбына ыдыраўдың сөзсиз орын алыўи керек. Солай етип, Z-бозонның толық кеңлиги нейтриноның сортларының толық санының есаплағышы бола алады.

Кейинирек ЛЭП тиң энергиясын көтериў нәзерде тутылған. Соның менен бирге сақыйна тәризли емес ал, энергиясы жоқары болған сызықлы электронлық-позитронлық дәстелер коллайдерин қурыў болжанған. Олар W^+W^- -жупларының туўылыўына тийисли болған электр-әззи теорияның жүдә жуқа, бирақ жүдә әҳмийетли болған болжаўларын үйрениўге мүмкиншилик береді.

Симметрияның бузылыўы

Биз электрәззи тәсирлесийўдин имаратына алдыңғы қапыдан калибровкалық симметрия тәрепинен кирдик. Бундай жағдайда барлығы жүдә сұлыў болып көринеди. Бирақ, онда әҳмийети киши болмаған, бирақ, сұлыўлығы әдеўир төмен болған бөлим де бар.

Мәселе соннан ибарат, калибровкалық $SU(2) \times U(1)$ симметрия массаға ийе болмаған калибровкалық бозонлар хәм массаға ийе болмаған фермионлар ушын ғана орынланады [соңғы жағдай лагранжиандағы массаға ийе болған ағзалар $m\bar{\psi}\psi$ бир бири менен шеп изодублетлерди хәм оң изосинглетлерди ($\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_R\psi_R + \bar{\psi}_L\psi_L$) байланыстырады хәм сонлықтан изоспиннің сақланыўын да, гиперзарядтың сақланыўын да бузады]. Солай етип, тәбиятта тек локаллық симметрия ғана емес, ал глобаллық $SU(2) \times U(1)$ симметрия да бузылған.

Стандарт электр-әззи теория деп аталатуғын теорияның тийкарында $SU(2) \times U(1)$ симметрия спонтан түрде бузылады деген болжаў жатады. Теорияның сұлыў болмаған бөлими ҳаққында гәп еткенде симметрияның усы бузылыўының механизми нәзерде тутылады.

III бапта квантлық хромодинамиканың жуўық глобаллық кираллық симметриясын таллағанда биз глобаллық симметрияның спонтан бузылыўында массаға ийе болмаған голдстон бозонларының пайда болатуғынлығын айтқан едик. Локаллық симметрияның спонтан бузылыўында болса базы бир мәнисте кери қубылыс жүзеге келеди: калибровкалық майданлар пайда бола алмаған голдстон бозонларын "жеп" массаға ийе болмаған калибровкалық майданлар массаға ийе болады. Еки спинлик ҳалға ийе болатуғын массаға ийе емес векторлық майданнан хәм массаға ийе болмаған скаляр майданнан спининиң үш проекциясына ийе болған массаға ийе векторлық бөлекше пайда болады. Усының нәтийжесинде еркинлик дәрежелериниң саны сақланады. Майданның теориясындағы бул қубылыс 1964-жылы ашылды хәм ол Хиггс механизми атамасына ийе болды.

Стандарт электр-әззи теориядағы Хиггс механизминиң айқын түрдеги реализациясы φ^+ , φ^0 скаляр бөлекшелериниң (әлбетте, олардың сәйкес φ^- хәм $\bar{\varphi}^0$ антибөлекшелериниң)

изотоплық дублетін пайдаланыуға тийкарланған. Изоспинге де, гиперзарядқа да ийе болып, бұл скаляр майданлар калибровкалық-инвариант түрде төрт W^+ , W^- , W^0 , B^0 калибровкалық майдан менен тәсирлеседи. Лагранжиандағы сәйкес ағза

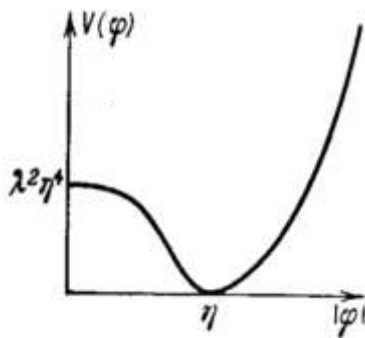
$$|D_\mu \varphi|^2 = (D_\mu \varphi)_i^* (D_\mu \varphi)_i$$

түрине ийе болады. Бұл аңлатпадағы ковариантлық тууынды

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\tau}{2} W_\mu + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu^0$$

$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^- \end{pmatrix}$ изотоплық спинорға тәсир етеди, ал $i = 1, 2$ изотоплық индекс бойынша суммалау өткериледи.

Усының менен бирге скаляр майдан φ де изотоплық спин хәм гиперзаряд сақланған халда фермионлар менен тәсирлеседи. Бундай жағдайда ұсы φ скаляр майданы изосинглет оң фермионларды шеп изобулетлик фермионларға айландырады. Фермионлардың скалярлар менен ұсындай тәсирлесиуі (оларды юкавалық деп атайды) барлық алты лептонлық хәм кварклық жупларда бар: егер нейтриноны массасы нолге тең деп есапламай, басқа бөлекшелер менен бир қатардағы бөлекшелер деп есапласақ хәр бир жупта екиден. Юкава константасын сайлап алыу үшін хеш қандай теориялық принцип жоқ. Усы жағдайда орын алған ықтыярлық жүдә жағымсыз болып көринеди.



31-сүўрет.

Скаляр бөлекшелердің $SU(2) \times U(1)$ калибровкалық тәсирлесиуі де, юкавалық тәсирлесиуі де локаллық-инвариант хәм ұсы $SU(2) \times U(1)$ симметрияның тиккелей спонтан бузылыуын бермейди. Бұл бузылыудың төринде φ майданларының арасындағы сызықлы емес тәсирлесиу жатыр. Биз оны потенциал түрінде былайынша жазамыз (31-сүўрет):

$$V(\varphi) = \lambda^2 (|\varphi|^2 - \eta^2)^2.$$

Бұл аңлатпада $|\varphi|^2 = \bar{\varphi}_i \varphi_i = \bar{\varphi}^+ \varphi^+ + \bar{\varphi}^0 \varphi^0$ - изоскаляр, λ - мәніси хәзирше белгисиз болған өлшем бирлигине ийе болмаған параметр.

η параметриниң өлшем бирлиги массаның өлшем бирлигиндей. Ферми константасы G_F тиң дурыс шамасын алыу үшін

$$\eta = 2^{-3/4} G_F^{-1/2} = 174 \text{ ГэВ}$$

шамасын сайлап алыуға тууры келеди (төменде қараңыз).

g_1 хәм g_2 калиброскалық константалары және юкава тәсирлесиулериниң константалары ($\hbar, c = 1$ системасында) өлшем бирлигине ийе емес болғанлықтан η параметри теорияның жалғыз өлшем бирлигине ийе болған константасы болып табылады. Оның мәніси арқалы барлық бөлекшелердің массалары аңлатылады.

Китаптың буннан алдыңғы бетлеринде талланған биз қарап атырған теорияның тийкарғы өзгешелиги $V(\varphi)$ шамасының алдындағы минус белгиси болып табылады. Фокустың барлығы ұсы жағдай менен байланысly. Минустың орнында плюс белгиси тұрған жағдайда теория орнықты хәм симметрияның спонтан бузылыуы орын алмаған және векторлық бозонлар менен фермионлар массаға ийе болмаған болар еди. Ал бұл

жағдайда теория бөлекшелерінің көпшилигі массаға иіе болған жақыйқый дүньяны тәрийиплемеген болар еди.

Симметрияның спонтан бузылыында лагранжианның симметрияға иіе болатуғынлығын, ал физикалық халдың симметрияға иіе болмайтутғынлығын биз билемиз. Дара жағдайда тийкарғы физикалық хал болған минималлық энергияға иіе болатуғын вакуум лагранжианның симметриясына иіе болмайды. Биз қарап атырған жағдайда минус белгисинің бар болыына байланыслы вакуум симметрияға иіе емес. Жақыйқатында да, $V(\varphi)$ аңлатпасына қарап энергияның $|\varphi| = \eta$ теңлиги орынланған жағдайда нолге айланатутғынлығын көрмеу мүмкин емес. Бул вакуумде скаляр майданның вакуумлық конденсаты деп аталатутғын тұрақлы скаляр майданның болатуғынлығын аңғартады. Бирақ, φ скаляр майданы изоспинге хәм гиперзарядқа иіе және $SU(2) \times U(1)$ группаға қарата инвариантлы емес болғанлықтан вакуумның өзи де ұсы группаға қарата инвариант емес. Симметрия спонтан бузылған болып табылады.

Басланғыш лагранжианның изотоплық симметриясын пайдаланып, биз φ майданын вакуумлық орташа шаманың тек изотоплық спинордың төменги, электрлик жақтан нейтраль болған құраушысында ғана болатуғындай етип сайлап аламыз:

$$\langle \varphi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}.$$

Бундай жағдайда конденсаттың пайда болыы электр зарядының сақланыыын бузбайды.

Енди конденсаттың қалайынша аралықлық бозонлардың массаларының пайда болыына алып келетутғынлығын көремиз. Оның ұшын жоқарыда $|D_\mu \varphi|^2$ ұшын жазылған аңлатпаға дыққат пенен қараймыз. Оған φ шамасының орнына вакуумлық орташа болған

$$\langle \varphi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}$$

шамасын қойып, биз дәрхәл W^\pm бозонларға масса беретутғын ағзаны аламыз:

$$\frac{1}{2} g_2^2 \eta^2 \bar{W} W.$$

Буннан W аралықлық векторлық бозонының

$$m_W = g_2 \eta / \sqrt{2}$$

массаға иіе екенлиги келип шығады. Z -бозонның массалық ағзасын алыу ұшын "орайлық формуланы" пайдаланыу керек ("Фотон хәм Z -бозон" деп аталатутғын параграфқа қараңыз). Нәтийжеде Z -бозонның массасын беретутғын ағза алынады:

$$\frac{1}{4} (g_1^2 + g_2^2) \eta^2 \bar{Z} Z.$$

Буннан

$$m_Z = m_W / \cos \theta_W$$

екенлиги келип шығады.

Кондансат $\langle \varphi \rangle$ электрлик жақтан нейтраль болғанлықтан, оған заряд операторы Q дың тәсири нолди береді хәм фотон массаға иіе болмайды. Солай етип, аралықлық бозонлар массаға иіе болды, себеби изоспин сақланбайды, яғный конденсат изоспинге иіе болады, ал фотон болса массасыз болып қалады, себеби конденсаттың нейтраллығына байланыслы электр заряды сақланады.

Жоқарыда орнатылған m_W менен η арасындағы байланыс ұсы η ның мәнисин анықлауға мүмкиншилик береді. Оның ұшын

$$m_W = g_2 \eta / \sqrt{2} \text{ хәм } G_F / \sqrt{2} = g_2^2 / 8 m_W^2$$

қатнастарын салыстырамыз. Олардан g_2 шамасы қатнаспайтутғын η менен G_F шамаларының арасындағы байланыс дәрхәл келип шығады:

$$\eta = (2^{3/2} G_F)^{-1/2} = 174 \text{ GeV}.$$

Биз скаляр майданлардың өзине тәсиринің потенциалын таллағанда бул қатнас

хаққында айтып едик.

Енди фермионлардың массаларының қалайынша пайда болатуғынлығын көреміз. Олардың дереги $f(\bar{\psi}_L\psi_R\varphi + \bar{\psi}_R\psi_L\bar{\varphi})$ типіндегі юкава тәсірлесіуі болады. φ скаляр майданы вакуумлық орташа η ға тең болғанда фермион $m = f\eta$ массасына ийе болады.

Лептонлар менен кварклардың массаларының спектрін пайда етіу үшін юкава константалары f тиң мәніслери жүдә киши хәм хәр қыйлы болыуы керек (10^{-1} ден 10^{-6} ге шекем). Олардың мәніслери бағынатуғын хеш бир симметрия көринип тұрған жоқ. Бул константалардың иерархиясын α бойынша ұйытқыұлар теориясының дәрежелери бойынша құрыуға тырысулар бар, бірақ олар тек тырысулар болып қалмақта ...

Хиггс бозонлары

Жоқарыда тәрийипленгениндей, симметрияның спонтан бузылыуының нәтижесінде төрт $\varphi^+, \varphi^0, \varphi^-, \tilde{\varphi}^0$ скаляр майданнан үшеуі векторлық бозонлар тәрепинен "жеп қойылады". Тек бир нейтраль болған χ скаляр майданы сақланып қалады. Ол η тұрақлы конденсаттың фонындағы толқынлардың кванты болған

$$\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix}$$

"тири" скаляр бозонларды билдиреди. φ үшін жазылған бул аңлатпаны $V(\varphi)$ потенциалы үшін жазылған аңлатпаға қойып, бул бозонлардың массасының $m_H = 2\lambda\eta$ шамасына тең екенлигин табыу қыйын емес (оларды хиггс бозонлары деп атайды). λ константасы бизге белгили болмағанлықтан биз Хиггс бозонларының массаларының мәніслерін айта алмаймыз. Теориялық таллау олардың жеңил болыуының мүмкин емес екенлигин көрсетеди: m_H шамасының минималлық мәніси 1 ГэВ ке жақын. Жоқарыда тәрийипленген ұсылдың шеклерінде олардың аса аұыр болмайтұғынлығын да билиуге болады. Бірақ 1 ТэВ шамасындағы массаны бийкарлауға болмайды.

Бизиң жоқарыда көргенимиздей, бөлекше қаншама аұыр болса, ол хиггс бозоны менен күшлирек тәсірлеседи: хиггс бозонлары басқа бөлекшелерге де массаларды береді хәм үлкен массалар болған жағдайларда олардың сол басқа бөлекшелер менен тәсірлесіуі де күшлирек. Мысалы, массасы шама менен 50 ГэВ болған $t\bar{t}$ —кварконий үшін $H\gamma$ хәм $\mu^+\mu^-$ каналлары бойынша ыдыраулардың қатнасы 1:10 ға жақын болыуы керек хәм, егер, H — бозонлар салыстырмалы жеңил болған жағдайда $H\gamma$ ыдырауын табыу қыйын болмайды. Усындай H —бозонның ыдырауында $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ лар бар болған адронлық каналлардың хәм $\tau\bar{\tau}$ аұыр лептонлық каналлардың басым болыуы керек.

W^- хәм Z -бозонлар қатнасуатын реакциялардың H —бозонларды ізлеу көз-қарасында айрықша перспективалы болыуы керек. Мысалы жеңил H -бозонды ЛЭП те

$$e^+e^- \rightarrow ZH$$

реакциясында табыуға болады. H -бозонлар $p\bar{p}$ -коллайдерлерде W^- хәм Z -бозонларының тууылыуы менен бирге тууылыуы керек (шама менен 10^{-3} итималлығы менен). H -бозон қаншама аұыр болса, оны коллайдерде туудыруу қыйын болады. Себеби бундай тәжирийбени жүзеге келтириу үшін жоқары энергия керек. Бірақ, егер аұыр H -бозон тууылған болса, онда оны жеңил H -бозонға салыстырғанда аңсат табыу мүмкин. Себеби аұыр H -бозонлардың ыдырауының өнімлери үлкен көлденең импульсларға ийе болыуы керек. Егер H -бозонның массасы 180—200 ГэВ шамасынан үлкен болса, онда ол Z^0Z^0 хәм W^+W^- бозонларының жұбына ықлас пенен ыдыраған болар еді. Бул жүдә сұлыу құбылыс болған болар еді.

Моделлер, моделлер...

Бир скаляр нейтраль хиггс бозонының пайда болуына алып келетұғын скаляр майданлардың дублети тәрепинен $SU(2) \times U(1)$ симметриясының бұзылуы электрәззи симметрияның бұзылуының көп санлы теориялық варианттарының тек биреуі ғана болады. Бир неше хиггс бозонлары, соның ишінде зарядланған бозонлар бар моделлерди ислеп шығаруға бағышланған журнал мақалалары бар.

Бир қатар моделлерде айналық симметрияның спонтан бұзылуына тырысулар орын алған. $SU(2) \times U(1)$ стандарт моделде айналық асимметрияның моделдің тийкарына қойылғанлығын еслетип өтемиз. Оны "қоллар" деп атайды. Ал, $SU(2)_L \times SU(2)_R$ симметрия басланғыш болатуғын моделлерде бақланатуғын айналық асимметрия спонтан түрде пайда болады. $SU(2)_L \times SU(2)_R$ симметрияның шеклерінде шеп те, терис те фермионлық дублеттер, калибровкалық бозонлардың еки типі - "шеп" хәм "оң" аралықтық бозонлар бар. Симметрияның спонтан бұзылуында "оң" бозонлар "шеп" бозонларға салыстырғанда үлкенірек массаны алады. Сонлықтан оң тоқлардың бир бири менен тәсирлесиуі шеп тоқлардың бир бирине тәсирлесиуіне салыстырғанда әдеуір әззи. Усындай моделлер тәрепинен болжанған оң тоқларды эксперименталлық излеулер жүдә жоқары қызығуларды пайда етеди. Бул жерде оң зарядланған тоқлардың жоқ екенлиги тексерилип көрилген тәжирийбелердің дәллігинің 1% шамасынан үлкен емес екенлигин аңғару керек (β -ыдыраудағы электронлардың бойлық поляризациясын өлшегендеги жетилген дәллік те усындай).

Көп хиггссы моделлер хақында гәп еткенде CP-инвариантлықтың бұзылуының дерегин теорияның хиггс секторына, атап айтқанда хәр қыйлы хиггс бозонларының бир бири менен тәсирлесиуін тәрийиплейтуғын лагранжианның ағзаларына "жасыру" ға тырысуларды еслетип өтпеуге болмайды. Бундай теориялық моделлер нейтронның диполлік моментинің салыстырмалы үлкен шамасын ($d_n \sim e \cdot 10^{-25}$ см) болжайды. Бул шама эксперименталлық жоқары шекке жақын. Бул моделлер $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ хәм $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ түрінде жазылатуғын CP-тақ ыдырауларды тәрийиплейтуғын өлшем бирліклерине ийе емес амплитудалардың үлкен айырмаларын да болжайды:

$$|\eta_+ - \eta_{00}| : |\eta_+| \sim 6\%.$$

(хәзирги ўақытлары тәжирийбелер бул қатнас ушын $3 \pm 4\%$ шамасын береді²⁵).

Көп санлы теоретиклер

$$V(\varphi) = \lambda^2 (|\varphi|^2 - \eta^2)^2$$

потенциалын дым жасалма деп есаплайды. Олар η^2 шамасының алдында плюс белгиси бар орнықты потенциалдан баслағанды ямаса оннан да жақсысы $\eta = 0$ теңлиги орынланатуғын жағдайды артықмаш көреді. Бундай жағдайда да орнықсызлықтың хәм симметрияның спонтан бұзылуының орын алуының мүмкин екенлиги жүдә қызықты. Бирақ, олар радиациялық дүзетиулердің - виртуаллық калибровкалық майданлар тәрепинен пайда етилген құрықлардың салдарынан жүзеге келген скаляр бозонлардың өз-ара тәсирлесиуін есапқа алғаннан кейин пайда болады. Бундай жағдайда пайда болған Коулмен-Вайнберг потенциалы деп аталатуғын эффективлік потенциал

$$|\varphi|^4 \ln(|\varphi|^2/m^2)$$

түрине ийе болады, ол $|\varphi|^4 \neq 0$ болған жағдайда минимумға ийе болады хәм, усыған сәйкес, скаляр конденсаттың пайда болуына алып келеді.

Жоқарыда талланған электрәззи симметрияның бұзылуының моделлери ушын ұлыұмалық жағдай олардағы фундаменталлық скаляр бөлекшелердің бар екенлиги болып

²⁵ Ескертиу (1986-жыл): Жаңа, әдеуір дәл болған тәжирийбелер бул қатнас ушын 2 проценттен киши болған шаманы береді. Солай етип, талланған моделди бийкарлайды ("C-, P-, T-симметриялар" параграфындағы ескертиуге қараңыз).

табылады. Усындай бөлекшелерден құтылыуға қаратылған тырысыулар да болды. Бул тырысыуларда егер моделден фундаменталлық скаляр бозонлар шығарылып тасланған жағдайда құрамлық скаляр бозонлардың пайда болатуғынлығы анықланды. Бул бозонлардың құрамлық бөлекшери жүдә киши қашықлықларда (10^{-17} см) тұтқында болып, хәзирги ўақытлары жетиў мүмкин болған энергияларда бозонлардың тәбияты әмелий жақтан көринбейди хәм олар ноқатлық бөлекшелер түринде көринеди.

Скалярлар құрамлық болған моделлер техниреңли моделлер атамасына ийе болды. Бул моделлерде жүдә көп санлы техникварклар хәм техниглюонлар деп аталатуғын бөлекшелердин бар болыуы болжанады. Олардың конфейнмениниң радиусы 10^{-17} см диң этирапында. Бундай жағдайда W- хәм Z-бозонлар квантлық технхромодинамикадағы кираллық симметрияның бузылыуының нәтийжесинде пайда болатуғын голдстон технипионларын "жеп" массаға ийе болады. Тилекке қарсы, технирең фермионлардың массаларының пайда болыуының тәбийий механизмин бермейди хәм моделдин бул бөлими жүдә жағымсыз болып көринеди.

Технирең хәққында айтқанда, фундаменталлық скалярлардың фундаменталлық векторлық ямаса спинорлық майданлардан жаман болып көринбейтуғынлығын айтқан болар едим. Көп санлы теоретиклердин фундаменталлық скалярларға болған антипатиясын мақулламайман. Егер хиггс бозонларын құрамлық қылатуғын болсақ, онда кварклардың да, лептонлардың да, аралықлық бозонлардың да хәм хәтте массаға ийе болмаған калибровкалық майданлар болған глюонлардың да, фотонлардың да құрамлық болыуы керек. Бирақ, бул пүткиллеи басқаша тема болып табылады.

Скалярлар — 1-санлы проблема

Буннан алдыңғы параграфта гәп етилген қайсы моделге қарасаң да бир нәрсени анық сезесең: скаляр майданларсыз хеш нәрсе де ислеи алмайсаң. Оның менен элементар бөлекшелер физикасының шешилмеген ең фундаменталлық проблемалары - массалар проблемасы хәм оған байланыслы болған әззи тоқлардағы кварклардың араласыу, CP-инвариантлықтың бузылыуы хәм, мүмкин, P-инвариантлықтың бузылыу проблемасы байланыслы.

Векторлық майданлар динамиканың нышаны болса, скаляр майдан инертликтің нышаны болып табылады. Егер векторлық майданлар симметрияның (локаллық) айқын көриниуи болса, скаляр майданлар оған салыстырғанда кем емес информацияларды - симметрияның қыйрауын алып жүреді. Аралықлық бозонлар ашылғаннан хәм усының менен байланыслы болған жоқарғы энергиялар физикасындағы тийкарғы калибровкалық идеялар тастыйықланғаннан кейин скаляр бозонлардың ашылыуы менен олардың қәсийетлерин үйрениуден басқа әхмийетли болған мәселе болмайды.

Физик-теоретиклер электрәззи тәсирлесиудің жұмыс ислеиуғын, ұзақ жасауға қәбилетли моделин дүзиуге тырысыудың салдарынан "Скалярландия" елине тап болды. Бирақ, бул ел өзінше жүдә қызықлы ел болып табылады. Бьёркен мынаны ұсынады: фундаменталлық лагранжиандағы барлық калибровкалық зарядларды сызып таслаңыз, бундай жағдайда сиз хәзирги ўақытлары тәбияты менен симметриялық қәсийетлери хәққында тек пал аша алыу мүмкин болған көп санлы ағзалар менен ғана қаласыз. Әдебиятта талланып атырған көп санлы моделлер физиканың жаңа бөлими болған жаңа физикалық континентиниң - фундаменталлық скалярлардың тууылыуы хәққында мағлыұмат беретуғын болажақтың белгиси болып табылады.

Теорияның раўажланыўы ҳаққында

Элементар бөлекшелер физикасының эксперименталлық ашылыўларындағы физик-теоретиклердин тутқан орны ҳаққында нелерди айтыўға болады?

Физик-теоретиклер ушын күтилмеген жағдайлар болған бир қатар ашылыўларды атап өтиўге болады. Мысалы, радиоактив ыдыраў, мюон, ерси бөлекшелер, CP-инвариантлықтың бузылыўы ҳаққында ҳеш қандай болжаўлар болған жоқ. Оның үстине "Мюонның не кереги бар?" деген сораўға елеге шекем жуўап берилген жоқ. Күтилмеген ашылыўлар физиканың тарийхында оғада уллы әҳмийетке ийе болды. Буннан кейин де олардың ағысы таўсылмайды деп есаплаўға барлық тийкарлар бар. Себеби бизиң билиў областымыз еле билмеген областқа салыстырғанда жүдә киши. Хәр бир жаңа тезлеткишти проектлегенде ҳәм қурғандағы олардан күтилетуғын ең баҳалы нәрсе - пүткиллей күтилмеген ашылыўлар болып табылады.

Басқа бир қатар илимий ашылыўларда теоретиклердин болжаўлары әҳмийетли орынды ийеледи. Мысал сыпатында шерек әсирден көп ўақыт ишинде өзиниң туўрыдан-туўры эксперименталлық тексерип көрилиўин күткен Паулидин нейтринолардың бар екенлиги ҳаққындағы гипотезасын ямаса Ли менен Янг тәрәпинен ұсынылған әззи тәсирлесийлердеги жуплықтың сақланбайтуғынлығын излеў бойынша оғада зор экспериментлердин дизимин келтирийге болады. Бул еки жағдайда да сырттан қарағанда шешилмейтуғын парадоксқа алып келетуғын экспериментлердин сериясының нәтийжелерин терең теориялық таллаў орын алды. Нейтриноның ашылыўында β -ыдыраўындағы энергияның жоғалыўы, ал жуплықта - θ -т парадоксы болып табылады (сол ўақытлары θ атамасы менен еки пионға ыдыраған (K) мезон, ал π атамасы менен үш пионға ыдыраған (K) мезон аталды). Бирақ, бул парадоксларды шешип, физик-теоретиклер эксперименталлық мағлыўматлардан тек логикалық жуўмақларды ғана шығарды. Таңлағандай басқа ҳеш нәрсе болмады деп айтыўға болады.

Теоретиклердин тутқан орны жүдә әҳмийетли болған үшінши типтеги илимий ашылыўлар да бар. Бул ашылыўлар тийкарынан теориялық физиканың өзиниң ишки раўажланыўы менен байланысly таярланады. Мысал ретинде Қуяштың майданындағы жақтылықтың тарқалыў бағытының өзгериўи, позитрон, нейтрал тоқларды көрсетиўге болады. Бул болжаўлардың басланғыш ноқатлары эксперименталлық физиканың күнделикли әҳмийетли болған машқалаларынан (хәр қыйлы дәрежеде болса да) алып тасланған. Қуяш тәрәпинен жақтылықтың аўысыўы қубылысы Эйнштейн тәрәпинен улыўмалық салыстырмалық теориясының теңлемелериниң ең улыўмалық түрдеги локаллық координаталық түрлендирийлерге қарата инвариантлығы талабынан болжанды. Позитронның бар екенлигин болжаў Дирак тәрәпинен квантлық механиканы арнаўлы салыстырмалық теориясы менен бирлестирийдин салдарынан исленди. Нейтраль тоқлардың бар екенлигин болжаў электрәззи теорияның нәтийжеси болып табылады. Бул теорияның нәтийжелерине W- ҳәм Z-бозонлардың ашылыўын да киргизиўге болады (олар усы китап баспадан шығаман дегенше ашылады деп үмит етемен). Бул нәтийжелердин қатарына хиггс бозонлары да киреди.

Әлбетте, электрәззи теорияның идеяларының айқын жүзеге келиўинде эксперименталлық ашылыўлар тийкарғы орынды ийеледи. Әсиресе, бул әззи тәсирлесийдин универсаллығына ҳәм оның айналық асимметриясына тийисли. Бирақ, бәри бир, оның раўажланыўындағы қозғалтыўшы пружина теориялық болып табылады.

Аралықлық векторлық бозонлар ҳаққындағы идея Юкава тәрәпинен 1935-жылы ұсынылды ҳәм сол ўақытлардан бери бул идеяға нешке рет қайтып келди. Бул идеяның өзине тартатуғынлығын соннан ибарат, бозонлардың фермионлар менен тәсирлесийи өлшем бирилигине ийе емес болған константа менен характерленеди ҳәм сонлықтан

перенормировкаланатуғын теория менен тәрийипленеди. Бундай теория принципінде уйытқыу теориясының жоқары тәртіптерінде есаплауларды жүргизиуге хәм бул есаплаулардың тәжирийбелерден алынған бөлекшелердің зарядлары менен массалары сыяқлы параметрлер арқалы аңлатыуға мүмкиншилик береді. Есапланғышлығы бойынша бундай теория төрт фермионлы теориядан әжайып айырмаға ийе. Бундай төрт фермионлы теорияда уйытқыулар теориясының хәр бир тәртиби жаңа және қорқынышлырақ хәм көп санлы тарқалыуларды береді. Мәнисі бойынша төрт фермионлы лагранжиан G_F бойынша уйытқыу теориясының тек биринши тәртибинде ғана ақылға мууапық келетуғын нәтийжелерди береді хәм бул нәтийжелерди неге беретуғынлығының өзи түсиниксиз.

Екинши жер жүзлик урысқа шекемги ўақытлардың өзінде массаға ийе векторлық бозонлардың төрт фермионлы тәсирлесіуіге салыстырғанда күшли болмаған, бирақ перенормировканы бузыу ушын жеткилики болған тарқалыуларды беретуғынлығы айқын болды. Бирақ, таза теориялық ашылыулар (дәслеп локаллық изотоплық симметрияның²⁶ хәм Янг-Миллс майданларының, буннан кейин Хиггс механизмінің ашылыуы) векторлық бозонлардың бул дефектинен қутылыуға хәм перенормировкаланатуғын теорияны дәретиуіге мүмкиншилик берді.

Артқа қарай қарасақ, биз теоретиклердің избе-из, қәдем бе қәдем, симметрия менен байланысly болған жаңа идеяларды пайдаланыу жолының жәрдеминде ишки қарама-қарсылыққа ийе болмаған сыртқы параметрлердің минималлық санын пайдаланыу арқалы есаплаулар жүргизиуге мүмкиншилик беретуғын және маңызлы нәтийжелерди беретуғын теорияның имаратын құрғанлығын көреміз.

Хәзирги ўақытлары белгили болған хеш бир эксперименталлық фактлер өзинің тиккелей түсиндирилиуі ушын скаляр бозонларды тиккелей талап етпейди. Теориялық-техникалық жақтан уйытқыулар теориясының жоқарғы тәртіптеріндеги қалдық тарқалыуларды жоқ қылыу ушын бул бозонлардың керек. Олардың бар екенлигине бизің исенимимиз есапланыу, теориялық сулыўлық (симметрия) хәм өз-өзине сәйкеслик идеясына тийкарланған.

Элементар бөлекшелер физикасының тарийхы ҳаққында ойласаң, онда симметрия адамның түсинбеўшилик асфальты арқалы өтип, теоретиктиң қәлеминиң қозғалысын басқарады хәм усындай жол менен экспериментаторда оны ашыуға исеним пайда етеди.

Келеси бапта биз протонның ыдырауы, магнит монополлери хәм көп санлы суперсимметриялық бөлекшелер сыяқлы бир қатар таң қаларлық қубылыслар менен қубылыслардың болжаныуына алып келген симметрия идеяларының таң қаларлық

²⁶ Эззи (хәм күшли) тәсирлесіуді тәрийиплеу ушын локаллық изотоплық симметрияны қолланыуға тырысуы 1938-жылы О.Клейн тәрәпинен исленди. Ол теңдей тийкарда нуклонлардың дублети (n, p) менен лептонлардың (v, e) дублетлерин қарады. Оның теориясының вариантларының биринде төрт калибровкалық бозон болды: фотон хәм (хәзирги заман белгилеулерінде) W^+ , W^- хәм Z^0 . Барлық калибровкалық тәсирлесіулер бир константа - электр заряды e менен тәрийипленди.

Бул теорияны дүзиуде Клейн бесинши өлшем бар деген гипотезаға тийкарланды. Бесинши координата циклық болған бес өлшемлі дүньяның модели (бул моделди Калуца-Клейн модели деп атайды) еки дүньялық урыстың аралығында көп санлы изертлеулердің объектине айланды. Усы моделдің шеклерінде Клейн электромагнит, эззи хәм гравитациялық тәсирлесіулердің бирден-бир теориясын дәретиуіге тырысты. Тилекке қарсы, Клейн ең әпиўайы болған қәдемди қоя алмады: ол W- хәм Z-бозонлардың күтилген массаларын баҳаламады. Клейннің жұмысы биротала умытылды хәм хәзирги заман калибровкалық теориялары Янг пенен Миллстың жұмысларынан басланады.

Соңғы жыллары қосымша кеңіслик өлшемлерге ийе болған теорияларға қызығыудың пайда болғанлығын аңғарыуымыз керек.

"өзинен-өзи тууылыуына" хәм раўажланыуына көп санлы мысалларды көремиз. Егер буннан былай физиканың прогресси усы болжаўлардың ҳеш болмаса айырымларының тастыйықланыуына алып келсе, онда жүдә зор болған болар еди.

VI бап. БИРЛЕСИҮДІҢ ПЕРСПЕКТИВАЛАРЫ

Қашып кететуғын константалар. $SU(5)$ группасындағы фермионлар. $SU(5)$ группасындағы калибровкалық бозонлар. Протонның ыдырауы. Магнит монополлер. Моделлер, моделлер, моделлер... Суперсимметрия. Бирлесиудің моделлери хәм үлкен партланыу. Экстраполяциялар хәм прогнозлар хаққында. Ескертиу (1983-жыл, гүз).

Қашып кететуғын константалар

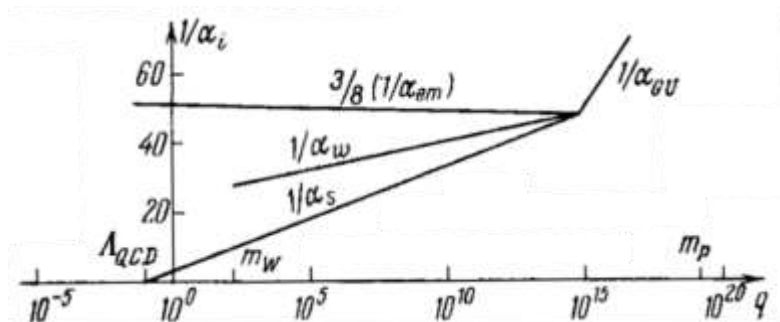
Егер бөлекшелердің массалары менен скаляр бозонларға байланысly тийисли болған "ғарғысқа ушыраған" мәселелерге қарамасақ, онда фундаменталлық күшлердің хәзирги заман картинасы жүдә сұлыу болып көринеди: күшли, әззи хәм электромагнит тәсирлесиулер $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ локаллық симметрияның, оның үш байланыс константасы болған g_3, g_2, g_1 "зарядларының" хәм он еки калибровкалаушы майданлардың (сегиз глюон, үш аралықлық бозон хәм фотон) болыуының салдарынан жүзеге келген. Жеткилики дәрежедеги киши қашықлықларда бұл күшлердің барлығы тийкарынан бир бирине ұсайды хәм $\sim g^2/r$ типіндеги потенциалға алып келеди. Күшли тәсирлесиулер үшін "киши қашықлықлар" сөзи адронлардың өлшемлеринен, яғнай 10^{-13} см ден көп киши ұзынлықты аңғартады. Бундай қашықлықларда асимптоталық еркинлик хүкимлик етеди. Электрәззи тәсирлесиу үшін Кулон нызамы W - хәм Z -бозонлардың комптонлық толқын ұзынлығынан көп киши болған, яғнай 10^{-16} см ден көп киши болған қашықлықларда күшке енеди. Бундай киши қашықлықларда бозонлардың массаларының болыуы әхмийетке ийе болмай қалады.

Шама менен 10^{-17} см қашықлықта тұрған үш заряд бир биринен қашық емес:

$$\alpha_s = \frac{g_3^2}{4\pi} \approx \frac{1}{10}, \alpha_w = \frac{g_2^2}{4\pi} \approx \frac{1}{27}, \alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{129}.$$

Соның менен бирге олар буннан былай жақынласыу тенденциясын көрсетеди.

α_{em} шамасының қашықлықтың киширейиуі менен вакуумлық экранировканың киширейиуіне байланысly макроскопиялық стандарт шамасы болған $1/137$ ге жақынласқанлығын аңғарамыз. Бизің китаптың басында атап өткенимиздей, вакуумның поляризациясы эффектинің салдарынан α_s хәм α_w шамалары киширейеди, ал α_{em} шамасы үлкейеди.



32-сүүрет.

32-сүүретте кері $1/\alpha_s, 1/\alpha_w$ хәм $3/8(1/\alpha_{em})$ константаларының берілген q импульсинен логарифмлик ғәрезлиги көрсетилген (ГэВ лерде өлшенген). $3/8$ коэффициентинің мәніси бир неше беттен кейин түсиндириледі.

Теорияға сәйкес $1/\alpha_i$ шамасының $\lg q$ шамасынан ғәрезлиги жүүық түрде сызықлы. $1/\alpha_s$ траекториясында ең үлкен қыялық орын алады. Бұл үлкен қыялық глюонлық

вакуумның поляризациясы менен байланысly. $1/\alpha_s$ шамасының қыялығының $1/\alpha_w$ шамасының қыялығына салыстырғандағы үлкен болыуы глюонлардың аралықлық бозонларға салыстырғанда көп екенлигинің салдары. Сонлықтан глюонлар үлкен антиэкранлану эффектин береді (калибровкалық майданлар қаншама көп болса, асимптоталық еркінлікке ұмтылу да соншама күшли болады). α_{em} шамасында экранировкалану эффекти күшли хәм сонлықтан $1/\alpha_{em}$ шамасы q дың өсиуі менен киширейеді.

Сүүретте көринип тұрғанындай,

$$q_{GU} \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ ГэВ}$$

теңлиги орын алған жағдайда кері $1/\alpha_i$ константасы

$$1/\alpha_{GU} \approx 40$$

шамасына тең бір мәниске ұмтылады.

GU индекси инглиз тилиндегі *grand unification* сөзін аңғартады хәм үш фундаменталлық тәсирлесіудің ұллы бирлесіуін аңғартады.

Тек $q = q_{GU}$ теңлиги орынланғанда ғана емес, ал $q \gg q_{GU}$ болған жағдайларда да электромагнит, әззи хәм күшли тәсирлесіулердің бир биринен айырмасы болмайды хәм α_{GU} калибровкалық тәсирлесіу константасының бирден бир константасы бар симметрияның бирден-бир әпиуайы локаллық симметриясы менен тәрийипленеді деп болжау тәбийй (32-сүүретке қараңыз).

Подгруппа сыпатында $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ көбеймесіне ийе болған минималлық рангке ийе болған группа $SU(5)$ группасы болып табылады. Бұл группа ұллы бирлесіудің симметриясы сыпатында 1974-жылы Джорджи хәм Глэшоу тәрепинен ұсынылды.

$SU(3)$ группасындағы фермионлар

Дәслеп әпиуайылық ұшын тек бир әуладты қарап фермионлар ұшын $SU(5)$ группасын тәрийиплеуден баслаймыз. $SU(5)$ группасының фундаменталлық көринісі бойынша массаға ийе болмаған бес шеп бөлекшеге ийе болған бес өлшемлі спинор түрленеді: бир биринен өзінің реңлері бойынша айрылатуғын үш антикварк ($\tilde{d}_{1L}, \tilde{d}_{2L}, \tilde{d}_{3L}$), электрон e_L және нейтрино ν_L [шеп бөлекшениң теріс спираллыққа ийе, оның спинінің импульсқа қарама-қарсы екенлигін еске түсіремиз, $\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$]. Бұннан кейінгі таллауларда биз тийкарынан шеп бөлекшелер менен ис алып барамыз хәм сонлықтан гейпара жағдайларда L индексин жазбаймыз.

e_L және ν_L майданлары $SU(2)$ группа бойынша дублетті пайда етеді хәм реңлі синглетлер болып табылады; $\tilde{d}_{1L}, \tilde{d}_{2L}, \tilde{d}_{3L}$ лар $SU(3)$ группасы бойынша (анти)- триплетті пайда етеді хәм әззи изоспин бойынша синглетлер болып табылады.

Лептонлар менен кваркларды бир $SU(5)$ -мультиплетке бирлестіріу d -кварктың зарядының неликтен электронның $\frac{1}{3}$ зарядына ийе екенлигін түсіндіреді. Мәселе соннан ибарат, барлық тәсирлесіулердің $SU(5)$ группасы менен тәрийипленіуін талап етіу менен бирге биз Q зарядын группаның генераторларының санына киргиздік (дәлірегі Q электр зарядына пропорционал болған Q' шамасын). Бұл өз гезегінде $SU(5)$ мультиплетіне киретуғын бөлекшелердің зарядларының қосындысына ұсы қосындының нолге тең болуы талабын қояды (Бұндай болмаған жағдайда бөлекшелердің хәр биринің зарядында $SU(5)$ -инвариант группа болған болар еді хәм, ұсыған сәйкес, заряд $SU(5)$ группасының генераторы болып табылмаған болар еді. Бұны $SU(2)$ группасы болған жағдайдағы хәм изоспинордың гиперзаряды $\nu_L e_L$ нолге тең болмаған жағдайдағы $Q = T_3 + Y/2$ формуласы менен салыстырыңыз). Бұннан

$$3Q_{\tilde{d}} + Q_e + Q_\nu = 0$$

екенлигі келип шығады. $Q_\nu = 0$ хәм $Q_{\tilde{d}} = -Q_d$ теңліклерінің орынланатуғынлығын

есепқа алсақ, онда

$$Q_d = \frac{1}{3}Q_e$$

теңлигине ийе боламыз.

Енди биринши әуладқа киретуғын басқа фермионларды қараймыз. Электрәззи тәсирлесіуіге қатнаспайтуғын шеп антинеитрино SU(5)-синглет болып табылады. Қалған 10 фермион, $3d_L$, $3u_L$, $3\bar{u}_L$, e_L^+ SU(5)-декуплетти пайда етеди.

Дәл ұсындай болып еки басқа әуладлардың бөлекшелери SU(5)-мультиплетлери бойынша тарқалған (Усыған байланысly SU(5)-мультиплетлердеги жоқары кварклардың, әлбетте, бурылған болатуғынлығын аңғарамыз).

SU(5) группасындағы калибровкалық бозонлар

SU(2) группасында 3 калибровкалық бозон, SU(3) группасында — 8, ал SU(5) группасында 24 калибровкалық бозон бар²⁷. Бұл 24 бозонның ишиндеги он екиси бизге жақсы таныс (глюонлар, аралықлық бозонлар хәм фотон), ал басқа 12 бозон жаңа бозонлар болып табылады.

Ески бозонлардың өз-ара тәсирлесіулерин салыстырып, биз жоқарыда үәде берилген $\frac{3}{8}$ көбейтіушисине түсиник беремиз. Бұл көбейтіушисиз α_{em} ниң α_s хәм α_w лер менен ұшырасыу орнына жете алмаған болар еди (32-сүүретке қараңыз). Глюонлардың фермионлар менен тәсирлесіуиниң $g_3\lambda/2$ ге, ал W-бозонлардың фермионлар менен тәсирлесіуиниң $g_2\tau/2$ ге пропорционал екенлигин еске саламыз. Бұл аңлатпада λ арқалы Гелл-Манның 8 матрицасы, ал τ арқалы Паулидиң 3 матрицасы белгиленген. λ және τ матрицаларының нормировкалары бирдей болғанлықтан, g_2 хәм g_3 константалары бирдей болып нормировкаланады (мәниси бойынша $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ матрицалары τ_1, τ_2, τ_3 матрицалары менен бирдей). Ал фотонларға келсек, онда олардың тәсирлесіулері eQ ға пропорционал.

Зарядтың операторы болған Q операторы SU(5) группасының генераторы болып табылмайды. $Q' = cQ$ шамасы генератор болып табылады, бұл теңликте c коэффициенті Q' менен, айтайық, изоспин операторы $\tau/2$ ниң бирдей болып нормировкаланыуы талабы бойынша анықланады. Нормировканы бес құраушыға ийе $\tilde{d}_{1L}, \tilde{d}_{2L}, \tilde{d}_{3L}, e_L$ хәм ν_L спинорының мысалында ислеген қолайлы. Бөлекшелердиң изоспинлериниң проекцияларының квадратларының суммасы $\sum T_3^2$ мынаған тең:

$$\frac{1}{4} + \frac{1}{4} = \frac{1}{2}$$

(\tilde{d}_{1L} -кваркларының изоспини нолге тең, нейтрино ұшын $T_3 = +\frac{1}{2}$, ал электрон ұшын $T_3 = -\frac{1}{2}$). Демек нормировкаланған зарядларының квадратларының суммасы болған Q'^2 шамасының мәниси $\frac{1}{2}$ ге тең болыуы керек. Бирақ

$$\sum Q'^2 = c^2 \sum Q^2 = c^2 [3 (\frac{1}{3})^2 + 1 + 0] = (4/3)c^2$$

теңлиги орынлы болады. Демек $c^2 = \frac{3}{8}$ екен. Фотонның өз-ара тәсирлесіуін $e'Q' = eQ$ түрінде жазып, биз $e' = \sqrt{8/3}e$ теңлигиниң орынланатуғынлығын көремиз. α_s хәм α_w шамалары менен $\alpha_{em} = e^2/4\pi$ шамасын емес, ал $\alpha'_{em} = \frac{e'^2}{4\pi} = (8/3)\alpha_{em}$ шамасын салыстырыу керек (32-сүүретте сондай салыстырыу орынланған).

Бес құраушыға ийе спинорды қараймыз. Кварклар глюонларды шығарып хәм жутып бир бирине өтеди. Электрон менен нейтрино W-бозонларды шығарып хәм жутып бир бирине өтеди. Ал жаңа 12 калибровкалық майданларды шығарыу менен жутыуға қандай өтиулер байланысқан? Бұл сораудың жууабы айқын: олардың алтауын \tilde{d} -кварклар менен

²⁷ Сиз SU(n) группасында $2n-1$ калибровкалық бозон болады деп дурыс болжадыңыз.

электронлардың арасындағы өтиўлерди жүзеге келтиреді. Олардың зарядлары $\pm 4/3$ ке тең. Бұл X-бозонлар деп аталатуғын бозонлар болып табылады. Қалған алтаўы Y-бозонлар деп аталатуғын бозонлар \tilde{d} -кварклар менен нейтринолардың арасындағы өтиўлерде жүзеге келтиреді. Олардың зарядлары $\pm 1/3$ ге тең.

X- пенен Y-бозонлардың массаларының шамасы тәртіби ұллы бирлесіў энергиясы менен барабар болыўы керек: $m_X \approx m_Y \approx 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ. $q \gg m_X, m_Y$ импульслеринде SU(5)-симметрияның орын алыўы керек. $q < m_X$ импульслеринде SU(5)-симметрия бұзылған. Усы SU(5)-симметрияның бұзылыўы спонтан түрде әмелге асады хәм массалары m_X пенен m_Y шамаларына жақын болған аўыр хиггс майданларының тәсиринде жүзеге келеді деп болжайды.

Протонның ыдыраўы

Егер X- хәм Y-бозонларды менен тек бес d, e, ν фермионлар тәсир етисетуғын болса, онда ұсы бозонлар кваркларды лептонларға өткеретуғын болса да барионлық заряд сақланған болар еди. Ситуация W-бозонлар ушын орын алатуғын ситуацияға ұсайды. Бундай бозонлар электрон↔нейтрино өтиўлерин береді, бирақ, әлбетте, электр зарядының сақланбаўын пайда етпейді. Виртуаллық W-бозон бөлекшеден шыққан ўақытта оның зарядын алып кетеді хәм жутылғанда зарядты сол бозонды жутқан бөлекшеге береді.

X- хәм Y-бозонлар бар болған жағдайлардағы барионлық зарядтың сақланбаўы бұл бозонлардың хәр қыйлы болған еки тоқ пенен тәсирлесетуғын бозон-жарастырыўшылар (қосымша жұмыс ислеўшилер) екенлиги менен байланысly. Бундай жарастырыў (қосымша жұмыс) элементар тоқлардың бозонлардың санына салыстырғанда әдеўир көп болыўынан келип шығады. Хәқыйқатында да, калибровкалық бозонлардың толық саны 24, ал бир әўладқа кириўши 15 фермион арасында (гипотезалық стериллик нейтриноны биз қоспаймыз) 125 тоқлық өтиўлер орын алады. Нәтийжеде қосымша жұмысты атқарыўшы сыпатында X-бозонлар u-кваркты \tilde{u} -кваркқа, ал Y бозонлар болса u-кваркты \tilde{d} -кваркқа өткереди. Солай етип бир бозонның өзи антилептон-антикварк жұбына да,

$$\begin{aligned}uu &\leftarrow X \rightarrow e^+ \tilde{d}, \\ud &\leftarrow Y \rightarrow \tilde{\nu}_e \tilde{d}\end{aligned}$$

жұбына да өте алады. Шеп тәрепке карай бағытланған стрелкалардың бағытын өзгертип хәм \tilde{d} ны оң бөлимнен шеп бөлимге алып өтип (бундай жағдайда \tilde{d} дың туўылыўы d ның жоқ етилиўи менен алмастырылады), биз

$$\begin{aligned}uud &\rightarrow e^+, \\udd &\rightarrow \tilde{\nu}_e\end{aligned}$$

өтиўлерин аламыз. Енди uud комбинациясының протон, ал udd комбинациясының нейтрон екенлигин еске түсиремиз. Демек бир нуклонлардың ыдыраў процесслерин алдық. Әлбетте, энергия менен импульстиң сақланыў нызамы орын алғанлықтан жалғыз лептонның ушып шыға алмайды хәм гәп

$$p \rightarrow e^+ \pi^0, n \rightarrow \tilde{\nu}_e \pi^0, n \rightarrow e^+ \pi^-, p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$$

типіндеги процесслер хәққында айтылып атыр.

Протонның ыдыраўының матрицалық элементиниң мәниси $\alpha_{GU} m_x^{-2}$ шамасында, ал ыдыраўдың итималлығы $\alpha_{GU}^2 m_x^{-4} m_p^5$ шамасында болыўы керек. Бұл жерде $\alpha_{GU} \approx 1/40$ ұллы бирлесіў константасы, X-бозонның массасы $m_X = 10^{14} - 10^{16}$ ГэВ, протонның массасы m_p . Бұл m_p мәселениң жүўабына киреди, себеби ыдыраўдағы энергияның бөлинип шығыўы шама менен ұсы m_p ға тең. m_p ниң бесинши дәрежесиниң киретуғынлығы өлшемлердиң көз-қарасы бойынша түсиникли. Себеби $\hbar, c = 1$ бирликлеринде ўақыт

бирлигиндегі ыдыраудың итималлығының бірлиги массаның бірлигине тең (әззи ыдыраулар үшін $G_F^2 \Delta^5$ ти еске түсириңіз).

Егер жоқарыда келтирилген бақалаушы формулаға $m_X : m_p = 10^{-14}$ мәнісін қойсақ хәм әдеттегі бірліклерге өтсек, онда протонның жасау ұақыты үшін $\tau_p = 3 \cdot 10^{27}$ жыл мәнісін алған болар едик. $m_X : m_p$ қатнасын бир тәртипке үлкейтип биз $3 \cdot 10^{31}$ жыл шамасын алған болар едик. Дәл есаплаулар протонның жасау ұақыты үшін ұсы интервалдың ишинде жататуғын мәністи береді. Тәбиятта минималлық SU(5) симметриясы деп аталатуғын, яғнай хиггс майданларының минимал жыйнағы на сәйкес келетуғын симметрия бар деп болжайтуғын бұл есаплаулардағы тийкарғы анықсызлық 32-сүүретте $1/\alpha_s$ траекториясы өтетуғын абсцисса көшериндегі ноқатты анықлайтуғын Λ_{QCD} шамасын сайлап алыу менен байланысly.

Сүүретте m_X шамасының Λ_{QCD} шамасына пропорционал, соған сәйкес τ_p шамасының Λ_{QCD}^4 шамасына пропорционал екенлиги көринип тұр. 10^{28} жыл шамасы $\Lambda_{QCD} \approx 100$ МэВ шамасына сәйкес келеді. Λ_{QCD} шамасын "қыймылдатқанда", әлбетте тек m_X шамасы ғана емес, ал α_{GU} хәм $\alpha_W(m_W^2)$ шамасы да өзгереді ("қыймылдайды"). Бұл жағдай SU(5) теориясы тәрепинен болжанатуғын $\sin^2 \theta_W$ шамасының да қыймылдайтуғынлығын аңғартады. $\sin^2 \theta_W$ шамасын теориялық жақтан болжау 0,22 шамасының қасында тәжирийбе менен жақсы сәйкес келген қалда группаланады.

32-сүүрет өзиниң абсцисса көшери бойынша логарифмлик шкаласы менен ұллы бирлесіу моделинде бар болған энергия бойынша экстраполяцияның жүдә үлкен болған масштабын жасырады (14 тәртипке). Нейтринолардың адронлар менен тәсирлесіуін хәм адронлардың тезлеткишлердегі e^+e^- -аннигиляциясы үйренип тәртиби 10^{-28} см болған қашықтықлардағы қубылыстардың физикасы қаққындағы жуу мақларды ислеудің мүмкин екенлиги қақыйқатында да таң қаларлық.

10^{30} жыл ишиндегі интервалдың Әлемнің жасынан шама менен 20 тәртипке үлкен екенлигине қарамастан еки себепке байланысly протонның ұсындай ұзақ ұақыт жасау ұақытын өлшеуді еки себепке байланысly әмелге асырыуға болады. Бириншиден, квантлық-механикалық ызамлар бойынша жүдә киши t/τ_p итималлыққа ийе хәтте бир нуклонның ыдырауын қәлеген қысқа l ұақытының ишинде көріуіге болады. Екиншиден, бизиң әтирапымыздағы нуклонлардың саны жүдә көп (қәлеген заттың бир граммында $6 \cdot 10^{23}$ нуклон). Сонлықтан, егер 16 тонна сүү алып (бұл 10^{31} дана нуклон), оны 1 жылдың дауамында биз алған үлгиде 10 дана протон менен нейтронның ыдырауын көрген болар едик.

Бундай "ойдағы эксперименттегі" тийкарғы машқала космослық нурлар пайда еткен фон менен байланысly. Жердің бетиниң хәр бир 1 см^2 бетине бир секундтың ишинде жоқары энергияға ийе болған бир бөлекше келип түседі. Бұл фонды кемейтүү үшін үлгини жердің астына тереңде жайластыруу керек. Бұл зарядланған бөлекшелердің ағысын кескин кемейтеді хәм енді тийкарғы фон жоқ қылыу мүмкин болмаған нейтринолардың ағысы менен байланысly болады. Нейтринолар беретуғын фон жүдә киши, себеби олар нейтринолар затлар менен жүдә әззи тәсирлеседі. Бирақ биз бақлайын деп атырған эффект оннан да киши. Протонның ыдырауын исенимли түрде айырып алыу үшін ондағы энергия менен импульстиң сақланыуы менен жүзеге келетуғын баланстың қалайынша көринетуғынлығын тексерип көріу керек болады.

Хәзирги ұақытлары протонлардың ыдырауын излеу ямаса ұсындай тәжирийбелерді өткеріуіге таярлық көріу жұмыстары жигирмалаған жер асты лабораторияларында өткерилип атыр. Хәзирги ұақытлары протонның жасау ұақытының 10^{30} жылдан үлкен екенлиги исенимли түрде анықланды.

Экспериментаторлардың протонлардың ыдырауына "талабан" сыпатында қабыл етиу

мүмкін болған жағдайлары үлкен қызығуы пайда етті. Индиядағы терең шахтада ислеп атырған изертлеушілер бұндай бір неше жағдайлар қақында Монбланның²⁸ астындағы тоннелде ислеп атырған физиклердің группасы хабар берди. Егер бұл хабарлар қақыйқатында да протонның ыдырауына жүәп беретұғын болса, онда оның жасау ұақты шама менен $5 \cdot 10^{30}$ жыл болған болар еди. Бұндай жасау ұақты алынған жағдайда протонның стабилли емес екенлиги мәселеси жердің астындағы көп килотонналық детекторлар иске түскен ұақытта толық шешилген болар еди.

Егер протонның жасау ұақты $10^{30}—10^{32}$ жыл шамасындағы интервалға тең болып шықса, онда биз өзимизди бахытлы деп есаплаған болар едик²⁹. Себеби, егер $\tau_p > 10^{36}$ жыл болған жағдайда хәзирги ұақытлары құрылып атырған дүзиліслердің хеш қайсысы да ыдырауды регистрациялай алмаған болар еди. Көп санлы қәнигелер $\tau_p = 10^{36}$ жыл болғанда ыдыраудың жүдә сийрек жүзеге келетуғынлығы себепли оны бақлауды әмелий жақтан пүткиллей мүмкін болмайды деп есаплайды. Қалай деген менен, бұндай жағдайлар ұшын оғада үлкен детекторлар керек болады.

Ұллы бирлесиу массасы $m_X = 10^{14}—10^{16}$ ГэВ физиклер тезлеткишлерде ис алып баратуғын массалар менен энергияларға салыстырғанда Планк массасы болған $m_P = 10^{19}$ ГэВ шамасына әдеуір жақын. Егер ұллы бирлесиу қақыйқатында да бар болса, онда m_P менен m_X шамаларының арасында байланыстың бар болуы сөзсиз. Протонның ыдырауының ашылуы әсирдің ашылуы болып есапланған болар еди. Ұсы ашылуы камертонға ұсап элементар бөлекшелер физикасының барлық жийилигин дүзеткен хәм оның көп жыллар дауамындағы рауажланыуын анықлаған болар еди.

Магнит монополлери

Анықламасы бойынша магнит монополи магнит заряды хәм кернеулиги $1/r^2$ нызамы бойынша кемейетуғын сфералық симметрияға ийе магнит майданының дереги болып табылады. Тәжирийбелерде магнит монополлери еле табылған жоқ.

Компактлы ярым әпиұайы хәм әпиұайы калибровкалық группаларға [бұған SU(5) группасы да киреди] тийкарланған ұллы бирлесиу моделлери шешимлери сыпатында магнит монополлерине ийе. Бұл монополлер жүдә аұыр: олардың массалары m_X/α_{GU} , яғный 10^{16} ГэВ шамасында. Бұндай монополлердің тәбияты қалған элементар бөлекшелердің тәбиятына пүткиллей ұсамайды. Шешимлер абеллик емес скаляр хәм калибровкалық майданлардың құрылған әхмийети жоқ кеңисликлик-созылған конструкцияны береди.

Абеллик емес калибровкаланған теориялардағы монополлик шешимлерди 1974-жылы биринши рет 'т Хоофт пенен Поляковлар құрды. Олар скаляр хиггс майданларының φ^a ($a = 1, 2, 3$) триплетине ийе SU(2) группасы хәм калибровкалық майданлардың A_μ^a ($\mu = 0, m, m = 1, 2, 3$) триплети менен мынадай шешимди тапты:

$$\varphi^a = c \delta_{an} \frac{x_n}{r} H(r),$$

²⁸ Европада, Альп тауларының астында (Аўдарыушы).

²⁹ Ескертиу (1983-1986 жыллар). 1570 м суу эквивалентиндеги тереңликте массасы 8000 тонна болған суўдағы черенков детекторында ислейтуғын Ирвайн-Мичиган-Брукхейвен коллаборациясы төменги шекти анықлады:

$$\tau_p/B(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 2,5 \cdot 10^{32} \text{ жыл.}$$

Бұл аңлатпада τ_p арқалы протонның жасау ұақты, ал $B(p \rightarrow e^+ \pi^0)$ арқалы $p \rightarrow e^+ \pi^0$ ыдырау каналының салыстырмалы парциаллық кеңлиги белгиленген. Бұл нәтийже бөлекшелердің минималлық жыйнағы болған SU(5) моделди бийкарлайды, бирақ ұллы бирлесиудың құрамалырақ болған вариантларын бийкарламайды.

$$A_\mu^a = \varepsilon_{man} \frac{x_n}{2er^2} F(r),$$

$$A_0^a = 0$$

шешимлерин алды. Бұл аңлатпаларда e - калибровкалық заряд; $a = 1, 2, 3$ - изотоплық кеңістіктегі координаталардың индекслери; $m, n = 1, 2, 3$ - әдеттегі үш өлшемлі кеңістіктегі x координаталарының индекслери ($r^2 = x^2$); c - массаның бирлигине ийе болған коэффициент; $H(r)$ менен $F(r)$ функциялары $r = 0$ болғанда нөлге тең, $r \gg 1/c$ теңсізлігі орынланғанда, яғный монополдің өзегінің сыртында 1 ге тез ұмтылатуғын өлшем бирлигине ийе емес функциялар болып табылады.

$$a = m \text{ болған жағдайда } \delta_{am} = 1,$$

$$a \neq m \text{ болған жағдайда } \delta_{am} = 0,$$

$$\varepsilon_{123} = \varepsilon_{231} = \varepsilon_{312} = +1,$$

$$\varepsilon_{132} = \varepsilon_{321} = \varepsilon_{213} = -1$$

хәм индекслердің екеуі бірдей болса, онда $\varepsilon_{amn} = 0$. Суммалау қайталанатуғын индекслер бойынша жүргизиледи.

Бұндай шешім зор өзгешелікке ийе. Жағдай соннан ибарат, изотоплық кеңістіктегі хиггслик хәм калибровкалық майданлардың изотоплық спинлерінің бағытлары әдеттегі кеңістіктің нокатларының функциялары болып табылады. Бұндай жағдайда әдеттегі кеңістіктегі радиус вектор қалай бағытланған болса, изотоплық кеңістіктегі хиггс майданының изотоплық векторының бағыты да солай бағытланған, ал калибровкалық майданның изотоплық векторы оған ортогонал.

Бұндай шешімді Поляков "кирпи тикен" деп атады. Теорияның локаллық изотоплық инвариантлығын пайдаланып, кирпи тикенді "тарақ пенен тарауға" тырысыуға болады. Усындай тараудың нәтижесінде хиггстың классикалық майданының (конденсаттың) изотоплық векторларын барлық кеңістікте бір бағытта, мысалы үшінші көшердің бағытында, бағытлауға болады. Бұндай жағдайда электр зарядының стандарт анықтамасы бойынша хиггс конденсаты айқын түрде электрлік жақтан нейтраль болады. Ол зарядланған векторлық майданларға массаларды береді хәм векторлық майдан болған фотонды массасыз қалдырады. Электрәззи теориядағы жағдайдан басқа, ұсындай хиггс конденсаты координаталар басының этирапындағы киши областта ($r \leq 1/c$) жоғалады. Сонлықтан, ұсындай киши қашықтықларда векторлық майданлардың үшеуі де массаларға ийе емес. Бұл жағдай монополдің ишінде SU(2)-симметрияның бузылмағанылығын аңғартады.

Кирпи тикенді толық үзлексіз түрлендіріудің жәрдемінде тараудың сәтіннің түспейтуғынлығын аңсат көріуге болады (33-сұйрет). Сұйретте орайдан түслик полюстың бағытындағы ярым көшердің бойындағы өзгешелік көриніп тұр. Бұл өзгешеліктің дирак сабағына - шексіз жиңишке болған бақланбайтуғын соленоидқа жууап беретуғынлығын көрсетіуге болады. Бұл соленоид монополдің ишіндегі магнит майданының ағысына сәйкес келеді. Монополден шыққаннан кейін бұл ағыс барлық кеңістікке тарқалады. Бұндай жағдайда магнит майданының

$$\mathbf{H} = \mu \mathbf{x} / r^3$$

түрине ийе болатуғынлығын көрсетіуге болады. Бұл аңлатпада $\mu = 1/e$ магнит заряды. Егер бұндай SU(2)-теориядағы минималлық электр зарядын гипернейтраль изотоплық дублетті пайда ететуғын заряды $+e/2$ хәм $-e/2$ шамаларына тең болған бөлекшелердің пайда ететуғынлығы есапқа алатуғын болсақ, онда 'т Хоофт — Поляков монополи Дирактың белгили шәртин қанаатландырады: $\mu = 1/(2e_{\min})$. Ал SU(2) монополдің массасына келсек, онда оның шамасының тәртібинің m_V/α шамасына барабар болатуғынлығын көріуге болады, m_V - зарядланған векторлық бөлекшелердің массасы.

Монополди қандай калибровкада жазыудан ғәрезсіз, оннан хәтте шексіз

қашықтықтағы вакуум әдеттегі вакуумға сәйкес келмейтуғын "бузылған" вакуумға айналады. "Таралмаған" кирпич тикеннен ол өзінің "тарамлағынлығын" менен, ал "таралған" лығы менен - шексізлікке дирак сабағы менен кететуғынлығы менен айрылады. Магнит монополлерінің әдеттегі бөлекшелерден принципіаллық өзгешелігінің принципіаллық өзгешелігі ұсыннан ибарат. Жалғыз монополди пайда етіуі үшін пүткил Әлемди қайтадан іслеуі керек.

Егер монополь + антимоніполь жұбы бар болса, онда дирак сабағы оларды байланыстырады хәм шексізліктегі вакуум әдеттегідей вакуум болып қалады. Бірақ, бундай жұп көп жасай алмайды, олар бір бири менен тартысуыдың салдарынан жақынласады, нәтижеде монополь менен антимоніполь ең ақырында аннигиляцияланады.

Электр-әззи теорияда группаның әпіуайы ямаса ярым әпіуайы болғанлығы себепли массасы m_W/α шамасында болған абеллик емес монополлер пайда болмайды: ол (группа) абеллик инвариант подгруппаға ийе болады. Бірақ абеллик емес монополлер ұллы бирлесіуі моделлерінде, мысалы SU(5)-моделінде болжанады. Бундай гранд-монополлердің массаларының тәртібінің m_W/α_{GU} шамасындай хәм шама менен 10^{16} ГэВ болуы керек. Гранд-монополлердің ишінде реңсізлерінің де (яғный таза электромагнитлик), магнитлик хәм хромомангнитлик зарядларға ийе реңдилерінің де болуы мүмкін.

Гранд-монополлердің массалары жүдә үлкен болғанлықтан, оларды тезлеткішлердің жәрдемінде пайда етіуі мүмкін емес. Үлкен партланыудан қалған (?) реликтлик монополлерге "аңға шығуыдан" басқа хеш нәрсе қалмайды. Бірақ, оларды қалай ізлеуі керек?

Магнит зарядының шамасы үлкен болғанлықтан, релятивистлик монополлердің затларды күшли ионластыруы керек. Усындай "жүуан" ионластыратуғын треклерди сәтсіз ізлеулер тез қозғалатуғын монополлердің жоқарғы шегі үшін

$$(10^{-3}-10^{-4}) m^2 \cdot \text{ster}^{-1} \cdot \text{sutka}^{-1}$$

шамасын береді.

Әсте қозғалатуғын монополлер ($v/c < 10^{-4}$) атомларды ионластырмайды хәм сонлықтан ионизациялық изи бойынша оларды табыудың мүмкіншилиги жоқ. Бірақ, оларды аса өткізгіштен соғылған катушкадағы тоқтың секириуі бойынша детекторлауға болады. Стэнфорд университетінде жақында усандай катушканы пайдалануы менен өткерілген эксперимент жоқарғы шекти берді

$$0,6 m^2 \cdot \text{ster}^{-1} \cdot \text{sutka}^{-1}$$

хәм монополдің катушка арқалы өткеніне усайтуғын бир ўақыяны берді.

Соңғы ўақытлары (бул қатарлар 1982-жыл гүздің күнлери жазылды) Рубаков тәрөпинен усынылған ойлар тепериш түрде талланбақта. Рубаковтың ойы бойынша

$$p + \text{monopol} \rightarrow e^+ + \text{monopol} \rightarrow \text{mezon h\ddot{a}m (yamas)} \text{ leptonlard\ddot{ı}n j\ddot{u}bi}$$

процесслери әдеттегідей адронлық серпимли емес процесслердің кесе-кесиміндей кесімге ийе бола алады. Протонның усандай индукцияланған ыдырауында монополь катализатордың орнын ийелейди: ол сақланады хәм, принципінде, избе-из протонлардың шекленбеген санын қыйратқан болар еди. Егер индукцияланған ыдыраудың кесими үлкен болса, онда протонның ыдырауын ізлеу үшін арналған детекторда монополдің өтиуі протонлық ыдыраулардың дизбегин пайда еткен болар еди (әмелий жақтан ўақыт бойынша сәйкес келетуғын). Бул жүдә қызық қубылыс болған болар еди.

Тоқтап қалған монополлар тәрөпинен протонлық ыдыраудың катализин энергияны іслеп шығуы үшін усыныслар да пайда болды. Оптимистлердің тастыйықлауы бойынша, бул жағдайда адамзат энергия кризиси қәуіпинен барлық ўақытта қутылған болар еди.

Бүгін ХХІ әсирдің электростанциялары магнит монополлерінің "шымшыуы" менен

индукцияланған протонның ыдырауында бөлиніп шыққан энергияда ислейди деген перспективаны әқмийет беріп таллау қыйын³⁰. Индукцияланған ыдыраудың кесе-кесимін бағалауда еле көп айқын емес жағдайлар бар. Әлемде монополлердің бар ямаса жоқ екенлігі де айқын емес. Ақыр-аяғында, протонның "әдеттегі" спонтан ыдырауы ашылмағанша ұллы бірлесіу идеясы менен барионлардың сақланбауы да батыл түрде ұсынылған теориялық гипотеза болып қала береді. Хәтте скептиктің өзі де монополлерді пайдаланыу бойынша "ойда өткерілген экспериментті" жүдә қызықлы деп есаплай алмайды. Ол тек ең абстракт теориялық құрылдардың бір әжайып күнде ұллы техникалық революцияға алып келіуінің мүмкіншилигінің инсценировкасы ғана болып табылады.

Моделлер, моделлер, моделлер ...

SU(5) группасы ең киші рангке ийе болғанлықтан (4 ке тең) әдебиетте ұллы бірлесіу моделлерін құрыу үшін қолланылатуғын группалардан келтіріп шығарылған. Бұл группаның артықмашлығы оның болжауларының салыстырмалы қатаң екенлігі менен байланысly. Оның кемшиликлерінің қатарына хәр қыйлы әуладларға киретуғын фермионлардың бір бири менен бірлеспегенлігі хәм хәтте бір әуладтың формиионларының группаның бирден бир келтіріп шығарылмайтуғын көринисі менен тәрийипленбейтуғынлығында. Бұл соңғы кемшилик ранги 5 болған хәм өзіннің ишине SU(5) группасын өзіннің SO(10) \supset SU(5) подгруппасы түрінде алатуғын SO(10) группасында жоқ. SO(10) группасының спинорлық мультиплети 16 құраушыға ийе бир әуладтың барлық шеп спинорларын бирлестиреді. Оның ишине шеп антинеитрино да киреді:

$$16_{SO} = (1 + \bar{5} + 10)_{SU(5)}.$$

SO(10) группасы SU(5) группасы тәрепинен қадаған етилген базы бир құбылыслардың бар болуына рұқсат береді. Мысалы, SU(5) группаның шеклерінде B барионлық квант санының сақланбауы L лептонлық квант санының сақланбайтуғынлығы менен бекем байланысқан. Сонлықтан B-L сақланады (мысалы, $p \rightarrow e^+ \pi^0$ ыдырауында). SO(10) группасында хиггс майданларының жеткиликлі дәрежедегі бай жыйнағында $\Delta(B - L) = 0$ сақлануы нызамы бузыла алады. Тәжірийбеде бұл жағдайдың вакуумдегі нейтрон-антинеитронлық осцилляциялар бар болғанда көриніуі мүмкін.

Барионлық санның сақланбауы көз-қарасында нейтронның антинеитронға айланыуы еки нейтронның мезонларға ямаса фотонларға айланыуына эквивалент. Еки жағдайда да $|\Delta B| = 2$. $|\Delta B| = 2$ теңлігі орынланғандағы ядролардың ыдырауына салыстырғанда $n \leftrightarrow \bar{n}$ осцилляциялары қызығырақ болып көринеді. Мәселе соннан ибарат, ядродағы еки нуклонның ыдырауының итималлығын $|\Delta B| = 2$ теңлігине ийе матрицалық элементтің квадратына пропорционал, ал вакуумлық өтиу болса ұсы теңлікке ийе матрицалық элементтің бирінші дәрежесіне пропорционал. Ыдыраудағы энергияның бөлініп шығуы $2m$ ге тең болғанлықтан, өлшем бирліктері көз-қараслары тийкарында

$$\frac{1}{\tau_{\text{ыдыраудың}}} \approx \left(\frac{1}{\tau_{\text{осцилляция}}} \right)^2 \frac{1}{m}$$

теңлігі алынады. $\tau_{\text{ыдыраудың}} \approx 3 \cdot 10^{30}$ жыл $\approx 10^{38}$ с деп болжап хәм $1/m \approx 10^{-24}$ с екенлігін есапқа алып биз осцилляциялардың күтилген дәуирін аламыз. Оның шамасы 10^7 , яғнай шама менен бир жылға тең. Принципинде ұсындай дәуірлерге ийе болған вакуумлық өтиулерді реакторлардан шыққан нейтронлардың интенсивлі дәстелерінде бақлауға болады. Әлбетте, нейтронлық дәстени бир жыл дауамында бақлаудың

³⁰ 10^{16} ГэВ болған атомлық салмақтағы монополлердің бир грамм-атомы 10^{16} г = 10^{10} тонна салмаққа ийе болған болар еді. Сонлықтан монополлердің "шымшыуы" әдеуір салмақлы болған болар еді.

мүмкіншилиги жоқ. Бірақ бұндай бақылауды шөлкемлестіріудің де керегі жоқ. Жеткиликли дәрежедеги интенсивли дәстеді айырым нейтронлардың айланыуы секундтың киши бөлімлеринің өзінде жүзеге келеді. Бұндай айланыуды дәстениң алдына нышананы жайластырып, заттағы нейтрон менен антинейтронның аннигиляциясының салдарынан бөлініп шығатуғын энергияны бақылау жолы менен регистрациялауға болады. Қазіргі күнлери бир қатар ядролық реакторларда ұсындай тәжірибени өткеріуге таярлық көріліп атыр.

Группаның ранги қаншама жоқары болса, онда оның мультиплетлери кең хәм олар соншама көп гипотезалық бөлекшелерди өзіннің ишине алады. Мысалы, өзіннің подгруппасы сыпатында $SO(10)$ группасын өзіннің ишине алатуғын алтыншы рангалы айрықша E_6 группасы 27-плеттеги бир әуладтың фермионларына ийе:

$$(27)_{E_6} = (16 + 10 + 1)_{SO(10)}.$$

Бұл жерде 11 қосымша бөлекшелердің ишінде жаңа кварклар да, жаңа лептонлар да бар. Ұсындай моделлердің авторлары қосымша бөлекшелердің массалары жүдә үлкен болғанлықтан олар елегішекем бақланған жоқ деп есеплейді.

Минималлық $SU(5)$ моделинде спонтан бұзылыу екі этаптан тұрады. Биринші этап 10^{14} - 10^{16} ГэВ масштабы менен характерленеді. $SU(5)$ бұл жағдайда $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ге шекем бұзылады. Екінші этап 10^2 - 10^3 масштабы менен характерленеді; бұл жерде симметрияның $SU(3)_{\text{әззі}} \times U(1)_{\text{ем}}$ ге шекем бұзылыуы орын алады. Бұл екі масштабтың арасында жаңа бөлекшелерсиз, жаңа физикалық құбылыстар болмаған зериктиретуғын калибровкалық шөлистан орын алады. Жоқарырақ рангаларға ийе группаларда шөлистаннан тұратуғын участкалар оазислер арқалы байланысады. Ұсындай хәр бир оазисте энергияның жоқарыдан төменге қарай қозғалысында гезектеги аралықлық симметрияның бұзылыуы орын алады. Егер басланғыш группа жеткиликли дәрежеде құрамалы болса, онда оның оазислеринің хәр қыйлы альтернативлик вариантларының болуы мүмкін. Мысалы, $SO(5)$ группасы да, $SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ группасы да $SO(10)$ группасының бұзылыуының биринші этапы болуы мүмкін. Ұллы бирлесіу моделинің биринші варианты ұақыт бойынша биринші рет 1973-жылы Пати менен Салам тәрәпинен $SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ группасының тийкарында ұсынылғанлығын аңғарамыз.

Жоқары рангке ийе болған группалардың пайдаланатуғын моделлердің ишінде тек бир әуладқа киретуғын фермионларды бирлестиретуғын ғана емес, ал хәр қыйлы әуладларға киретуғын фермионларды бирлестиретуғын моделлер айрықша қызықлы. Ұсындай "хақыйқатында да ұллы" болған моделлердің бир неше типлери қаралды: 1) ортогоналлық $SO(18)$, $SO(22)$, . . .; 2) унитарлық $SU(8)$, $SU(14)$, . . .; 3) айрықша болған E_6 , E_7 , E_8 , ...; 4) тек бир калибровкалық константа болатуғын дискрет симметрия менен байланысly болған әпиұайы группалардың көбеймеси: $SU(5)^2 = SU(5) \times SU(5)$, $SO(10)^2 = SO(10) \times SO(10)$ хәм т. б. Бұл моделлер әуладлар арасындағы горизонталлық өтиулерди беретуғын калибровкалық бозонларға ийе:

$$\begin{aligned} e &\leftrightarrow \mu \leftrightarrow \tau, \\ \nu_e &\leftrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau, \\ d &\leftrightarrow s \leftrightarrow b, \\ u &\leftrightarrow c \leftrightarrow t. \end{aligned}$$

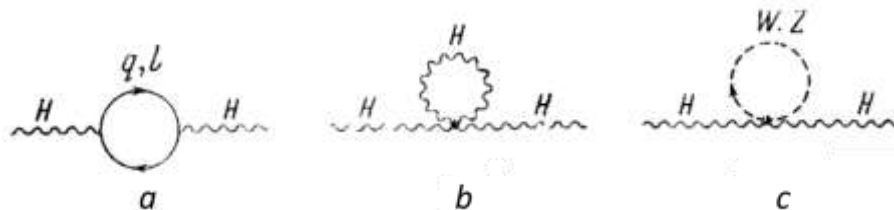
Егер "горизонталлық" бозонлардың массалары жүдә үлкен болмаса, онда $\mu \rightarrow e + \gamma$ типіндеги жүдә сийрек ыдыраулардың орын алыуы керек. Бұндай ыдырауларды излеу айрықша қызығыуларды пайда етеді. Бұндай ыдыраулардың мезонлық фабрикаларда жүріуі мүмкін (мезонлық фабрикалар деп энергиясы 1 ГэВ тен киши ямаса оған барабар болған күшли протонлық тезлеткишлерди атайды).

Моделлер океанындағы айрықша ноқат болып айрықша группалардың ишіндеги ең жасы үлкени E_8 болып табылады. Оның қызықлы қәсийети болып фундаменталлық хәм

бириктирилген көриніслердің өлшемлерінің бірдей екенлігі болып табылады: E_8 моделинде 248 фермион хәм 248 калибровкалық бозон бар. Тилекке қарсы, бұл моделдегі скаляр бозонлардың саны мыңлаған. Бұл жағдай теоретиклерді қорқытады хәм сонлықтан әдебиятта E_8 группасын толық изертлеулер жоқ.

Бұл параграфта еслетилип өтилген барлық моделлердің ең айтарлықтай кемшилигі массалардың иерархиясы проблемасы, энергиялық масштабтың иерархиясы проблемасы болып табылады.

Иерархия проблемасы $SU(5)$ моделинде ең әпйайы түрге ийе. Онда тек еки масштаб бар: 10^{14} хәм 10^2 ГэВ. Формаль түрде, алгебралық жоллар менен бир биринен ғәрезсиз болған еки энергиялық минимумға ийе болған хиггс потенциалын жазыўға болады: биреуи жоқары, екиниси төменги энергияларда. Бирақ оларды бир биринен изоляциялаў физикалық жақтан қыйын. Квантлық эффектлерге, калибровкалық бозонлар менен алмасыўға байланыслы аўыр хәм жеңил хиггс бозонлары бир бири менен тәсирлеседи. Сонлықтан, егер вакуумлық конденсатлардың 12 тәртипке айырмасының басланғыш лагранжиандағы "аса жуқа настройканың" ислениўи тәмийинленген болса да, бұл настройка квантлық дүзетиўлер тәрeпинен қыйратылған хәм W - бозонлардың массаларының тәртибинің шамасының X -бозонларының массаларына тең болған болар еди.



34-сүўрет.

Сол проблеманың басқа да көриниўин хәтте ұллы бирлесиўди қарамай-ақ, ал стандарт $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ теорияның шеклеринде тұрып та көриўге болады. Мәселе соннан ибарат, хиггс бозонларының массаларын үлес қосатуғын диаграммалар (34-сүўреттеги толқын тәризли сызықлар спини 0 ге тең болған, тегис сызықлар спини $\frac{1}{2}$ ге тең, ал штрих сызықлар спини 1 ге тең бөлекшелерди сәўлелендиреди) квадратлық түрде жайылады. Егер бұл диаграммалардың бир бири менен компенсацияланыўи орын алмаса, онда квадратлық жайылыўларды Планк импульсинен киши болмаған импульслерде қыйыўдың әмелге асырылыўи мүмкин. Ал, бұл өз гезегинде хиггс бозонларының, соған сәйкес W -бозонлардың массаларының тәбийий масштабының тәртибинің Планк массасындай болатуғынлығын аңғартады. Басқа сөзлер менен айтқанда, G_F Ферми константасының тәртиби бойынша G_N Ньютон константасындай болатуғынлығын аңғартқан болар еди. Ал тәбиятта болса Ферми константасы Ньютон константасынан 33 тәртипке үлкен.

Егер 34-сүўреттеги диаграммалардың жыйнақлықлары бир бирин компенсациялаған жағдайда бұл иерархиялық парадоксты шешиў мүмкин болған болар еди. Фермионлық қурық терис белгиге, ал бозонлық қурықлар оң белгиге ийе болғанлықтан принципінде оны ислеўдің мүмкиншилиги бар. Бирақ, компенсацияның орын алыўи ушын фермионлар менен бозонлардың арасында симметрияның болыўи керек.

Усы жағдайға байланыслы да, элементар бөлекшелердің теориясында бир рет болмағаны сыяқлы, бундай симметрия теоретиклер тәрeпинен тек илимий қызығыўшылықтың салдарынан масштаблардың иерархиясы машқаласы менен пүткиллей байланыссыз түрде бираздан бери үйренилип атырған болып шықты. Оның үстине, бұл симметрияға суперсимметрия атамасы бекем бекитилди.

Суперсимметрия

Изотоплық, реңли, электрәззи ямаса ұллы бирлесіуі симметрияларының қар қыйлы болатуғынлығын көзге түсетуғын болса да, олардың барлығының айрықша белгиси бар - олар ишки симметрия болып табылады. "Ишки" сөзи бул симметриялардың түрлендириулериниң түрленетуғын халлардың кеңисликлик-ұақытлық, геометриялық қасиетлерине тәсир етпейтуғынлығын аңғартады. Изотоплық бурыулардың тәсиринде нейтронның тап сондай спинге ийе болған протонға айланыуы мүмкин. Бирақ, айтайық, л-мезонға айлана алмайды. SU(5) түрлендириулері лептонлар менен кваркларды бир бирине айландырады. Бирақ бул жағдайда да берилген спинге (хәм берилген спираллыққа) ийе болған халға айландырылады.

Суперсимметриялық түрлендириулердің таза ишки симметриялардан айырмасы соннан ибарат, бул жағдайда фермионлардың бозонларға, мысалы, скаляр бөлекшени спинорлық ямаса спинорлық бөлекшени векторлық бөлекшеге өтиуі орын алады. 1971-жылы суперсимметрия хакқындағы биринши жұмыс жарық көргенде де (ЖЭТФ тиң редакциясына жазылған Гольфанд пенен Лихтманның хатындағы), усы қатарлар жазылып атырған хәм суперсимметрия хакқындағы мақалалардың саны бир неше мыңға жеткен 1982-жылдың ақырында да бизге белгили болған элементар бөлекшелердің спектринде суперсимметрияның ең киши болған белгилер көринген жоқ. Неликтен суперсимметрия (ямаса оның қысқартылған белгиси SUSY) ұсындай үлкен дыққатты өзине қаратты? "Алтын суперлихорадка" қандай артықмашлығы менен пайда болған? Бул сорауға скептиклердің жууабы - мода. Энтузиастлардың жууабы - ұллы күтиу.

Суперсимметрия хакыйқатында да супертууылыулар ұшын тийкар жаратып береді.

Қандай да бир супермультиплетти, мысалы, барлығы болып еки бөлекшеге ийе ең әпиуайы супермультиплеттердің бири болған фотон менен фотиноны — майоран нейтриносына ұсаған спини $\frac{1}{2}$ ге тең гипотезалық хакыйқый нейтраль бөлекшени қараймыз. Супермультиплеттиң ишиндеги түрлендириулерди спинорлық генератор Q әмелге асырады. Супермультиплеттеги майданның қар қыйлы өлшемлерге ийе болатуғынлығынан ең болмағанда бул түрлендириулердің қарапайым емеслиги келип шығады: бозонлық m , фермионлық $m^{3/2}$. Буның сәулеси еки спинорлық генератор Q дың антикоммутаторының Q дың өлшем бирлиги m болған шама арқалы, ал атап айтқанда төрт өлшемли жылжыу генераторы

$$\{Q, \bar{Q}\} = Q\bar{Q} + \bar{Q}Q = -2p_\mu v_\mu$$

болған 4-импульс p_μ арқалы аңлатылатуғынлығында. Бул аңлатпада v_μ арқалы Дирактың 4-матрицасы белгиленген. Спинорлық түрлендириу - жылжыудан алынған квадрат түбир болып табылады.

Биз спинниң ишки өзгериуіши болып табылмайтуғынлығын еле көремиз. Биз бұны бурынырақ та көрдик, себеби спин орбиталық мүйешлик момент пенен бир қатарда толық мүйешлик момент ұшын жазылған аңлатпаға толық хуқықлы қосылыушы сыпатында киреди.

Кеңисликлик-ұақытлық жылжыулардың генераторлары p_μ спинорлық генераторлар Q менен биргеликте суперсимметрияның градуировкалық алгебрасы деп аталатуғын алгебраны пайда етеди. Ол өзиниң ишине подалгебра сыпатында Пуанкаре алгебрасын да алады (Градуировкаланған алгебра деп өзиниң ишине коммутаторлар менен бир қатарда антикоммутаторларды да алатуғын алгебраға айтады). Солай етип, суперсимметрия Пуанкаре группасының ұлыұмаластырылыуын және арнаулы салыстырмалық теориясының тереңлестирилиуін талап етеди екен. Геометриялық жылжыулар менен бурылыулар бөлекшелердің тәбиятын өзгертпейди: қәлеген жылжыуларда ямаса бурылыуларда электрон ҳеш өзгериссиз электрон болып қала береді. Усы ұақытқа шекем

биз үйренген ишки түрлендириулер бөлекшелердің координаталарын өзгертпейди. Енди бизлер бир бөлекшеден екінші бөлекшеге өтип, ал оннан кейін дәслепки бөлекшеге келгенде оны кеңісликтің басқа нокатында табылатуғынлығы мәселесі менен соқлығысамыз.

Биз бұрын да кеңісликлик хәм ишки өзгериушілердің көриниуі менен ушырасқан едик. Бул жерде мене СРТ-теореманы нәзерде тутып атырман. Зарядлық түйінлеслик С менен ўақыттың айланыуы Т арасындағы байланыс майданның квантлық теориясының тийкарында жатады. Бир оператордың бөлекшени пайда ететуғынлығын хәм антибөлекшени жоқ ететуғынлығын еске түсириңіз. Ал Фейнман диаграммалары тилинде позитрон ўақыттың өтиуі менен кейінге қарай қозғалатуғын электрон. Ал Р-түрлендириулерге келетуғын болсақ, онда ол 4 өлшемлі Евклид кеңісликтің изотропиясы менен байланысly болып шығады.

Абеллик емес монополлердеги изотоплық хәм кеңісликлик координаталар әпиўайы емес түрде байланысқан. Бирақ, бул кеңісликте созылған объекттиң қасийети, теорияның лагранжианы емес, ал шешимлери.

Математикалық аппаратта суперсимметрия түрлендириулердің жаңа хәр қыйлы типлери арасындағы жаңа терең байланысларды ашады. Егер глобаллық симметриядан түрлендириулериниң параметрлери кеңісликлик-ўақытлық координаталардың функциялары болған локаллық симметрияға өтсек (Волков, Акулов, 1972; Зумино, Весе, 1974), онда улыўмалық салыстырмалық теорияның улыўмаластырылыуын - супергравитацияға ийе боламыз (Дезер, Зумино, Феррара, Фримен, Ньювенхойзен, 1976). Ең әпиўайы супергравитациялық мультиплет еки бөлекшеге ийе: гравитон хәм гравитино (спинлери 3/2 ге тең болған гипотезалық нейтраль бөлекшелер).

Бир мультиплеттеги фермионлар менен бозонлардың симметриялық қатнасыуы глобаллық суперсимметриядағы хәм супергравитациядағы жағымыз жайылыулардың компенсацияланыуын жоқ етиуге "ўәде" береді. Себеби (биз бул ҳаққында жоқарыда атап өттик) фермионлық құрықлар терис белгиге, ал бозонлық құрықлар оң белгиге ийе.

Биз таллап атырған компенсациялар ушын жүдә әҳмийетли болған қызықлы шама космологиялық ағза деп аталатуғын λ шамасы болып табылады. Ол вакуумның гравитациялық "зарядын", вакуумның энергия-импульсиниң гравитациялық тығызлығын анықлайды. Тәжирийбеде λ -ағзаның тәсири ҳеш ўақытта бақланбады хәм усы λ -ағзасын нолге тең деп болжайды. Астрономиялық бақлаулар $\lambda < 10^{-47}$ ГэВ⁴ мәнисиниң орын алатуғынлығын көрсетеді (бул шек вакуумның 1 м³ көлемінде шама менен бир протонлық массаның болыуына жуўап береді).

Екинши тәрептен, қандай да бир майданның вакуумлық флуктуацияларын наданлық пенен өткерилген бирликлик бақалау тийкарында $\lambda \sim m_p^4 \sim 10^{78}$ ГэВ⁴ шамасын күтиу мүмкин. Бул тәбиятта хәр қыйлы майданлардың аса дәл компенсацияларының болатуғынлығын аңғартпайма? Тилекке қарсы, ҳәзирги ўақытлары усындай фантастикалық дәл компенсацияның қатаң түрдеги суперсимметрияда емес, ал бузылған суперсимметрияда қалайынша жүзеге келетуғынлығы көринип тұрған жоқ. Ал SUSY болса (егер ол тәбиятта бар болса) жүдә күшли бузылған. Ҳеш бир супермультиплетти биз тәжирийбеде көрмедик хәм бизиң әдеттеги бөлекшелеримиздің суперсериклериниң еле тәжирийбелерде табылмағанлығы олардың массаларының жүдә үлкен екенлигинде деп үмит етемиз.

Бизлердің жоқарыда атап өткенимиздей, суперсимметрия ишки симметриялар менен геометриялық симметрияларды бирлестириу ушын зор мүмкиншиликти ашып береді. Әмелий жақтан, бундай бирлесиу спинорлық Q генераторына базы бир ишки i индексин ($1 < i < N$) "илдириу" менен жүзеге келтириледі. Q_i генераторы тек спинди емес, ал бөлекшелердің "ароматын" да өзгертеди. Бундай суперсимметрияны кеңейтилген

суперсимметрия деп атайды.

Кеңейтилген глобаллық суперсимметрияға айырып көрсетілген мысал i индексі 1 ден 4 ке шекем өзгеретуғын жағдайға сәйкес келеді. Бұл $N = 4$ - суперсимметрия деп аталатуғын жағдай болып табылады. Бұл теорияда массаға ийе болмаған бөлекшелердің саны 11: $j = 1$ болған бир, $j = 1/2$ болған төрт хәм $j = 0$ болған алты, барлығы болып сегіз бозонлық хәм сегіз фермионлық халлар (Q_i диң тәсиринде халдың спини $\frac{1}{2}$ ге киширейеди хәм $i = j$ теңлиги орынланғанда $Q_i Q_j \psi = 0$ теңлиги орынланатуғынлығы есапқа алып векторлық бөлекшелердің биринши спираллық халынан баслап ұсы санды өзлериңиз келтирип шығарыңыз). Сыртқы фактор сыпатында $N = 4$ - глобаллық конструкцияны өзиниң ишине алатуғын ықтыярлы калибровкалық модель жүдә қызықты. $SU(2)$ калибровкалық симметрияға ийе хәм триплеттиң бөлекшелериниң хәр қайсысы өзиниң меншикли болған 11 құраушыға ийе супермультиплеттиң құрамына киретуғын модель ийе болған модель ұсындай моделдің мысалы болады. Жақында ұсындай моделлердеги жууырыушы калибровкалық константаның "жууырыуын" тоқтататуғынлығы табылды. Түүридан-түүри өткерилген есаплайлар калибровкалық константаның импульстен ғәрезлиги бир-, еки хәм үш құрықты жақынласыуларда жоғалатуғынлығын көрсетти. Буннан кейин ұйытқыулар теориясының барлық тәртиплеринде ұсындай нолге айланыудың орын алатуғынлығы көрсетилди. Бұл бундай теорияның қәлеген импульслерде конформлық-инвариант шекли болатуғынлығын аңғартады.

Кеңейтилген супергравитацияның оннан да қызықты перспективаларды ашады. Бұл жерде ишки хәм геометриялық еркинлик дәрежелериниң бирлесиуі тәбияттағы барлық фундаменталлық күшлердің, олардың ишинде гравитацияның бирлесиуіне үмит пайда етеди.

Спинорлық генераторлар Q_i менен избе-из тәсир етип $J > 2$ бөлекшелерине ийе болмаған максималлық кеңейтилген супергравитацияның $N = 8$ ге жууап беретуғынлығына аңсат исениуге болады. Бұл жағдайда супермультиплет мынадай массаға ийе болмаған бөлекшелерге ийе болады: 1 гравитон, 8 гравитино, $J = 1,56$ ға ийе болған 28 бозон, $J = 1/2$ болған 56 фермион хәм 70 скаляр бөлекше (барлығы 128 бозонлық хәм 128 фермионлық спираллық халлар). Бундай теория глобаллық $SO(8)$ симметрияға ийе болады. $N = 4$ - супергравитация басқа глобаллық симметрияларға салыстырғанда қалайынша айрылған болса, $N = 8$ - супергравитация киши N лерге ийе болған теорияларға салыстырғанда тап сондай болып айрылған. $N = 8$ - супергравитация ұшын ультрафиолет жайылыулардың жоқ болыуы құрықлардың ең көп саны ұшын дәлилленген. Жақын қашықтықлардағы оның қәсийетлери әдеттеги гравитацияға салыстырғанда кемирек сингулярлыққа ийе (мүмкин, $N < 8$ болған оның "киши қарындасларына" салыстырғанда).

$N = 8$ - супергравитацияның базасында локаллық $SU(8)$ -симметрияға ийе болған хәм үш әуладтың хәр бири ұшын өзиниң подгруппасы сыпатында $SU(5)$ группасына, соның менен хәр қыйлы әуладларды бирлестиретуғын горизонталлық симметрия группасына ийе моделди құрууға тырысыулар болды. Бұл бағдарда исленген нәрселердің көлеми еле ислениуі керек болған изертлеулердің көлемине әдеуір киши.

Соңғы еки жылдың ишинде $N = 1$ - симметрияны $SU(5)$ хәм $SO(10)$ типиндеги ұллы бирлесиу моделлерине ендириу бойынша көп санлы жұмыслар баспада жарық көрди. Бұл мәселе супербирлесиу мәселеси сыяқты жүдә үлкен емес. Авторлар өзлериниң алдына бираз әпиуайырақ болған мақсетти қояды: буннан алдыңғы параграфтың алдында айтылған массалардың иерархиясы машқаласын шешиу.

Жайылыуларды қысқартыу ұшын төленетуғын қәрежеттиң баҳасы белгили болған барлық фундаменталлық бөлекшелердің санын екиге үлкейтиуден ибарат: хәр бир бөлекшениң суперсериклериниң болыуы керек. Бұл суперсериклердің барлығы еле

турақты атамаларға ийе болған жоқ. Соның менен бирге, "фотино" хәм "глюино" терминлери улыўма түрде қабыл етилген терминлерге айланды. Басқа бөлекшелердин атамаларында тәртип жоқ. Мысалы, лептонлардың скаляр суперсериклерин слептонлар, хиггс бозонларының спинорлық сериклерин схиггслар, ал адронлардың сериклерин садронлар деп атайды. Бул атамалар бар болған бөлекшелерге сәйкес келмейди, оларды белгили бир бөлекшелер менен, мысалы, электрон менен байланыстырыў қыйын. Барлық супербөлекшелердин атамаларын "ино" суффиксиниң жәрдемінде бирден-бир ұсылда келтирип шығарыў қолайлы болып көринеди. Мысалы: электрино, нюино, мюино, хиггсино, адрино. Соның менен бирге оларды сәйкес бөлекшелердин белгисине штрихты қосып белгилеў мақсетке муўапық келеди:

$$e', \nu', \mu', \dots^{31}$$

Бул ұсынысқа қарсылық көрсетиўге болады. Супербөлекшелерге киши етип көрсететуғын италиялық "ино" суффикси ("нейтрино" сөзи кишкене нейтронды аңғартады) әлбетте сәйкес келмейди. Себеби олар әдеттеги ағайинлеринен әдеўир салмақты. Бирақ, физикалық терминологияларда ұсындай тарийхый жақтан пайда болған ақылға муўапық келмейтуғын терминлер аз емес. Физиклер оларға итибар бермеўге үйренген. Мысалы: атомлар бөлинеди, протон ондай әпиўайы емес, базы бир мезонлар көп санлы барионларға салыстырғанда салмақты.

Бирақ, олардың барлығы сондай; әлбетте машқала супербөлекшелерге қандай атама бериўдин кереклиги менен байланыссы емес, ал олардың қәсийетлерин, мысалы массаларын болжаўдан ибарат.

Жоқарыда айтылған скалярлардың массаларын компенсациялаў ушын "ино" лардың массалары 1 ТэВ тен әдеўир киши болыўы керек. Бундай болмаған жағдайда электрэззи теориядағы вакуумлық орташа шама өзиниң белгили болған 200 ГэВ шамасынан әдеўир үлкен болған болар еди. Супербөлекшелердин массаларын дәлирек болжаў ушын бөлекшелердин белгили болған жыйнағына ийе хәм суперсимметрияның бузылыўының белгили болған механизми бар болған көп санлы айқын моделлердин ишинен бирейин сайлап алыў керек.

Бар болған эксперименталлық мағлыўматларды феноменологиялық таллаў фотиноның нейтринодай соншама жеңил болыўының керек екенлигин көрсетеди. Екинши тәрептен, глюиноның хәм оған ийе болған суперадронлардың (адрино) массалары бир неше ГэВ ке тең болыўы керек. Хәзирги ўақытлары ислеп турған протонлық тезлеткишлерде бундай адриноларды излеўге болады.

Супербөлекшелердин бар болыўы протонның жасаў ўақытына тәсирин тийгизиўи керек. Себеби олардың санына хәм супермультиметтердин типинен жуўырыўшы константалардың жуўырыў тезлиги, ұсыған сәйкес ұллы бирлесиў массасы ғәрезли (32-сүүреттеги траекториялардың қыялығы). Усының менен бирге ыдыраўдың жаңа механизми де пайда болады.

Хәтте, егер супербөлекшелер салмақты хәм олардың массалары 100 ГэВ ке жақын болса, онда коллайдерлердин келеси әўлады ушын хәм қолайлы шараятларда олардың айырымларын келеси он жыллықтың ишинде ашыўға үлкен мүмкиншиликлер бар³².

Супербөлекшелердин ашылыўы симметрия идеяларының триумфа (жеңиси) болған болар еди. Усының менен бирге ол бизге симметрияның бузылыўының механизмлери ҳаққында көп нәрсени айтқан болар еди.

³¹ 2-басылымға ескертиў: Терминлер сөзлигиндеги "Сбөлекшелер" мақаласына қараңыз.

³² Супербөлекшелер елге шекем (2021-жылға шекем) ашылған жоқ (Аўдарыўшы).

Бирлесиў моделлери ҳәм үлкен партланыў

Бизиң әдеттеги бирликлердеги тәрийиплегенде астрономиялық санлар болған Планк массасы m_P менен оған жақын ұллы бирлесиў массасы болған m_{GU} шамасы сәйкес энергиялар менен тезлеткишлерде тәжирийбе өткерийге болған қәлеген үмитти жоқ етеди.

Жүдә үлкен болған, протонлардың энергиясы онлаған мың ГэВ ке жететуғын протонлық тезлеткишти - коллайдерди қурайдың толық реалистлик проектлери бар. Мүмкин, тезлетиўдин жаңа ұсылларын пайдаланғанда протонлардың 10^5 ГэВ энергиясынан үлкен болған энергияларды алыўдың мүмкиншилиги туўылатуғын шығар. Бирақ, ҳәтте Жердиң диаметринен үлкен болған космос кеңислигинде соғылған фантастикалық аса өткизгишли тезлеткиште протонды 10^8 ГэВ энергияға шекем тезлетиўге болады. Бул шама m_{GU} шамасынан жүдә киши (10^8 шеге синхротронлық нурланыўға байланыслы келип шығады: бир айланыўда орбитаның турақлы болған радиусында нурландырылатуғын энергияның шамасы бөлекшелердиң энергиясының төртинши дәрежесине пропорционал өседи).

Егер гранд-монополлерди тутып алыўдың ҳәм оларды әстелендирийўдин сәти түссе, онда m_{GU} шамасына жақын массалардағы эксперименталлық физиканың болыўы мүмкин. Себеби монополь менен антимонopolдин аннигиляциясында X- ҳәм Y-бозонлардың және ұллы бирлесиў схемаларында қатнасуғын жүдә салмақлы болған хиггс бозонларының туўылыўы керек. Егер грандмонополлердиң катализатор хызметин атқаратуғынлығы менен байланыслы болған үлкен үмитлерди есапқа алатуғын болсақ, онда монополлер ашылған ўақыттағы (егер олар ашыла ғойса) оларды атыў бойынша лицензиялар жүдә кем муғдарда бериледи.

Жердеги перспективалардың болмаўы бирлесиў машқалалары менен шуғылланатуғын физик-теоретиклерди космологияға, үлкен партланыўдың ең дәслепки дәўирлерине дыққат аударыўға мәжбүрлейди.

Қызған Әлем теориясына сәйкес, Әлемниң t жасы менен T температурасының арасындағы шамалар тәртиби бойынша

$$t \sim \frac{m_P}{T^2}$$

аңлатпасының жәрдемінде бериледи. Бул аңлатпада t секундларда, ал $\frac{1}{T^2}$ мегаэлектронвольтларда бериледи. Сонлықтан тәртиби бойынша $10^{15} - 10^{16}$ ГэВ шамасына тең температура $10^{-36} - 10^{-44}$ с жасқа сәйкес келеди. Бундай аса жас Әлем ұллы бирлесиў ҳәм супербирлесиў моделлерин тексерип көрий ўшын тәбийий лаборатория болып табылады.

Тилекке қарсы, жүдә киши болған ең дәслепки дәўирлери ўшын туўрыдан-туўры гүя болғандай ҳеш нәрсе қалған жоқ. Бирақ бизди қоршап турған дүньяның базы бир қәсийетлери бойынша олар ҳаққында бир қанша таллаўларды жүргизиўге болады. Дүньяның бундай тийкарғы қәсийетлерине Әлемниң жасы: $(1 \div 2) \cdot 10^{10}$ жыл, Хаббл нызамы бойынша галактикалардың бир биринен қашыўы, температурасы $T = 3$ К болған реликтлик нурлардың болыўы, бул газдиң бир текли ҳәм изотроп екенлиги, көзге көринетуғын затлардың орташа тығызлығы (1 м^3 та шама менен 1 протонға сәйкес келетуғын) ҳәм усы тығызлық пенен салыстырарлықтай ямаса оннан үлкенирек болған галактикалардың тажларындағы ҳәм галактикалардың жыйнақларындағы көзге көринбейтуғын затлардың тығызлығы.

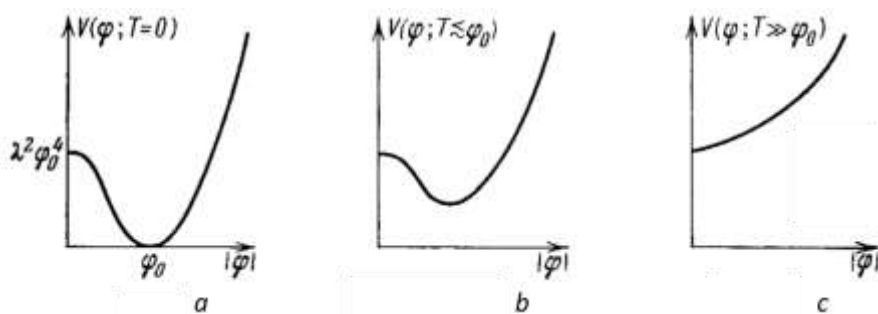
Әлемниң тийкарғы әҳмийетли параметрлериниң бири нуклонлардың санының реликтлик фотонлардың санына қатнасы болып табылады. Бақлаўлар усы қатнастың $10^9 - 10^{10}$ шамасындай екенлигин көрсетти. 1967-жылы Сахаров бул қатнасты барионлық зарядтың сақланбаўының ҳәм CP-инвариантлықтың бузылыўының себебин ең ертедеги Әлемдеги нуклонлардың антинуклонлардың санынан $[(1 + 10^{-9})/1]$ шамасындай артық

болыуы менен байланысly деген идеяны ұсынды. Кейинирек, 70-жыллары раўажландырылған ұллы бирлесіудің моделлерінде ұсы еки құраўшы да қатнасады. Барионлық артықмашлықтың сақланып қалыуы ұшын зәрүрли болған үшінши құраўшы Әлемнің кеңейіуінің салдарынан пайда болған тең салмақлықтың болмауы болып табылады.

Ұллы бирлесіудің хәм супербирлесіудің хәр қыйлы моделлеріндеги барионлық асимметрияны есаплау бойынша көп санлы әдебиат бар. Бул есаплаулардың көрсетиуі бойынша, барионлардың санының антибарионлардың санынан артық болыуында тек X-хәм Y-барионлар ғана емес, ал аса салмақлы болған хиггс бозонлары да үлесин қосады. Соңғы есаплаулардың нәтийжелери ұсы хиггс бозонларының қасийетлеринен (хәзирги шекем белгили болмаған) айрықша күшли ғәрезли. Олардан Әлемнің салкынлауының динамикасы да ғәрезли. Сонлықтан барионлық асимметрияны хәзирше есаплаудың сәти түспеди. Бирақ, теоретик-космологлар ұллы бирлесіудің қәлеген айқын схемасының шеклерінде барионлық асимметрияны ақырына шекем есаплай аламыз деп есаплайды. Солай етип, келешекте Әлемнің барионлық асимметриясы санлы түсиндириу қәбилетлиги гранд-моделлер конкурсындағы жеңимпазды сайлап алыудың орайлық критерийлеринің бири болып хызмет етеди.

Барионлық заряд сақланбағанда хәм CP-жұплық сақланғанда қызған Әлемнен әмелий жақтан фотон менен нейтринодан басқа хеш нәрсе де қалмаған болар еди. Сонлықтан, бизди қоршаған нәрселердің барлығының, соның ишинде бизиң өзимиздің де бар болыуымыз CP-инвариантлықтың жүдә киши бузылыуы менен байланысly. Тап ұсы жағдайға байланысly 1964-жылға шекем физиклердің басым көпшилигинде CP сақланады деген исенимнің болғанлығын ойлау дым қызықлы.

Гранд хәм суперкосмология бойынша жұмыслардың алдында 1972-жылы Киржниц пенен Линде тәрөпинен жеткиликли дәрежедеги жоқары болған температураларда спонтан түрде бузылған симметриялардың тикленетуғынлығы әхмийетли орынды ийелейди. Буннан салкынлауының ең биринши ўақытлары Әлемнің симметриялардың избе-из бузылыуы дәўирлери арқалы өтиуінің керек екенлиги келип шығады. Минималлық SU(5)-моделде дәўирлердің саны тек еки: 10^{14} ГэВ температурадағы SU(5) тиң до SU(3)×SU(2)×U(1) ге, 10^2 ГэВ те SU(3)×U(1) ге бузылыуы. Құрамалырақ моделлерде бундай этаплардың саны көп.



35-сүүрет.

Жеткиликли дәрежедеги жоқары температуралардағы симметрияның тиклениуін 35-сүүрет иллюстрациялайды. 35-а сүүретте ноллик температурадағы хиггс потенциалы көрсетилген, бул сүүретте φ_0 арқалы хиггс майданының вакуумлық орташасы белгиленген (31-сүүрет пенен салыстырыңыз). 35-с сүүретте фазалық өтиу температурасы болған $T \gg \varphi_0$ температурасынан жүдә жоқары температурадағы эффективлик потенциал көрсетилген. 35-b сүүрет болса аралықлық температураға сәйкес келеди.

35-сүүретте жоқары температурада вакуумлық скаляр конденсаттың жоқ екенлиги

көринип тур. Ол Әлемнің салқынлауы менен пайда болады. Егер салқынлау процесси жеткилики дәрежеде тез жүрсе, онда кеңсликтің хәр кыйлы областларының арасындағы сигналлар менен алмасыу үлгермейди хәм сонлықтан, конденсаттың фазалары бул областлардан ғәрезсиз пайда болады хәм бир бири менен корреляцияға ийе емес (36-хәм 37-сүүретлер). Бундай жағдайда, егер $U(1)$ абеллик симметрияның бузылыуы орын алатуғын болса, онда вакуумде сабақлар-найлар пайда болады хәм оларда қоршаған хиггс конденсаты тәрепинен калибровкалық абеллик майданның ағысы қысылған. 36-сүүретте усындай найлардың тегислик пенен кесими көрсетилген. Бул кесимде ағыслар қарама-қарсы тәрептерге қарай бағытланған. Егер абеллик емес калибровкалық симметрия бузылатуғын болса, онда тап сол сыяқлы ең дәслепки салқынлаушы желеде³³ кирпичи тикенлер - монополлер пайда бола алады (37-сүүретте монополь-антимонотополь жұбының пайда болуы көрсетилген, 33-сүүрет пенен салыстырыңыз). Егер дискрет симметрияның спонтан бузылыуы орын алатуғын болса, онда затлық майдан φ диң кеңсликтің қоңсылас областларындағы конденсатының хәр қыйлы белгилерге ийе болуы мүмкин ($\langle\varphi\rangle = \pm\varphi_0$, 38-сүүрет). Бундай жағдайда оң хәм терис конденсатларға ийе болған вакуумлық доменлердиң арасындағы шегара жүдә жуқа хәм жүдә тығыз дийуаллар болып табылады: дийуалдың қалыңлығы $1/\lambda\varphi_0$ шамасында, бетлик энергияның шамасы $\lambda\varphi_0^3$. Бул аңлатпалардағы λ^2 шамасы хиггс майданының сызықлы емес өзи менен тәсир етисийдің өлшем бирликке ийе болмаған константасы. Усындай доменлик вакуумның тегис кесими 39-сүүретте келтирилген.

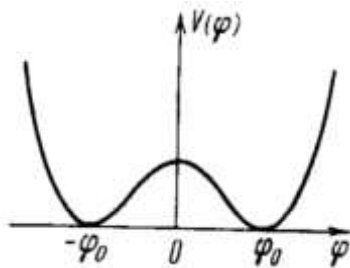


36-сүүрет.

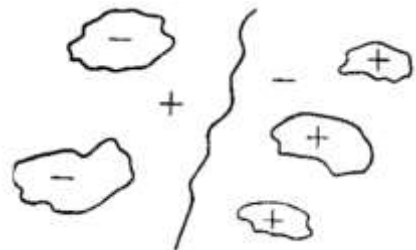


37-сүүрет.

Сабақлар менен монополлердиң космологиялық тууылыуы биринши рет 1976-жылы Киббл тәрепинен қаралды. Вакуумлық доменлер, дийуаллардың қәсийетлери хәм олардың Әлемнің эволюциясына тәсири 1974-жылы Кобзарев, Зельдович хәм мен тәрептен Ли менен Вик тәрепинен ұсынылған моделлик лагранжианнан келип шыққан халда қаралды. Тап сол ўақытлары Волошин, Кобзарев хәм мен метастабиллик вакуумның ыдырауы мәселеси қаралды.



38-сүүрет.

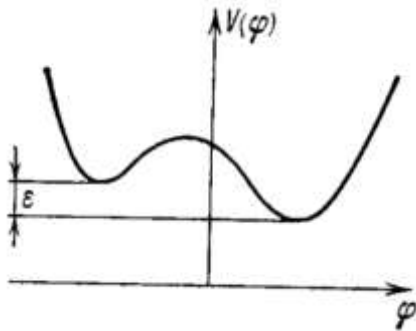


39-сүүрет.

Егер вакуумге жууап беретуғын потенциалдың минимумы абсолют минимум болмаса, онда бундай вакуум стабилли болмайды. 40-сүүретте метастабилли вакуум шеп тәрептеги

³³ Аударушы: желе - мийуеден таярланған мазалы аўқат, гөштен, балықтан қайтанып исленген аўқат (русша-қарақалпақша сөзликтен).

минимумға, ал стабилли вакуум оң тәрәптеги минимумға сәйкес келеди. Метастабилли вакуумның стабилли вакуумға өтиү энергиялық жақтан утымлы емес. Бирақ, 40-сүўретте көринип турғанындай, бундай өтиү барьер астынан өтиү болып табылады, сонлықтан классикалық физиканың көз-қараслары бойынша ол қадаған етилген. Өтиү барьер асты арқалы жаңа вакуумның көбигиниң түүылыўы менен жүреди. Кейин көбик классикалық кеңейиўге ушырайды. Қала берсе, бул кеңейиўдинң тезлиги жақтылықтың тезлигине тез жақынласады.



40-сүўрет.

Жаңа түүылған көбиктиң көлеми қанша киши болса, оның түүылыўының итималлығы соншама үлкен болады. Көбиктиң минималлық, критикалық радиусы R_c энергиялық көз-қараслар бойынша анықланады - көбиктиң көлеминдеги энергияның утысы дийўаллардың бетлик энергиясы менен байланыслы болған энергиялық утылысты компенсациялаўы керек:

$$\left(\frac{4}{3}\right) \pi R_c^3 \varepsilon = 4 \pi R_c^2 \sigma$$

хәм ұсыған сәйкес $R_c = 3\sigma/\varepsilon$. Бул теңликте ε арқалы еки вакуумның энергияларының тығызлықтарының айырмасы (40-сүўретке қараңыз), ал σ арқалы дийўалдың бетлик тығызлығы белгиленген.

Радиусы R_c болған көбиктиң барьер асты пайда болыўының итималлығының $\exp(-\frac{1}{2}\pi\sigma R_c^3)$ экспонентасының жәрдемінде анықланатуғынлығын хәм σ менен ε ниң ақылға мұўапық келетуғын мәнислеринде жүдә киши ($\sim 10^{-100} - 10^{-1000}$) болатуғынлығын аңсат көрсетиўге болады (вакуумлық көбиклерге арналған жүдә көп санлы әдебияттың бар болыўына қарамастан, экспоненциаллық функцияның алдында тұрған коэффициенттиң мәниси усы ўақытларға шекем есапланған жоқ).

Вакуумлық көбиклер теориясы өзиниң ишине бир қатар қызықлы теоремаларды алады. Мысалы, Коулмен кеңейиўши көбиктиң Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант екенлигин аңғарды (қәлеген инерциаллық системада көбиктиң орайы тынышлықта тұрады). Ол базы бир жағдайларда гравитацияның стабилизациялаўшы тәсиринде жоқары вакуумның пүткиллей ыдырамайтуғынлығын тапты.

Космологияда еки ямаса көп этажлы вакуумның тутқан орнын демонстрациялаў ушын Әлемниң кеңейиўин тәрийиплейтуғын әпиўайы теңлемени қараймыз:

$$\frac{1}{2}\dot{a}^2 - (4/3) \pi G_N \theta a^2 = K.$$

Бул теңлемедә a - қандай да еки ноқаттың арасындағы қашықлық (a ны масштаблық фактор деп атайды), ал a ның үстиндеги ноқат ўақыт бойынша алынған түүынды, G_N - ўақыттан ғәрезсиз болған Ньютонның константасы, ρ - Әлемдеги энергияның орташа тығызлығы; K - ўақыттан ғәрезсиз болған константа (Әдетте, әдебиятта талланып атырған теңлемениң оң тәрәптеги бөлимин теңлигиниң $k = -2K$ теңлигиниң орынланыўы ушын - $k/2$ арқалы белгилейди).

Мәниси бойынша биринши қосылыўшы бирлик массаға ийе болған сынап көрилетуғын

бөлекшениң кинетикалық энергиясы, ал екінші қосылыушы болса оның потенциаллық энергиясы болып табылады. Олардың қосындысы K Әлемнің эволюциясы процессінде өзгермейді.

K константасының белгиси Әлемнің эволюциясының типін анықлайды. Егер $K < 0$ теңсізлігі орынланса, онда Әлем жабық хәм оның кеңейіуі ерте ямаса кеш қысылуы менен алмасады. Егер $K > 0$ болса, онда Әлем ашық, ол шексіз ұзақ ўақыт кеңейеди. Шегаралық $K = 0$ редими тегис Әлемге сәйкес келеди. Бундай жағдайда Әлемнің кеңісликлик майысыуы нолге тең хәм үш өлшемлі кеңіслик евклидлик. Әлем хәққында бизлердің билетуғынымыздың барлығы оның тегис, евклидлик екенлігіне қайшы келмейди.

Әлемнің кеңейіуінің теңлемесін әдетте былайынша жазады:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 - \frac{8}{3}\pi G_N \rho = \frac{2K}{a^2}.$$

$H = \frac{\dot{a}}{a}$ шамасы Хаббл тұрақлысы деп аталады³⁴. Хаббл тұрақлысының хәзиргі ўақытлардағы мәніси бир биринен қашықласатуғын галактикалардың \dot{a} тезлігін хәм оларға шекемгі қашықлықларды өлшеу жолы менен анықланады хәм айырым мағлыұматлар бойынша оның шамасы $50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$, ал басқа мағлыұматлар бойынша оннан еки есе үлкен³⁵.

Әлбетте, H тың мәніси Әлемнің жасының өсіуі менен өзгереді. $H(t)$ эволюция нызамы Әлемдегі энергияның орташа тығызлығы ρ ның ўақыт бойынша өзгеріуі бойынша анықланады.

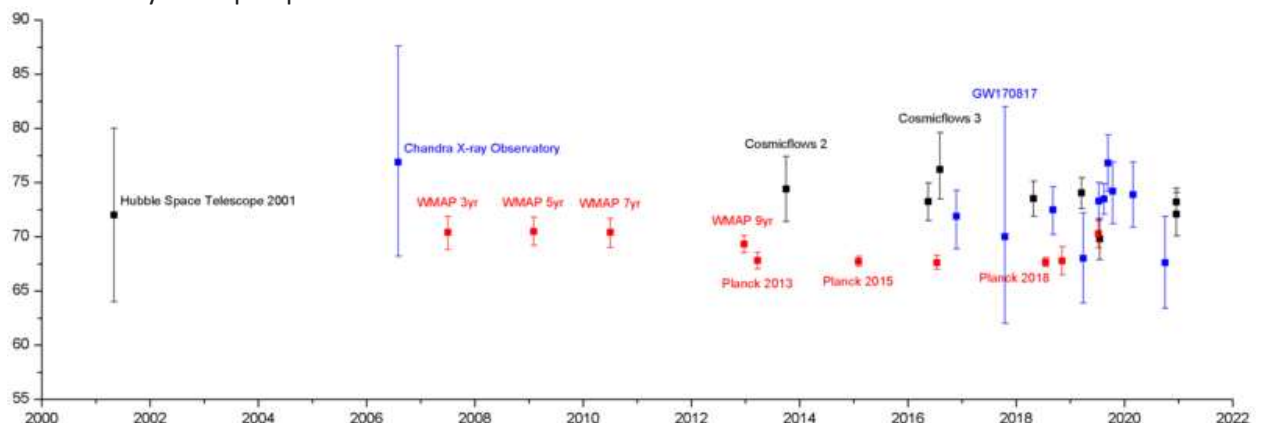
ρ ның хәзиргі ўақытлардағы мәніси тийкарынан релятивистлик емес бөлекшелердің массалары бойынша анықланады: бундай бөлекшелер салқын шаң түріне ийе. Бул жағдайда $\rho \sim a^{-3}$.

Әлем жеткиликлі дәрежеде ыссы болған раўажланыуының ертедегі дәуірлерінде ол тийкарынан релятивистлик бөлекшелердің газинен тұрды ("фотонлық газ"). Бундай жағдайда әпиұайы өлшем бирліктери көз-қараслары бойынша $\rho \sim a^{-4}$ (фотонлардың тығызлығы $\rho \sim a^{-3}$ нызамы бойынша, ал хәр бир фотонның энергиясы a^{-1} нызамы бойынша кемейеди, себеби фотонның толқын ұзынлығы масштаблық фактордың үлкейіуі

³⁴ Бул шама Әлемнің эволюциясының барысында өзгереді. Сонлықтан, хәзиргі ўақытлары H шамасын Хаббл параметри деп атайды (Аўдарыўшы).

³⁵ 1 Мпс (мегапарсек) $\approx 3,26 \cdot 10^6$ жақтылық жылы.

Аўдарыўшыдан: 2016-жылғы мағлыұматлар бойынша Хаббл параметринің шамасы $66,93 \pm 0,62 \text{ (км/с)/Мпк}$. Ал 2018-жылғы мағлыұматлар бойынша $H = 67,4 \pm 0,5 \text{ (км/с)/Мпк}$. Хаббл параметри ушын хәр қыйлы экспериментлерде хәр қыйлы мәніслеринің алыныуының себептери елге шекем белгисіз. Төменде келтирилген сүүретте Хаббл параметри ушын 2001-2020 жыллары алынған мағлыұматлар берілген:



менен кемеиди. Бұл жағдайда қара денениң нурланыуы $\rho \sim T^4$ нызамы менен салыстырыңыз).

Жиплер менен толған Әлем үшін $\rho \sim a^{-2}$, дийўаллар менен толтырылған Әлем үшін $\rho \sim a^{-2}$ хәм, ең ақырында, ноллик космологиялық ағза болған жағдайда (массаға ийе вакуум болған жағдайда) $\rho \sim a^0 = const$.

Әпиўайы дифференциаллық теңлемени шешип, фотонлар менен толған Әлем үшін $a \sim t^{1/2}$ ($t^{2/3}, t, t^2, e^t$) шешимин аламыз (шаң, жиплер, дийўаллар, массаға ийе вакуум). Ноллик емес космологиялық ағза болған жағдайдағы Әлемнің экспоненциаллық кеңейиўиди ($a \sim e^t$) биз келеси бетте қараймыз, ал ҳәзир K константасы менен байланысly болған қызықлы жағдайды қараймыз.

Тегис Әлемге ($K = 0$ болған жағдайға) жуўап беретуғын тығызлық ρ ның мәнисин әдетте критикалық тығызлық деп атайды хәм оны ρ_c арқалы белгилейди. Бундай жағдайда

$$\rho_c = \frac{3H^2}{(8\pi G_N)}$$

теңлигиниң орынланатуғынлығын аңсат табыўға болады. Бақланатуғын тығызлық ρ ның критикалық тығызлық ρ_c ға қатнасын Ω арқалы ($\Omega = \rho/\rho_c$) арқалы белгилейди. Егер $\Omega > 1$ теңсизлиги орынланатуғын болса Әлем жабық, егер $\Omega < 1$ теңсизлиги орынланса, онда Әлем ашық, ал $\Omega = 1$ теңлиги орынланса, онда Әлем тегис.

Әдебиятта Ω шамасына байланысly пикирлердиң бирлиги жоқ, бирақ авторлардың көпшилиги $0,1 < \Omega < 2$ болған жағдайды мақуллайды (Усының менен бирге $\Omega_B \equiv \rho_B/\rho_c \leq 0,03$, бұл аңлатпада ρ_B арқалы барионлардың тығызлығы белгиленген. Қалғанын көринбейтуғын зат береді).

Хәзирги ўақытлары Ω шамасының мәнисиниң тәртиби бойынша бирге жақын екенлиги фридманлық кеңейиўдин басында $\Omega - 1$ шамасының оғада үлкен дәлликте нолге жақын екенлигин аңғартады. Хәқыйқатында да, ρ_c шамасының анықламасынан $\rho_c - \rho = 3K/(4\pi G_N a^2)$ теңлигиниң орынлы екенлиги келип шығады. Бұл теңликте K арқалы ўақыттан ғәрезсиз болған константа белгиленген. Екинши тәрептен, релятивистлик бөлекшелер газы үшін $\rho \sim a^{-4}$. Солай етип,

$$(\Omega - 1)_{a=a_1} : (\Omega - 1)_{a=a_2} = a_1^2 : a_2^2$$

теңлигине ийе боламыз (Бұл жерде биз Әлемнің эволюциясының ақырғы этапында $\rho \sim a^{-4}$ байланысы орын алатуғын релятивистлик газ емес, ал $\rho \sim a^{-3}$ шаңы тийкарғы орынды ийелейди деп есапладық). Егер $a_1^2 : a_2^2 = T_2 : T_1$ теңлигиниң орынланатуғынлығын есапқа алатуғын хәм T_2 сыпатында оның хәзирги ўақыттағы $3 K$ мәнисин, ал T_1 сыпатында $T_{GU} \approx 3 \cdot 10^{14}$ уллы бирлесий температурасын алсақ, онда

$$\frac{(\Omega - 1)_{T_1}}{(\Omega - 1)_{T_2}} \approx \left(\frac{3 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-9}}{3 \cdot 10^{14}} \right)^2 = 10^{-54}$$

шамасына ийе боламыз. $(\Omega - 1)_{T=3K} \sim 1$ екенлигин есапқа алатуғын болсақ, онда $(\Omega - 1)_{T_{GU}} \sim 10^{-54}$ шамасына ийе боламыз. T_{GU} температурасында H^2 пенен $(8/3)\pi G_N \rho$ шамаларының компенсациясындағы усындай фантастикалық дәлликте не тәмийинлейди?

Бұл сораўға Әлемнің эволюциясын $t \sim t_P \sim 1/m_P$ моменттен баслап бақлап хәм ўақыттың усы моментинде

$$\frac{2K}{a^2} = H^2 - (8/3)\pi G_N \rho$$

айырмасы тәртиби бойынша m_P^2 шамасына деп болжап жуўап бериўге тырысамыз. Егер усы айырма терис мәниске ийе болса ($K < 0$), онда Әлем $1/m_P$ Планк дәўири шамасына тең дәўир менен осцилляцияланған болар еди. Егер айырма оң шамаға тең болса ($K > 0$), онда Әлем $1/m_{GU}$ ўақыты ишинде кеңейген хәм $T_{GU} \sim m_{GU}$ температурасына шекем салқынлаған болар еди (Бұның фотон газдиң фридманлық кеңейиўине тән болған m_P/m_{GU}^2 ўақытының

ишінде емес, ал $1/m_{GU}$ ўақыты ишінде болып өтетұғынлығын атап өтемиз).

Буннан былай биз $K > 0$ болған жағдайда таллаймыз. K -ағзаның тәсирінде сызықты кеңейіудің ($a \sim t$) үлкейіуі менен релятивистик газдің үлесі болған $\sim G_N a^{-4}$ шамасының тұтқан орнының әхмийети кемейеди, бірақ $T \sim m_P/m_{GU}^2$ болған жағдайда мәнісіннің тәртібі $G_N^2 \lambda^2 \varphi_0^2$ шамасындай болған космологиялық ағзаның үлесі басым бола баслайды. Бұл аңлатпада λ^2 арқалы хиггс майданының өзине тәсир етіуінің өлшем бирлигине ийе болмаған константасы, ал φ_0 арқалы хиггслық вакуумлық орташа белгиленген (35-сүретке қараңыз), $\varphi_0 \sim m_{GU}$. Космологиялық ағзаның бар болыуы $T \sim m_P$ болған жағдайда $\langle \varphi \rangle$ орташа хиггс майданының нолге тең мәнісіннің өзіннің конденсатлық φ_0 мәнісине еле жетіп үлгермегенлигин билдиреди (35-сүретке қараңыз).

Космологиялық ағзаның тәсирінде Әлемнің сызықты кеңейіуі экспоненциаллық кеңейіу менен алмасады:

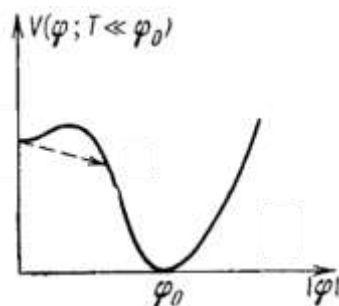
$$a \sim \exp\left(\frac{tm_{GU}^2}{m_P}\right).$$

Де-Ситтер режими деп аталатуғын ұсындай режимде K -ағзаның үлесі ўақыттың өтіуі менен экспоненциаллық рәуиште тез өледі (a^{-2} дей) хәм $2K/a^2$ ағзасының айырым түрде алынған H^2 хәм $(8/3)\pi G_N \rho_{vak}$ шамаларына салыстырғанда 54 тәртіпке киши болыуы ұшын

$$t \sim 70 \left(\frac{m_P}{m_{GU}^2} \right) \sim 10^{-33} \text{ c}$$

шамасындағы ўақыт жеткилики. Солай етип, Әлемнің инфляциялық үрлениуі (инфляция) оны K -ағзадан қутқарып береді. Бірақ, бундай жағдайда Әлем пүткиллей бос хәм аса салқынлаған түрде алынады.

Инфляциялық Әлем теориясы 1980-жыллары пайда болды. Хәзирги ўақытлары оған бир биринен космологиялық ағзаның пайда болыуы менен жоқ болыу механизмлери бойынша айрылатуғын хәр қыйлы айқын сценарийлерге ийе болған көп санлы жұмыслар бағышланған. Гейпара авторларда (Старобинский) космологиялық ағза квантлық гравитациялық эффектлердің тәсирінде дөретиледи, ал екиншилдерде (Гус, Хокинг) - стандарт хиггс потенциалы менен (35-сүретке қараңыз), үшіншилдерде (Линде) - V бапта гәп етилген Коулмен-Вайнберг хиггс потенциалы менен пайда болады (Бундай жағдайда ноллик температурада $\varphi = 0$ болған жағдайда $V(\varphi, T)$ эффективлик потенциал метастабилли минимумға ийе, 41-сүрет).



41-сүрет.

Хиггслик сценарийлердің барлығында космологиялық ағзаға ийе болған метастабилли вакуум жаңа вакуумның көбиклеринің пайда болыуы менен жоқ болады. Линде тәрәпинен ұсынылған сценарийде - хәзирги ўақытлары өлшемлери Әлемнің көринетуғын өлшемлеринен көп тәртіпке үлкен болған бир көбик пайда болады. Бұл көбиктің туннеллениуінің шама менен алынған өтиу жолы 41-сүретте штрихланған сызықтың жәрдемінде көрсетилген. Көбиктің бос емес, ал $(\varphi - \varphi_0)$ майданы менен толған екенлиги

көринип тұр. Ол ақыр аяғында температурасы ұллы бирлесіу температурасынан бир тәртіпке киши болған релятивистлик бөлекшелердің газына айланады. Бундай сценарий Әлемнің евклидигин хәм ұзақ жасайтуғынлығын хәм онда грандмонопольлердің болмайтуғынлығын түсіндире алмайды. Себеби енди фридманлық кеңейіу жеткиликли дәрежедеги жоқары температурадан басланады.

Әлбетте, ұсындай космологиялық сценарийлерди Әлемнің буннан былай раўажланыуы ұшын сол басланғыш шәртлердің қалайынша пайда болатуғынлығы хаққындағы сораўға жүдә, жүдә алдын берилетуғын жуўаплардың проекти сыпатында қараў керек. Ұсындай мәселелерди конструктивлик түрде қараўға болатуғынлығының өзи қандай әжайып.

Экстраполяциялар хәм прогнозлар хаққында

"Егер теория соңғы 25 жылдың ишинде сондай фантастикалық өзгерислерге ұшыраған болса, онда 25 жылдан кейин қандай өзгерислерге ұшырайды хәм сонда бүгинги күндеги теориялық конструкцияларды шығындыларды апарып таслайтуғын орынға апарып таслаўға туўры келмей ме? " Бұл сораўды көпшиликке арналған лекциялардан кейин, физиклердің шанарақларындағы әңгимелесіулерде скептик тыңлаўшылар жийи береді.

Соңғы жигирма бес жыл ишинде алынған эксперименталлық хәм теориялық ашылыўларға келсек, онда олардың барлығы да ХХ әсирдің биринши ярымында дөретилген майданның лагранжлық квантлық теориясының аңғарында жататуғынлығы атап өтиў керек. Кварклар менен Хиггс бозонлары сыяқлы бундай объектлердің әдеттегидей емес екенлигине қарамастан, оларды тәрийиплейтуғын теориялар буннан бурын табылған принциплердің хеш қайсысын бузбайды Ұсындай теориялардың зәрүр екенлиги ХХ әсирдің 50-жыллары айтып өткен Бор оларды "ессиз" теориялардың қатарына жатқармаған болар еди.

Егер тек соңғы 25 жылды емес, ал үлкенирек болған дәўирди қарасақ, онда физикалық картинаның үлкен болған хәр бир өзгерисинде жаңа теориялардың ески теорияларды қыйратпайтуғынлығын көриўге болады. Ески теорияларға салыстырғанда қолланылыў областлары кең болған жаңа теориялар өзиниң ишине ески теорияларды шектеги жағдайлар сыпатында қамтып алады. Релятивистлик емес механикадан релятивистлик механикаға, классикалық механикадан квантлық механикаға, квантлық механикадан майданның квантлық теориясына өткенде ұсындай жағдай жүз берди. Электрәззи тәсирлесиўдің теориясы төрт фермионлы тәсирлесиўди бийкарлаған жоқ, ал тереңлестирди. Тап ұсындай жағдайды енди дөретилетуғын теориялардан да күтиў керек.

Болажақ теориялар бизиң билимлеримизди кеңейтеди хәм олардың дәллигин жоқарылатады. Олар жаңа қубылысларды тәрийиплейди хәм белгили болған қубылысларды үлкен дәлликте тәрийиплеўге мүмкиншилик береді.

Солай етип, қолланылыў областы бойынша хәзирги заман теориялары сөзсиз исенимли. Ұсы теорияларды пайдаланып, оларды биз жийи түрде эксперименталлық сынақтан өтпеген ұзақтағы областларға экстраполяциялаймыз. Гейпара жағдайларда бундай экстраполяциялар саналы емес түрде өткериледи хәм олар фактлер менен соқлығысқанда қарама-қарсылықлар хәм парадокслар пайда болады. Бирақ көпшилик жағдайларда экстраполяция толық саналы түрде өткериледи.

Алысқа экстраполяциялаўдың айқын мысалын гравитация береді. Бизиң жоқарыда айтып өткенimizдей, экспериментлерде гравитациялық тәсирлесиў бир неше сантиметр қашықлықларда сынап көрилген. Бирақ, ұсы жағдайға қарамастан, гравитациялық тәсирлесиўдің классикалық теориясы (ұлыўмалық салыстырмалық теориясы) бундай тәсирлесиўди Планк қашықлығына жақын, яғный 10^{-33} см қашықлықларда да (бундай

кашықлықтарда күшли квантлық дүзетіулер хуким сүре баслайды) дурыс орынланады алады деп есапланады.

Бундай экстраполяцияға тийкар бар ма? Әлбетте, бар. Улыумалық салыстырмалық теориясы жүдә сулыу теория болып табылады, оннан бас тартыу ямаса оны модификациялау ақылға мууапық келмейди. Усының менен бирге қандай да бир аралықлық қашықлықтарға модификацияланатуғын сулыуырақ теориялық моделлер жоқ. Усындай шәрт емес болған ойдағы модификацияларды Оккама пәкиси менен кесип таслауды артықмаш көреді.

Бирақ, усыған қарамастан мениң терең исенимим бойынша билимимиздің областын кеңейтиу хәм исенимнің областын кемеитиу ушын хәр бир қолайлы болған жағдайдан пайдаланған жақсы. Максималлық мүмкин болған экстраполяция принципин максималлық мүмкин болған тексеріу принципин менен толықтырыу керек. Мысалы, гравитация ҳаққында айтатуғын болсақ, онда Ньютонның нызамын мүмкин болған минималлық қашықлықтарда тексерип көрген қызықлы хәм усындай жағдайда, хәтте тұрпайы дәлликте болса да, миллиметрдің бөлимлерине шекем жеткенде жақсы болған болар еди.

Қуяш системасының өлшемлеринен үлкен болған қашықлықтар ушын да стандарт гравитациялық тәсирлесіудің санлық жақтан тексерилип көрилмегенлигин аңғарамыз.

Гравитация ушын экстраполяция толық саналы түрде исленеди; бирақ, жоқарыда айтылып өтилгениндей, барлық ўақытта бундай емес. Мысалы, тәбиятта электромагнит хәм гравитациялық тәсирлесіуден басқа узақтан тәсир ететуғын басқа тәсирлесіу жоқ деген пикир кеңнен тарқалған. Ҳақыйқатында да, бул жағдайдың рәсинда да орын алатуғынлығы шынлыққа сәйкес келеди. Қандай болса да, хәзирги ўақытлары жаңа узақтан тәсир етисіуди киргизбеўге ҳеш қандай эксперименталлық тийкар жоқ. Бирақ, усы ўақытларға шекем өткерилген тәжирийбелердің узақтан тәсир етисіу картасында еле де көп санлы ақ дақларды пайда ететуғынлығына айқын түрде түсиниу зәрүр.

Барлығынан да барионлық хәм лептонлық фотонлардың жоқ екенлиги жақсырақ тексерилген. Бундай фотонлар гипотезалық бөлекшелер, ал олардың дереги сәйкес барионлық хәм лептонлық зарядлар болып табылады. Қаншама парадокслық болып көринсе де, Барионлық хәм лептонлық фотонлардың бир бири менен тәсир етисіуиниң константалары α_B хәм α_L лардың ең жоқары шеклерин ХХ әсирдің басында өткерилген Этвеш тәжирийбелери хәм оннан кейин өткерилген дәллиги жоқары болған тәжирийбелер береді.

Этвеш тәжирийбелеринде маятниктиң тербелис дәўириниң усы маятник соғылған материалдың типинен ғәрезсизлиги тексерилди. Басқа сөз бенен айтқанда, инерт хәм гравитациялық массалардың теңлиги тексерилип көрилди. Гравитациялық өз-ара тәсирлесіу жүдә әззи болғанлықтан, хәтте Жердің хәм маятниктиң барионлары менен лептонларының арасындағы қосымша узақтан тәсирлесіу тәжирийбелердеги инерт хәм гравитациялық массалардың теңлигиниң бузылыўына алып келген болар еди. Себеби атомның массасы ондағы электронлардың санына пропорционал емес хәм ядролық массалардың дефектине байланыслы тек нуклонлардың санына пропорционал.

Этвиш өткерген тәжирийбелердің типиндеги тәжирийбелерден барионлық фотонлардың өз-ара тәсирлесіуи константасы α_B ушын жоқарғы шегара 10^{-47} , ал лептонлық фотонлар α_L ушын алынған константаның жоқары шегарасы 10^{-49} шамалары алынады. Буны әдеттеги электромагнит тәсирлесіуи менен салыстырыу керек (электромагнит тәсирлесіу ушын $1/137$ шамасы алынады). 10^{-50} ден кем болған α_B хәм α_L константалары бар узақтан тәсирлесіудің көпилик ушын ҳақыйқатлыққа сәйкес келмейтуғындай болып көринеди (ең болмағанында хәзирги ўақытлары).

Тәсирлесіудің мүмкин болған басқа типлери ушын әдеўир жаманырақ болған

қатнастар бар.

Мысалы, гипотезалық нейтраллық массаға ийе болмаған псевдоскалярлық бөлекшелерди шығарыу менен жутыу бөлекшелердин магнит моменти менен электромагнит майданы арасындағы өз-ара тәсирлесіуіге ұқсас болған қызықты күшлік эффектлерге алып келген болар еди. Бирақ, әдеттеги электромагнит майданнан парқы, псевдоскаляр майданды металл ямаса қандай да экранның жәрдемінде экранлауға болмайды.

Қәлегенше ұзын хәм беккем глюон тәризли жиплер арқалы абеллик емес ұзақтан тәсирлесіудің бар болыуын бийкарланған деуіге болмайды. Хәзирги ўақытлары белгили болған бөлекшелерде қосымша азғыныулардың болмауы себепли, олар ұсы жаңа глюонлар ұшын кварклардың орнын ийелей алмайды. Бирақ, егер ұсындай кварклар бар болғанда хәм олар жүдә салмақты болмағанда, онда оларды жоқары энергиялы ұшырасыушы дәстелерде табыуға хәм бундай жағдайда кварк-антикварк жұбының тууылыуы созылыушы жип пенен байланысly болған болар еди. Бирақ, ұсындай тийкарсыз, сонда да бийкарланбаған фантазиялардан хәзирги заман физикасының тийкарғы ағысына қайтып келиу керек.

Егер адамзат улыума инсанийлик қәдириятларды хәм, соның ишинде, таза илимди сақлап өзи ұшын қәуип-қәтер туудыратуғын әскерий, экономикалық, экологиялық кризислерден шығады деп оптимистлик түрде болжасақ,

— егер алдымыздағы он жыллықта элементар бөлекшелер физикасының раўажланыуы хәр қыйлы илимий болмаған жағдайлар менен иркинишке түспейди деп оптимистлик түрде болжасақ,

— ең ақырында физик-теоретиклердин аралықтық векторлық бозонлар (ұсы параграфтан кейинги ескертиуди оқыңыз), скаляр бозонлар, протонның ыдырауы, нейтринолардың массалары менен супербөлекшелер ашылады деп оптимистлик түрде болжасақ,

— егер жоқарыда келтирилген болжаулардың барлығы жүзеге келеди деп үмит етсек, онда физикалық дүньяны ақырына шекем түсиниуіге болады хәм фундаменталлық физика теўсилди деп айтыуға бола ма? Мениңше бұл сорауға терис жуўаптың берилиуі маған өзинен өзи түсиникли болып көринеди.

Жоқарыда сүүрети салынған картинада фундаменталлық бөлекшелердин, ықтыярлы параметрлердин саны дым көп. Шын мәнисинде бұл картинада спин хәм заряд сыяқты тийкарғы түсиниклердин ишки мағанасы ашылмаған болып қалады. Булардың барлығы да физикалық дүньяның тереңирек болған қәдди - субкварклық, субэлектронлық хәм хәтте субфотонлық қәдди бар деген ойды пайда етеди.

Әдебиятта субмикродүньяға хәм преонлар, ришонлар, хаплонлар, гликлер, ... деп аталатуғын суббөлекшелер ұшын жүзлеген спекулятивлик бағышланған мақалалар бар. Бұл жерде шешилмеген машқалалардың бири суббөлекшелерден әмелий жақтан массаларға ийе болмаған өлшемлери бойынша киши хәм жүдә жеңил, соның менен бирге бир бирине жүдә жақын жайласқан бөлекшелерди қалайынша дөретиуіге болады машқаласы болып есапланады. Атомларда да, ядроларда да, нуклонларда да биз бундай машқала менен ұшыраспадық.

Егер анықсызлық қатнастарына сүйенетуғын болсақ, онда жүдә киши r өлшемлерине ийе болған системалардың қәддилердин бир биринен $\Delta m \sim 1/r$ қашықтықта жайласыуы керек. Электрон менен мюонның магнит моментлериниң квантлық электродинамика менен жүдә әжайып сәйкес келетуғынлығы тийкарында $r \lesssim (1 \text{ TeV})^{-1}$ деп жуўмақ шығарыуға болады. Демек Δm ниң шамасы $\gtrsim 1 \text{ ТэВ}$ болыуы керек. Сонлықтан, айтайық, мюонды электронның қозған халы деп қарауға болмайды.

Буннан басқа қыйыншылықтың мәниси мынадан ибарат: егер хәр қыйлы бөлекшелер

ушын ұлыұмалық конституентлер бар болатуғын болса, онда бундай бөлекшелердің жеткикли дәрежеде тез бир бирине өтйі керек. Мысалы:

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0, \mu \rightarrow e + \gamma \text{ h. t. b.}$$

Ал, ҳақыйқатында, бундай өтйлер жүзеге келмейди. Егер ҳәр қыйлы суббөлекшелердің санын үлкейтсек, онда стандарт картинаға салыстырғандағы айтарлықтай әпиұайыластырыұ пайда болмайды.

Фундаменталлық физиканың перспективаларын прогноз қылыұ жүдә қыйын. Физиканың раұажланыұы тек ретроспективада ғана логикалық избе-изликте болып көринеди. Егер "соңынан айтылатуғын гәплерге" емес, ал болжаұларға итибар беретуғын болсақ, онда гезекте қойылатуғын әҳмийетли қәдем барлық ўақытта күтилмеген болады ҳәм ол тек ғана сырттан қараұшылар тәрепинен ғана емес, ал оны орынлайтуғынлар тәрепинен де жийи түрде маңызлы емес деп есапланады.

Бирақ, усындай жағдайларға қарамастан келешек ҳаққында ойласақ, онда физиканың буннан былайғы унификациясындағы келеси қәдемнің тек қандай да бир фундаменталлық принцип ашылғаннан кейин ғана қойылатуғындай болып көринеди. Әпиұайырақ болыұы ушын физиканың ҳәзиргиден де қурамалырақ болыұы керек. Әпиұайы болған әпиұайылық болмайды.

Ескертиұ (1983-жыл, гүз)

Бул китап жазылып болғаннан бир неше ай өткеннен кейин ЦЕРН деги $p\bar{p}$ коллайдерде ислейтуғын UA1 ҳәм UA2 коллаборациялары W-бозонлардың тўылыұы ҳәм ыдыраұы ҳаққында хабар берди. W-бозонының ашылыұы ҳаққындағы ЦЕРН деги семинарда 1983-жылы 20-февраль күни биринши хабар пайда болды. Сәйкес жұмыслар препринтлер түринде 21-январь күни (UA1-Collaboration) ҳәм 15-февраль күни (UA2-Collaboration), ал оннан кейин журналлардағы мақалалар түринде жәрияланды: Arnison G. et al. // Phys. Lett.—1983.— V. 122B.— P. 103 ҳәм Banner M. et al. // Phys. Lett.— 1983,—V. 122B.— P. 476.

W-бозонлардың пайда болыұы олардың электрон ҳәм нейтриноға ыдыраұы бойынша регистрацияланды. W-бозонның массасы шама менен 80 ГэВ ке тең болып шықты³⁶. Бул шама теориялық болжаұларға сәйкес келеди.

1983-жылы июнь айында UA1 группасы (Arnison G. et al. // Phys. Lett.— 1983.— V. 126B.— P. 398) Z-бозонлардың тўылыұы менен ыдыраұына сәйкес келетуғын 5 ўақыяның бақланғанлығы ҳаққында хабарлады: төрт ўақыя e^+e^- жұбына ыдыраұға ҳәм бир ўақыя $\mu^+\mu^-$ жұбына ыдыраұға сәйкес келеди. Z-бозонның массасы шама менен 95 ГэВ болып шықты³⁷.

1983-жылы август айында UA2 группасы (Bagnaia P. et al. // Phys. Lett.— 1983.— V. 129B.— P. 130) Z^0 -бозонның $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ ыдыраұынан ибарат болған және бес ўақыяның бақланғанлығын хабарлады ($m_Z \approx 92$ ГэВ). Сол ўақытта UA1 группасы (Arnison G. et al. // Phys. Lett.— 1983.— V. 129B.— P. 273) W^\pm -бозонлардың $e^-\bar{\nu}_e$ ҳәм $e^+\nu_e$ жұбына ыдыраұына сәйкес келетуғын 52 ўақыяның жүзеге келгенлигин жәриялады. Тўылыұдың кесими де, электронлар менен позитронлардың тарқалыұының мүйешлик тарқалыұы да теорияның нәтийжелерине сәйкес келеди.

³⁶ Аўдарыұшыдан: W-бозонның массасы $80,385 \pm 0,015$ ГэВ/ c^2 .

³⁷ Аўдарыұшыдан: Z-бозонның массасы $91,1876 \pm 0,0021$ ГэВ/ c^2 .

Жоқары энергиялар физикасы 86 (Екинши басылымға қосымша³⁸)

Мениң түсиниўимше бул кирисиў баянатының алдында тұрған мәселе элементар бөлекшелер физикасының ҳазирги күнлердеги жағдайына улыўмалық шолыў жасаўдан ибарат. Ҳәр қыйлы тезлеткишлик идеялар менен проектлерге бағышланған бул конференциядағы мениң баянатым театрдың өзине тән болған сахнасының артқы тәрәпине (театральный задник) орнатылған декорацияның бир бөлими болып табылады.

Ең дәслеп барлық картинаның улыўмалық тонын, калоритин сайлап алыў зәрүр. Оның жақтылы, оптимистлик ямаса муңлы болыўы керек пе? Әңгимелесиўлерде көп санлы пессимистлик аргументлерди еситиўге болады. Көпшиликтиң пикири бойынша бизлердиң ҳазирги ўақытлары күшли ҳәм әззи тәсирлесиўлердиң оғада гөззал болған стандарт $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ калибровкалық теориясына ийе болғанмыз пессимизмнің тийкарғы дереклериниң бири болып табылады. 70- ҳәм 80-жыллары өткерилген ҳеш бир эксперимент бул теорияны әшкара қыла алмады. Ал дурыслығына ҳеш кимниң гүманы жоқ болған теорияның тийкарында исленген болжаўларды тастыйықлаў ушын қойылған экспериментлерден көп қуўаныш алынған жоқ. Соның менен бирге базы бир компьютерлик экстремистлер теорияны тексерип көриў ушын тезлеткишлерде өткерилетуғын тәжирийбелердиң пүткиллей кереги жоқ, ал компьютерлик экспериментлер менен шекленсе де болады деп есаплайды.

Екинши тәрәптен ең тепериш жас теоретиклер суперструналарға кетип қалды, олар тийкарынан 2, 10, 26, ..., 506 өлшемлер менен ислеп атыр ҳәм төрт өлшемли дүньяның әпиўайы болған машқалаларынан қашыўға тырысады. Ал усындай төрт өлшемли дүньяны изертлеў жұмысларына феноменологлар, экспериментаторлар ҳәм тезлеткишлерде ислеўшилер сазаўар болады.

Суперструналар менен шуғылланыўшылар бизиң тезлеткишлеримиз ҳеш ўақытта жете алмайтуғын планк энергияларына сүйенеди. Олардың қуўанышлары усы аудиториядағы қуўанышты пайда етпеўи керек ҳәм бул жерде биз қайтадан пессимизмнің гезектеги дерегине - космология менен астрофизикадағы пессимизмге дүўшар боламыз. Себеби бизиң жердеги тезлетиўши лабораторияларымыз шеклик физикалық шынлықты излеўде ең ертедеги Әлем болып есапланатуғын теңи-тайы жоқ жоқары энергиялар физикасы лабораториясы менен конкуренцияға түсе алмайды.

Жоқары энергиялардың тезлеткишли физикасына елеўли шақырықты жердиң астындағы төмен фонлы лабораториялар береді. Бундай лабораторияларда протонның ыдыраўы, қос бета-ыдыраў, электр зарядының сақланбаўы, Қуяштан ушып келетуғын нейтриноны детекторлаў сыяқлы фундаменталлық қубылысларды излеў жұмыслары алып барылмақта. Тап усындай лабораториялардан ХЗ Аққуў шоқ жұлдызынан келетуғын бәрше ушын жумбақ болған "жаман үйреклер" ҳәм соған усаған сенсациялар келип тұрады.

Тезлеткиш физикасының ески қарсылысы ҳәм туўысқаны бар ғо: (1) нейтринолардың массаларын ҳәм нейтринолық осцилляцияларды, нейтрино-антинейтринолық осцилляцияларды аксио тәризли бөлекшелерди излеўтуғын төменги энергиялардың ядролық физикасы ҳәм (2) тәбият тәрәпинен жоқары энергияларға ийе болған бөлекшелердиң ағысын бийпул беретугын космослық нүрлардың физикасы.

"Бийпул" сөзи арзан тұрмайтуғын жаңа коллайдерлердиң қурылысы ушын ақшаны

³⁸ Жоқары энергияларға ийе зарядланған бөлекшелердиң тезлеткишлери бойынша ХІІІ халық аралық конференцияда жоқары энергиялар физикасының жағдайлары менен перспективалары ҳаққындағы шолыў баянаты.

бөліп шығарыуға асықпайтуғын хәм сонлықтан көп санлы батыл түрде ұсынылған проектлер көп жыллардың ишинде эмбрионлық халда сақланып қалатуғын хукиметлерди еске түсиреди.

Усының үстине, жақында Батыс Евопаның бир мәмлекетинде авторлары Батыс Европадағы (ЦЕРН) жоқары энергиялар физикасы ушын ажыратылып шығатуғын қаржылардың шерегин бизиң биология, химия, қатты денелер физикасы хәм илимниң басқа областларында ислейтуғын кәсиплеслеримизге алып бериу хәққындағы хұжжет пайда болды.

Солай етип пессимизм ушын жеткиликти тийкарлар бар. Бирақ усындай жағдайлардың орын алыуына қарамастан мен оптимистлик шолыўды беремен.

Мендеги оптимизмниң тийкарында ең дәслеппе теориялық физика хәм оның шешилмеген машқалалары менен байланыслы болған ойлар жатады. Егер теория хәққында гәп ететуғын болсақ, онда бизлер хәзирги ўақытлары жеткиликти дәрежеде ақыллымыз

Стандарт теорияның калибровкалық принциплериниң қандай жақсы жұмыс ислейтуғынлығына ғана емес, ал сол калибровкалық принциплердиң жуўаптың тең бир бөлими екенлигин түсингенимизге қуўаныўымыз керек. Массалары бир неше ТэВ тен үлкен болмаған скаляр бозонлардың жаңа елиниң бар екенлигине бизлердиң исенимимиз мол. Теоретик бул мәмлекеттен калибровкалық симметриялардың бузылыўын, ашылған барлық (еле ашылмаған) бөлекшелердиң массаларын, әззи тоқлардағы араласыў тоқларын, CP-симметрияның бузылыўын, ал гейпара теоретиклер хәтте P-симметрияның бузылыўын импортлайды. Биз бул белгисиз болған жерди ашыўдың керек екенлигине абсолют исенемиз, оған тек тезлеткишлердиң жәрдемінде қол жеткизиўге болады, себеби тек тезлеткишлер ғана бизге ТэВ шамасына тең энергияларда жеткиликти болған жарқынлық пенен хәм муқиятлы қадағаланатуғын шараятларда тәжирийбелерди өткериўге мүмкиншилик береди.

Скалярлар ашылғаннан хәм үйренілгеннен кейин де фундаменталлық тезлеткишлик физиканың ақырына шекем еле де ұзақ екенлигин биз билемиз. Себеби бизиң тезлеткишлик областқа сәйкес келетуғын тәбиятты түсиниўимиз еле толық болмайды.

Теорияның өзи менен өзи келискен болыўы ушын бизиң әдеттеги бөлекшелеримиздиң суперсериклери деп аталатуғын бөлекшелердиң (сбөлекшелердиң) болыўы керек деген кең тарқалған пикир бар. Скалярлар сыяқлы сбөлекшелердиң массалары 1 ТэВ тен үлкен болмаўы керек. Бул жоқарғы шек Ферми масштабы бойынша анықланады: $m_F = G_F^{-1/2}$. Сбөлекшелер (рус тилинде "бахыт бөлекшелери" - "частиц счастья") елине алып баратуғын бирден-бир жол тезлетиўши лабораториялар арқалы өтеди.

Суперструналар моделлери жоқары симметрияның "қалдықлары" болған жүдә көп санлы бөлекшелердиң бар болыўын көрсетеди:

$$E_8 \times E_8 \supset E_0 \dots \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1).$$

Массасының шамасы 1 ТэВ болған бул бөлекшелердиң арасында екінши Z-бозон, E_8 группасының үш 27-плетлеринен жаңа лептонлар менен кварклардың, қосымша хиггслардың, ақыр-аяғында барлық бөлекшелердиң ссериклериниң бар болыўы мүмкин. Олардың биреўлериниң электр зарядына ийе, ал басқа (нейтраль болған) биреўлериниң жүдә жеңил болыўы мүмкин.

Бул бөлекшелердиң қасиетлериниң майда-шүйдесине шекем болжайтуғын бир де супертеоретик жоқ. Тек коллайдерлерде ислейтуғын экспериментаторлар ғана оларды аша хәм изертлей алады.

Суперструналарды хәм қосымша кеңисликлик өлшемлерди қысқа ўақыт өмир сүреди деп есаплайтуғын қәнигелердиң пикирин қоллап-қуўатламайман. Мен физиканың тарийхында өзиниң әхмийети бойынша майданның квантлық теориясының

дөретилиуінен кем болмаған илимий ашылуының ишінде боламыз деп ойлайман.

Атап айтқанда майданның квантлық теориясының шеклерінде стандарт модель хәм оның барлық экстраполяциялары дөретилди. Протонлардың ыдырауы ямаса конфайнмен сыяқлы әдеттегидей болмаған қубылыстар майданның квантлық теориясының тилинде тәбийий түрде тәрийипленеди ямаса ұсы теорияның шеклерінде тәбийий түрде түсиндириледі.

Майданның квантлық теориясы — квантлық механика менен арнаулы салыстырмалық теориясының баласы болып табылады (бул бала буннан алты он жыл бұрын тууылды). Суперструналар теориясы майданның квантлық теориясының хәм улыұмалық салыстырмалық теориясының баласы. Бул теория дөретилген жағдайда физиканың тийкарғы түсиниклери болған кеңислик, ўақыт, майданға жаңа, әдеуір терең болған мәни береді.

Жаңа фундаменталлық теория жаңа математикалық тилди талап етеди. Суперструналар бойынша жұмыстар физиканы топология менен алгебралық геометрия менен байытты. Базы бир суперструналық конструкциялар жүдә сулуы.

Бирақ, мениң пикиримше, усындай жағдайлардың орын алуына қарамастан оғада бәлент хәм "барлығының теориясы" болған суперструналық минардың қурылысшылары көп ТэВ лик коллайдерлер фундаменталлық фактлердің жаңа қатламларын ашпағанша хәм ұсыған байланыссы бул минар ұшын жеткилики дәрежедеги кең тырнақты дөретпегенше өзинің жобаларын жүзеге келтире алмайды (Тек ғана Калуца, Клейн хәм Эйнштейн тәрепинен электрогравитациялық бирлесиўди әмелге асыруы проекти үстиндеги мийнети ұшын тийкардың қаншама тар болғанлығын ойлап көриңиз).

Енди астрофизика менен космологияға дыққат аударамыз. Маған массаларының масштабы 1 ТэВ болған материяның фундаменталлық элементлери болған скалярлар менен сбөлекшелердің қасийетлерин билмей тұрып Әлемнің буннан кейинги раўажланыуын анықлауы биринши үш пикосекундлардың уникаллық космологиялық сценарийин табыу мүмкин емес болып көринеди. Ямаса басқа мысал: көринип тұрғанындай, Әлемнің тийкарғы массасын қурайтуғын атақлы қараңғы зат. Оның тәбиятын анықлау ұшын хәзирге шекем еле ашылмаған нейтраллық стабилли бөлекшелердің спектрин хәм басқа да қасийетлерин анықлау жүдә әҳмийетли [фотиноның (?), гравитиноның (?), аксионлардың (?) х.т.б.].

Космология бұрынлары хеш болып көрилмегендей дәрежеде тезлеткиш лабораторияда алынуы билимлерге мүтәж хәм бул тезлеткишлер бойынша қәнигелердің айрықша мақтанышы болып табылады. Бөлекшелер физикасы менен аспан физикасы арасында терең хәм буннан да бетер тереңлесип атырған байланыс бар хәм бизлер астрофизика менен космологияға олардың (әмелий жақтан) ноллик космологиялық ағза ямаса инфляциялық дәуірдің зәрүрлиги, аса жаңа Әлемдеги барионлардың сақланбауы сыяқлы жол көрсететуғын биринши шамадағы жұлдызларды бергенлиги ұшын терең миннетдармыз.

Коллайдерлерде ислейтуғын физиклердің хәзирги ўақытлары үлкен астрофизикалық проектлерде, солардың ишінде жер астында өткерилип атырған жұмыстарда да қатнасуынылығы симптоматикалық (көп нәрсени билдиретуғын) болып табылады.

Творчестволық (дөретийшилики) өз-ара байланыс жоқарғы энергиялар физикасын төменги энергиялар физикасы хәм атом физикасы менен байланыстырады (мысал ретинде, жұплықтың сақланбауынылығы бойынша өткерилген ядролық хәм атомлық экспериментлердеги, салмақлы ионлар соқлығысқанда шығарылатуғын прозитронлар менен электронлардың спектриндеги таң қаларлық (ерси) сызықлардың бақланғанлығы хәққындағы жақында Дармштадтдан келген сенсациялық хабарға байланыссы тынышсызланыуларды еске түсиремиз. Хәтте гравиметрия да соңғы ўақытлары элементар

бөлекшелер физикасының бір бөлегіне айланды. Мен эффективлік радиусы шама менен бір километр болған "бесінші күш" деп аталатынын күшті ізлеулерді нәзерде тұтып атырман. Усындай күштің ашылғандығы жақындағы жақында пайда болған хабар жалған сенсация болып шықты. Бірақ, усындай жағдайға қарамастан, бұл мәселе дәллігі жоқары қаддиде болған буннан былайғы изертлеулердің жүргізіліуін талап етеді. Әлбетте, егер усындай ұзақтан тәсір етисіу қашан болса да ашылса, онда ол өзінің кең түрдегі қолланылыуын табады.

Бизлер үлкен әхмийетке ийе болған процесстің - пәнлер аралық синтездің гүяалары хәм қатнасыушыларымыз. Дәретіушілік өз-ара байланыстың руўхының тырысыулардың қосылыуы менен көбейіуін (ал, алыныуы менен бөлиніуі емес) талап ететуғынлығын түсиніу өспекте. Усы руўхтың элементар бөлекшелер физикасының қатты денелер физикасы, химия, биология хәм басқа тәбийй илимлер арасындағы өз-ара қатнасын анықлайтуғынлығына мениң гүманым жоқ. Адамзат ушын фундаменталлық билим фундаменталлық ийгиликлердің потенциаллық дерегі болып табылады Қосымша ақшаны қоңсының лабораториясының бюджетін қысқартыу жолы менен ізлеудің керегі жоқ. Таза илимнің шеклерінен тыста, зулымлыққа, тек әйтеуір-ақ көп ақша жұмсалады.

Усындай ескертіулер менен жоқары энергиялар тезлеткишлерінің физикасының улуымалық картинасын тәрийиплеуді жуўмақлаймыз хәм бизің фундаменталлық бөлекшелеримізге нәзер саламыз.

1986-жылғы физикалық дүньяның тийкарында 17 "элемент" жатыр:

6 лептон ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$);

6 кварк (d, s, b, u, c, t);

4 векторлық бозон (фотон γ , глюон g хәм W, Z вионлар);

1 гравитон.

Бұл жерде мениң антибөлекшелерді хәм реңли еркінлік дәрежелерін есапқа алмағандығымды, вион сөзінің инглиз тилиндегі $wion$ сөзінің транслитерациясы - *weak intermediate boson* (инглиз тилинде ρion сөзіне ұқсас [waion] деп оқылады) екенлігін, t -кварктың еле ашылмағандығын, гравитациялық майданның айырым квантлары болған гравитонлардың, көриніп тұрғанындай, эксперименталлық бақланбайтуғынлығын ескертип өтемен.

17 фундаменталлық бөлекшелердің көпшилигінің тезлетіуші тәжірийбелерде ашылғандығын атап өтіу керек:

3 лептон (τ, ν_μ, ν_τ);

барлық кварклар (u -, d -, s -кварклардан туратуғын жеңіл адронлардың кварклық структурасы, ең жеңіл адронлардың көпшилигі хәм c -, b - кваркларына ийе аўыр адронлар);

3 векторлық бозон (глюонлар хәм вионлар).

Лептонлық секторда ең қызықтысы хәм жұмбақ, әлбетте нейтрино болып табылады. Нейтриноға тийисли болған бір қатар әхмийетли мәселелерді қарап өтеміз:

1. Олар массаға ийе ме ямаса ийе емес пе? Егер олар массаға ийе болса, оның шамасы қандай?

2. Нейтриноның сәйкес антинейтринодан айырмасы бар ма ямаса олар қақыйқый нейтраль болған бөлекшелер ме?

3. Үш нейтриноның хәр қайсысының өзінің зарядланған серигіне қатнасы бар ма, егер қатнасы болмаса олар қалай осцилляцияланады, лептонлық зарядланған токлардағы араластырыу мүйешлери қандай?

4. Нейтриноның электромагниттік диполлік моментінің, диагоналық хәм/ямаса диагоналық емес шамасы қандай?

5. Нейтрино қандай да аномаллық өз-ара тәсірлесіуіге ийе ме?

6. ν_e , ν_μ , ν_τ нейтринолардан басқа нейтринолар бар ма ?

Соңғы ўақытлары мюонлық хэм тау-нейтринолардың массалары ушын жоқарғы шеклерин әдеўир жақсыланды, бирақ олар нейтринолардың массасы ушын теоретиклер күтип атырған шамадан әдеўир үлкен.

Егер электронлық (анти) нейтриноның массасына келетуғын болсақ, онда Теориялық хэм эксперименталлық физика институтының группасы берген 20 эВ шамасынан үлкен шама СИН (Швейцария) институтында жақында өткерилген экспериментте алынған мағлыўматлар менен сәйкес келмейди. Бұл институтта алынған мағлыўматлар тәбийий түрде $m_{\nu_e} = 0$ теңлигине алып келеди хэм $m_{\nu_e} > 18$ эВ шегиниң орын алатуғынлығын көрсетеди. Электронлық нейтринолардың массасын бир қатар дәл өлшеўлер жақын келешекте жуўмақланады. Мысалы, егер оның мәниси 10 эВ тен үлкен болса, онда биз бұл жағдайды жақында жоқары дәлликте биле аламыз. Бирақ 10 эВ шамасынан 1 эВ шамасына шекем жетиў ушын, көринип тұрғанындай, шама менен он жыллық өтеди³⁹.

Нейтриносыз өтетуғын қос бета-ыдыраўдың ашылыўының нейтриноның нейтраллығы хаққында туўрыдан-туўры берилетуғын сигнал екенлиги белгили. Тилекке қарсы, хәзирше ярым ыдыраўдың сәйкес ўақыты ушын төменги шек ғана белгили. Усы шектиң мәниси соңғы жыллары 10^{22} - 10^{23} жылға жақынлады.

Нейтринолық осцилляцияларды излеўдеги эксперименталлық жетискенлиги терис характерге ийе: Бюже реакторында алынған базы бир унамлы көрсетпелер Гёзгене хэм Ровно реакторларында өткерилген экспериментлеринде толығы менен бийкарланды. Бирақ, Михеев пенен Смирнов тәрепинен исленген қызықлы теориялық болжаў арнаўлы түрде еслетип өтиўди талап етеди. Бұл болжаў бойынша тығызлық орайдан периферияға өткенде әстелик пенен кемейетуғын Қуяшта хәтте жүдә киши араласыў мүйеши электронлық нейтриноның мюонлық хэм тау-нейтриноға дерлик толық резонанслық өтиўине алып келе алады. Бұл жаңа резонанслық механизм болажақ Қуяш нейтриноларының детекторлары (айрықша таллийли) ушын болжаўлардың кемирек анықлыққа ийе болыўын тәмийинлейди, ал сәйкес экспериментлерди оннан бетер қызықлы етеди⁴⁰.

Енди соғылатуғын Қуяш нейтриноларының детекторлары (айрықша суйық аргон детектор) нейринолық электромагнит диполлик моментлер машқаласын шешиўге жәрдем береді. Егер бұл моментлердиң шамасы 10^{-10} Бор магнетонына тең хэм Қуяштың конвективлик зонасындағы магнит майданы жеткилики дәрежеде күшли болса, онда Қуяш нейтриноларының ағысының 11 жыллық хэм ярым жыллық вариациялары орын алған болар еди (усындай вариациялардың бар екенлигин хлор-аргонлы Хоумстейк Майн детекторында алынған белгили болған мағлыўматларда көриўге болады)

Ал, тек нейтринолар (хэм гипотезалық нейтраль бозонлар) қатнасатуғын мүмкин болған аномаллық өз-ара тәсирлесиўлерге келетуғын болсақ, онда тәжирийбелерде усындай өз-ара тәсирлесиўлерди табыў оғада қыйын (егер олар күшли болса да).

Таза лептонлық әззи процессы жүдә таза хэм сонлықтан оларды электрәззи теорияның жоқары дүзетиўлериниң болжаўларын тексерип көриў ушын пайдаланыўға болады. Сонлықтан бұл жағдай ЦЕРН деги жаңа нейтринолық эксперименттиң мақсети болып табылады. Бұл экспериментте мюонлық нейтрино менен антинейтриноның электрондағы шашыраўларының кесе-кесимлериниң қатнасы 2 процентлик дәлликте өлшенеди. Тилекке қарсы, бұл жерде бас радиациялық дүзетиўлердиң келип шығыўы электромагнитлик

³⁹ Бүгинги күнлердеги мағлыўматлар бойынша барлық нейтринолардың массалары 0,12 эВ шамасынан киши, бирақ нолге тең емес (Аўдарыўшы).

⁴⁰ 2015-жылы Такааки Кадзита менен Артур Макдональд нейтринолық осцилляцияларды эксперименталлық тастыйықлағаны ушын физика бойынша Нобель сыйлығын алды.

болып табылады; егер жаңа ағыр фермионлар болған жағдайда ғана бұл тәжірибелерде электрәззи дүзетіулер бақлана алғандай дәрежеде болады. Усыған байланыссы кварклар менен лептонлардың төртинши әуладының бар екенлиги (жеңил хәм массаға ийе болмаған нейтрино менен) Z-бозонның кеңлигиниң лабораториялық өлшеулеринде де, гелийдиң тарқалыуы бойынша бар мағлыұматлар менен бирге нуклеосинтездиң космологиялық теориясы менен еле бийкарланған жоқ.

Мен баянаттың нейтриноға бағышланған бөлимин ярым хәзил хәм ярым риторикалық мәселе менен жуұмақламақшыман: "Экспериментаторлардың нейтриноның массаға ийе, осцилляцияланатуғынлығын хәм әззи тәсирлесіуши бөлекшелер екенлигин ашқанлығынан теоретиклердиң массаға ийе болмайтұғынлығын, осцилляцияға ушырамайтұғын хәм майып тәсирлесіуши бөлекше түрінде нейтриноны ашқаны жақсы болған болар еди".

Енди кваркларға өтемиз. Әззи тәсирлесіуден баслаймыз. Араласыудың үш араласыу мүйешиниң екеуи елге шекем абсолют адекватлық (барабар - Аударыушы) емес. Бирақ ең күшли қанаатландырылмағанлық сезимин CP-бузылыуы пайда етеди. Усы ўақытқа шекем CP ның бузылыуы ұзақ жасайтуғын каонлардың тек төрт каналында бақланды:

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0, K_L^0 \rightarrow e^\pm \nu \pi^\mp, K_L^0 \rightarrow \mu^\pm \nu \pi^\mp.$$

Еки зарядланған хәм еки нейтраль пионға ыдыраулардың амплитудалары ең күшли қызығыуды пайда етеди. K_S^0 -мезонларының сәйкес амплитудаларына бөлиудиң салдарынан алынған шамалар η_{+-} хәм η_{00} түрінде белгиленеди. η_{+-} ниң η_{00} ге қатнасы болған η_{\pm}/η_{00} шамасын қараймыз. ОРТ-симметрияның бар болыуына байланыссы бұл шаманың фазасының нолге (1° шамасындағы дәлликте) тең болыуы керек (Тәжірийбеде бұл фаза $9^\circ \pm 5^\circ$). Бұл шаманың модулиниң бирден ағысыуы нейтраллық каонның еки пионға CP-тақ қураушысының туұрыдан-туұры CP-ны бузыушы өтиулериниң өлшеми болып табылады. Усы еслетилип өтилген модулди жақында өткерилген өлшеулер стандарт теорияның болжауларына толық сәйкес келмейди. Стандарт моделде CP ның барлық бузылыулары зарядланған әззи кварклық тоқлардың матрицасындағы биз фаза менен тәрийипленеди. Хәзирги ўақытлары модулди жаңа хәм дәллиги жоқары өлшеулер өткерилип атыр хәм ЦЕРН менен ФНАЛ да фазаны $\pm 1^\circ$ дәлликте өлшеуге еки усыныс пайда болды.

Элементар бөлекшелер физикасындағы каонның тутқан орнының теңи-тайы жоқ. Буннан отыз жыл бурын олардың ыдыраулары P- хәм C-симметрияның бузылыуы хаққындағы мәселени қойыуға мәжбүрледі; 1964-жылы усы ыдыраулардан CP-симметрияның бузылатуғынлығын көрсетти. Буннан бир неше жыл өткеннен кейин ұзақ жасайтуғын хәм қысқа жасайтуғын каонлардың массаларының айырмасының киши болыуы теоретиклерди усындай киши айырманың чарм менен байланыссы екенлигин хәм с-кварктың массасының 1 ГэВ шамасына жақын екенлигин болжауға мүмкиншилик берди. Айтпақшы, $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ өтиулерин ($K^0 \leftrightarrow d\bar{s} \leftrightarrow \bar{d}s \leftrightarrow K^0$) тәрийиплейтуғын белгили квадрат диаграмма (1-сүүрет) сол ўақытқа шекем хақыйқатында да бақланатуғын қубылысларға сөзсиз қатнасы бар әззи өз-ара тәсирлесіуге қатнасы бар бирден-бир диаграмма болып есапланды. Бұл диаграмманың хақыйқый бөлими K_L^0 хәм K_S^0 мезонлардың массаларының айырмасына, ал жормал бөлими болса CP-қадаған етилген $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$ өтиуге жуұапкер. Каонлар менен өткерилетуғын буннан кейинги тәжірийбелер, солардың ишинде олардың сийрек ыдырауларын излеу менен санлық өлшеулер элементар бөлекшелер физикасының ең терең машқалаларына қол тийгизіуге мүмкиншилик беретуғынлығына мениң исенимим мол.

Соның менен бир қатарда мезонлардың жаңа семействолары, көринип тұрғанындай, әззи тәсирлесіулер хаққындағы мағлыұматларды алып келе баслады. Мен B-мезонларды ямаса қысқаша түрде беонларды нәзерде тутып атырман. $B_s^0 = \bar{b}s \leftrightarrow \bar{s}b = \bar{B}_s^0$ өтиулері I

сұйретке ұқсас болған II сұйреттегі квадрат диаграмманың жәрдемінде тәрийипленеди. $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ өтиўлері t-кварктың хәм төртинши әўлад t'-кварктың қосқан үлесине сезимталлы.

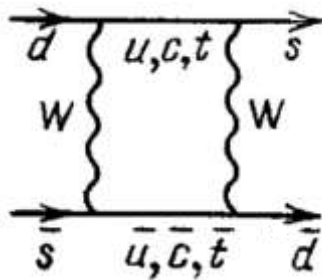
Жақында UA1 коллаборация бирдей белгиге ийе болған димюонлардың шама менен еки жүздеі ўақыясының бақланғанлығын хабарлады. Бул ўақыялар $B_s^0 \bar{B}_s^0$ жупларының күшли тўўылыўы процесси хәм вакуумдағы буннан кейинги $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ өтиўлері хәм B_s -мезонлардың

$$B_s^0 \bar{B}_s^0 \rightarrow B_s^0 B_s^0 \rightarrow \mu^- \mu^- + \dots$$

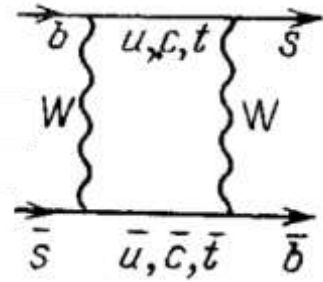
ямаса

$$B_s^0 \bar{B}_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0 \bar{B}_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^+ + \dots$$

ярым ыдыраўлары менен тәбийий түрде түсиндириледі.



I сұйрет. $d\bar{s} \leftrightarrow \bar{d}s$ өтиўлерін тәрийиплейтуғын квадрат диаграмма.

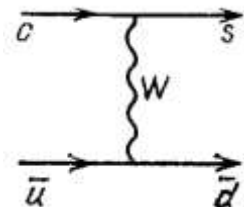


II сұйрет. $\bar{b}s \leftrightarrow s\bar{b}$ өтиўлерін тәрийиплейтуғын квадрат диаграмма.

Жоқары энергияға ийе болған гиперонлар тәрепинен әсте қозғалатұғын B^0 -мезонлардың хәм осцилляциялардың бақланыўы, CP-тақ эффектлердің хәм сол B^0 -мезонлардың ыдыраўы хәққында қызықлы усыныслар бар. Нейтраль B-мезонлардың K^0 -мезонлардан кейинги CP-инвариантлықтың бузылатұғынлығын өлшенетуғын объект болатұғынлығы хәқыйқатқа мегзейди.

Charmed адронлардың лептонлық болмаған ыдыраўлары теоретиклер ушын шешилиўы қыйын болған мәселеге айланды. Олар (теоретиклер) дәслеіп айыр c-кваркты қандай жеңил кварклардың қасында тұрғанлығына дыққатын аўдармастан ыдырайды деп болжады. Бирақ, бундай картина жүдә әпиўайы болып шықты. Тәжирийбеде D^0 мезонның жасаў ўақыты D^+ мезонның жасаў ўақытынан шама менен еки есе қысқа, ал D_s -мезон менен Λ_s -гиперон оннан да тезирек ыдырайтуғын болып шықты. Постфактум (оннан кейин) теоретиклер қоңсылас жеңил кварклар менен тәсирлесиўлердің наданшылық пенен күтиўлерге салыстырғанда сапалық жақтан түсиндиретуғынлығын, бирақ санлық болжаўларды усыныў ушын күшли тәсирлесиўлерди толығырақ түсиниўдің керек екенлигин көрсетти (III сұйреттегі бир диаграмма жеткиликсиз).

III сұйрет. D^0 -мезонның ыдыраўына үлес қосатуғын c-кварктың \bar{u} -кварк пенен тәсирлесиўи.



Усындай жоллар менен биз келеси темаға - кварклардың күшли тәсирлесиўине келип жеттик. Бирақ, бул темаға кириспестен бурын әззи тәсирлесиўге жоқарыда берилген шолыўға тәбийий жуўмақты жасаймыз: әззи тәсирлесиўлердің толық бир қатар әхмийетли мәселелерін шешиў ушын бизге дәллиги жоқары болған тезлеткишлер - strange, charm,

bottom фабрикалары керек!

Күшли тәсирлесиүдеги ситуация әдеттегидей емес. Он жыллықтан да көбирек ўақыт биз усындай тәсирлесиүдеги ең баслы нәрсени - квантлық хромодинмиканың (КХД) лагранжианын билемиз деп есаплаймыз. Бундай мәнисте күшли тәсирлесиү электромагнитлик тәсирлесиүден кейинде қалмайды. Бирақ квантлық электродинамикада жетилистирилген уйытқыўлар теориясының аппараты жүдә киши қашықлықларда жұмыс ислейтуғын квантлық хромодинмиккада экспериментлерде жүдә жоқары дәлликтеги (гейпара жағдайларда үтирден кейинги тоғызыншы санға шекем) болжаўларды берийге мүмкиншилиик бермейди. Бундай жағдайда шама менен он процентлик дәлликке жетийге болады. Тап усындай жағдайлар орын алған ўақытта үлкен қашықлықлар қандай да бир ролди ойнамайтуғын бир де процесс жоқ (теориялық көз-қараслар бойынша квантлық хромодинмикка менен квантлық электродинамиканың арасындағы принципиаллық айырма тек байланыс константаларының ҳәр қыйлы болыўы менен ғана емес, ал туўрыдан-туўры жүзеге келетуғын күшли глюон-глюонлық тәсирлесиүдиң бар болыўы менен байланыслы (туўрыдан-туўры жүзеге келетуғын фотон-фотонлық тәсирлесиү жоқ). Үлкен қашықлықлардың тутқан орнын есапқа алыўға тырысыўлар жүдә ҳәр қыйлы, жийи жүдә ақыллылық пенен исленген, сийрек жағдайларда шеберлик пенен орынланған, оннан да сийрек жағдайларда исенимли. Соның менен бирге егер гәп жоқары дәллик ҳаққында жүрмесе, онда дерлик барлық ўақытта табыслы (мен "тилекке қарсы" деп айтайын деп қалдым). Тутасы менен айтқанда, ҳәзирги заман квантлық хромодинмиккадағы жағдайлар ҳәр қыйлы реңлерге толы шығыс базарын еске түсиреди.

Қатты (терең серпимли емес) инклюзивлик ямаса ярым инклюзивлик процесслердиң, дара жағдайда кварклық ҳәм глюонлық ағыслардың теориясы исенимли болып көринеди. Егер жоқары дәлликке жетийге тырыспаса, онда қатты кварклар менен глюонлардың адронларға фрагментациясы киши қашықлықлардың үлеси бойынша анықланатуғын процесслердиң итималлығына тәсирин тийгизбейди.

Егер адронлардың статистикалық қәсийетлерине келетуғын болсақ (мысалы, олардың массаларына, ыдыраў кеңлигине, магнит моментлерине), онда бул жағдайда теориялық көз-қараслар бойынша суммалардың квантлық-хромодинмикалық қағыйдасы ең табыслы ҳәм избе-из болып келди. Бундай суммаларда киши ҳәм үлкен қашықлықлардың арасындағы көпирдиң хызметин дисперсиялық қатнаслар атқарады. Бундай қатнас жасаўда пертурбативлик емес тәбиятқа ийе, яғный уйытқыўлар теориясының жәрдемінде тәрийипленбейтуғын, кварклық ҳәм глюонлық вакуумлық конденсатлар деп аталатуғын вакуумлық конденсатлар әҳмийетли орынды ийелейди. Бул конденсатлар кварклық ҳәм глюонлық майданлардың вакуумлық орташасы болып табылады. Олардың ең әпиўайылары бул майданлар бойынша бисызықлы: $\langle \bar{q}q \rangle$, $\langle GG \rangle$ ҳәм т. б. Параметрлер сыпатында бул конденсатлардың мәнислерин пайдаланып, аўыр кварклерге ийе адронларға да, жеңил кварклардан туратуғын адронларға да, соның менен бир қатарда кваркларға пүткиллей болмаған глюболлар деп аталатуғын бөлекшелерге де тийисли болған кең көлемли эксперименталлық мағлыўматларды тәрийиплеўге болады.

Эксперименталлық мағлыўматларды суммалардың квантлық-хромодинмикалық қағыйдасы менен бир қатарда беккем теориялық базаға ийе болмаған наданлаў әпиўайыластырылған моделлер де жүдә табыслы тәрийиплейди. Олардың қатарына аўыр кварконийлердиң потенциаллық моделлери, релятивистлик емес кварклар модели, тарлар модели, қалталар моделиниң ҳәр қыйлы моделлери киреди.

Квантлық хромодинмикка менен усы моделлердиң бар болыўының факты квантлық хромодинмиканың санлы теория сыпатында еле шийки екенлигиниң дәлили болып табылады. Квантлық хромодинмиканың есаплаў аппаратының төмен раўажланғанлығы, мысалы, ерси (strange) материя сыяқлы экзотикалық объекттиң бар екенлигин теориялық

жақтан бийкарлаудың мүмкін емеслігінде (бұндай материяның бар екенлігі хақында қалталар моделинде спекуляциялар бар) айрықша айқын көрінеді.

Компьютерлік эксперименттер деп аталатын эксперименттер мәселесіне, соның ішінде кеңістік-уақыттық континуум төрт өлшемлі пәнаралар алмастырылатынын жағдайға айрықша тоқтап өткіз келеді. Соңғы есептеулерде пәнараларның түйіндерінің саны 10^5 тен асады, ал пәнараларның адымы шамамен 10^{-14} см. Компьютерлік есептеулер дара жағдай болған кванттық глюодинамиканың шеклерінде глюондардың күтілген массаларын (яғни кваркларсыз КХД) бағалау мақсетінде өткізілді. Кваркларды есепке алумен де, мысалы әзгі лептондық емес амплитудаларды.

Тығыздық пенен температураның жоғары мәнілеріндегі кванттық хромодинамиканы компьютерлік ізерттеулер ең үлкен қызығушылықты пайда етеді. Бұл ізерттеулер 200 МэВ шамасындағы температураларда ядролық заттың кварк-глюондық плазма халына өтуінің жөніндегі теориялық күтіулерді тастықтайды⁴¹. Усындай фазалық өтуінің хақықатында да жүретуінің көрсететінін сигналдардың қандай болатуының толық айқын емес (мысалы, түйрі фотондардың хәм strange - ерсі бөлекшелердің санының артықмаш болуы). ЦЕРН дегі суперсинхротронда кварк-глюондық плазманы ізлеу үшін хәзірше бірінші қәдем сыпатында қозғалмайтуын нышананы кислородтың ионларының жоғары энергияға ийе болған ағысы менен бомбалау нәзерде татылған.

Күшлі тәсірлесіулерді ізерттеулердің эксперименталдық перспективалары жүде қолайлы. Кванттық хромодинамиканың көз-қараслары бойынша энергияның жүде кең интервалындағы (жүде киші энергиялардан жүде жоғары энергияларға шекем) қыыншылығының қәдді хәр қылы болған тәжірийбелер үлкен қызығушылықты пайда етеді. Бұл бағалы информацияларды тек болажақтағы супертезлеткіштерде ғана емес, ал хәзіргі уақыттары іслеп тұрған әдеттегі машиналарда да хәм хәтте хәзір іслемай қалған машиналарда да алуының мүмкін екенлігін көрсетеді. Бұл ақырғы ескертіуге $p\bar{p}$ -аннигиляцияда резонанссыз түйілген χ_1 - хәм χ_2 -чармонийдің екі қәддінің массалары менен кеңігін хәзіргі уақыттары бузып тасланған ISR коллайдерде алынғанлығы тийкар болды. Бұл эксперименттің нәтижелерін қайта іслеудің нәтижелері 1986-жылы апрель айында препринт түрінде жарық көрді. Бұл бұннан көп уақыттар бұрын сөнген жұлдыздан келген жақтылық сыяқты болып көрінеді.

Бізлер лептонлар менен кваркларды талладық хәм енді векторлық бозонларға өтеміз. Бізлер электр-әзгі теорияны хәм күшлі тәсірлесіуді таллағанда біз олар хақында көп гәп еттік. СЛК пенен ЛЭП⁴² тің іске қосылуы менен біз Z-бозонларды

⁴¹ Аударушы: Кварк-глюондық плазма (КГП, кварк супы, хромоплазма) жоғары энергиялар физикасы менен элементар бөлекшелер физикасындағы заттың агрегат халы. Әдеттегі плазмада электронлар менен ионлар қандай халда тұратуын болса, кварк-глюондық плазмада адрондық зат тап сондай халда тұрады. Кварк-глюондық плазма кварклардан, антикварклардан хәм глюонлардан тұрады. Бұндай плазманы бұрынлары газ деп қарады, ал 2005-жылдан баслап дерлік идеал хәм мөлдир емес сұйықтық болып есепланады. Эксперименттерде ашылғанша кварк-глюондық плазма гипотезалық объект болып келді. Хромоплазманы үйреніудің Әлемнің тарихын биіуде жәрдем беріуі мүмкін.

Кварк-глюондық плазма 2005-жылы февраль айында АҚШ тағы Брукхейвен миллий лабораториясындағы RHIC тезлеткішінде өткізілген эксперименттерде алынды. Сол жерде 2010-жыл февраль айында температураның мәнісі 4 триллион градусқа жетті.

⁴² Аударушы: ЛЭП (инглиз тилинде LEP, Large Electron-Positron collider) - халық аралық илимий-ізерттеу орайы болған ЦЕРН дегі зарядланған бөлекшелердің тезлеткіші - Үлкен электрон-позитрондық коллайдер.

СЛК - SLAC Миллий тезлеткіш лабораториясы **SLAC** (инглиз тилинде SLAC National Accelerator

ислеп шығарыу бойынша сийрек гезлесетуғын фабрикаларды аламыз. Олар электр-әззи теорияның көп аспектерин санлық тексеріуіге мүмкиншилик береді.

Бирақ бүгін ұзақ болажаққа нәзер салыу керек: калибровкалық бозонларды изертлеулердегі ең қызықтысы олардың өз-ара тәсірлесіуі болып табылады. Вионлардың өз-ара тәсірлесіуін эксперименталлық изертлеу үшін ЛЭП2 менен ВЛЭПП керек болады. Ал глюон-глюонлық өз-ара тәсірлесіуіге келсек, онда үлкен адронлық коллайдердегі жуп глюонлық ағыстарды үйреніу жүдә қызық.

Абеллик емес калибровкалық теориялардың әпіуайылығы менен сулылығына қарамастан, олардың кем дегенде гейпараларының тек тереңірек физиканың феноменологиялық тәрийиплемесінің ғана болатуғынлығын ұмытпау керек. Усындай көз-қарастан, вионлар 1960-жыллары абеллик емес калибровкалық симметрия қолланылған (әдеуір киші табыстар менен) жеңіл векторлық мезонларға (ρ , ω) салыстырғанда кемирек фундаменталлық болар еді. Кварклардың да, лептонлардың да құрамлық бөлекшелер болыуы мүмкін. Рәс, ұсы күнге шекем бирде-бір сулыу болған преонлық теория хәзірше ұсынылған жоқ. Бирақ, бұл жерде ақырғы сөзді теоретиклер емес, ал экспериментаторлардың айтыуы керек. Егер тәжірийбелер преонларды⁴³ тапса (преонлар - хәзіргі фундаменталлық бөлекшелердің құрамлық элементтері), онда сулыу схемалардың жетіспеушілігінің болмайтуғынлығына мен исенімим мол.

Мен гравитон хәққында дерлік хеш нәрсе де айтпадым. Хәзіргі заман физикасында айрықша орын алатуғын болғанлықтан, мен оны баянаттың ақырына қалдырдым. Бұл мына жағдай менен байланысly: хәзіргі ўақытлардағы теориялық көз-қарастар бойынша гравитациялық тәсірлесіу тек ең үлкен қашықтықларда ғана емес, ал ең киші қашықтықларда да тийкарғы орынды ийелейді. Планк энергияларындай хәм оннан да жоқары энергияларда гравитациялық тәсірлесіу күшли болатуғын гравитациялық қарама-қарсылыққа ийе болмаған өз-ара тәсірлесіу теориясын дүзіу үшін теоретиклер қосымша кеңісликли өлшемлерді пайдаланады хәм ноқатлық бөлекшелерді Планк өлшемлерге ийе болған көп өлшемлерге ийе болған суперструналар менен алмастырады. Суперструналардың қарама-қарсылықтарға ийе болмаған теориясын дүзіуіге қаратылған тырысулардың тийкарында соңғы ўақытлары симметрияның ең жоқарғы группасын ойлап табыуға, оның бузылыуының механизмин табыуға хәм бөлекшелердің массаларын хәм әззи тоқлардағы араласу мүйешін түсіндіріуіге болады деген үміт пайда болды.

Бұл баянаттағы тийкарғы ойлардың бири пүткиллей хәр қыйлы болған тезлеткишлерде орынлау мүмкін болған фундаменталлық жақтан қызықты болған эксперименттердің көп екенлігін атап өтіу болып табылады.

Бәри бир, жоқарырақ болған энергиялардағы бақланатуғын қубылыстар бизлердің барлығымызды қызықтырады. Тилекке қарсы, Е энергияның шамасы қанша үлкен болса қызықты процесслердің кесе-кесими киші ($\sim E^2$) болады хәм фонлық процесслердің көплігі де көбейеді.

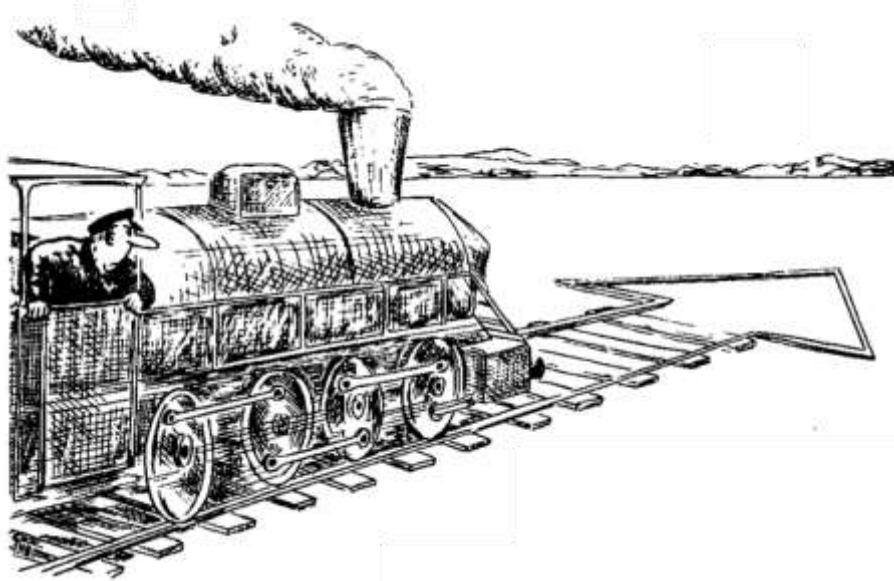
Жоқары энергиялы физиканың стратегиялық триадасы тезлеткишлер, детекторлар хәм компьютерлер болып табылады. Бизлер жоқары болған энергияларға, жарқынлықтарға,

Laboratory, 2008-жылға шекем Стэнфорд сызықты тезлеткиші орайы, (инглиз тилинде Stanford Linear Accelerator Center, SLAC) - АҚШ тың энергетика министрлігінің 17 миллий лабораторияларының бири, оның операторы Стэнфорд университети болып табылады.

⁴³ Аўдарыушы: Преонлар - кварклар менен лептонлардың тұрыуы мүмкін болған гипотезалық бөлекшелер. Кварклар менен лептонлардың ноқатлық емеслігі хәққында ұсы күнлерге шекем хеш кандай экспериментлик мағлыұматлар болмаса да, бир қанша пикирлер (фермионлардың үш әуладының болыуы, кварклардың үш реңінің болыуы, кварклар менен лептонлардың арасындағы симметрия) олардың құрамалы бөлекшелер бола алатуғынлығын көрсетеді.

дәлликлерге хәм бизиң теорияларымызды муқиятлы түрде тексерий, олардың шешилмеген машқалаларын шешиў хәм, ең баслысы, ҳеш бир теория тәрәпинен болжанбайтуғын қубылысларды излеў ушын мағлыўматларды қайта ислеўдиң жүдә жоқары болған темплерине үмтыламыз. Алдымызда нениң жатырғанлығын билгимиз келеди.

Физиканың табыслы раўажланыўы ушын алдымыздағы жүз жыллықтың басында жобаластырылып атырған сызықлы электронлық коллайдерлердиң үлкенлигин хәм жарқынлығы үш тәртипке, адронлық коллайдерлердеги мағлыўматлардың жыйналыўы менен оларды қайта ислеўдиң темпин үлкейткен жақсы.



IV сүүрет.

Бул баянатты таярлаўдың барысында мен тосаттан газетадағы В.Несковтың хәзил сүүретин көрдим (IV сүүрет)⁴⁴. Маған бул сүүреттиң исленген баянатқа қандай да бир қатнасы бардай болып көринди. Бир қанша ойланыўдан кейин мен сүүретти былайынша түсиндириўге болады деген жуўмаққа келдим: Паровоз жоқары энергиялар физикасының нышаны болып табылады. Ал теоретиклерге келсек, олар бул сүүретте көринбейди. Бирақ олардың темир жолды қурыўы керек деп түсиниў керек. Бирақ, гейпара ўақытлары олардың айырымлары рельстен соғылған жолды емес, ал рельстен соғылған стреланы соғыў ушын өзиниң хәм басқалардың ўақытын пайдаланады. Теоретиклердиң ойынша сол стрелалар болажақ прогресстиң бағытын анықлаўы керек.

Усындай өзимди-өзим әшкаралайтуғын ескертиў менен мен баянатымды жуўмақлайман. Үйге берилген тапсырма сыпатында сизлердиң басқа интерпретацияларды излеўиңиз мүмкин.

Сизлерге табыс тилеймен.

Дыққатларыңыз ушын рахмет.

⁴⁴ Мен 1969-жылы Люблян қаласында өткерилген Халық аралық конкурста Алтын медаль алған сүүреттиң оригиналын бергени ушын В. Песковқа миннетдарман.

Ескертиу (1987-жылдың гүзи)

1987-жылы бәхәрде ДЕЗИ деги e^+e^- -жыйнаушы ДОРИС сақыйнасындағы АРГУС детекторларында ислеітуғын халық аралық коллаборация интенсивли вакуумлық $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ өтиулердің бақланғанлығын хабарлады (Albrecht H. et al./Phys. Lett. - 1987. - V. 192B. - P. 245). $B^0\bar{B}^0$ жұплары γ (4s) ыдырауында бақланды хәм вакуумда $B^0B^0 + \bar{B}^0\bar{B}^0$ жұпларына айланды. $B^0B^0 + \bar{B}^0\bar{B}^0$ жұпларының $B^0\bar{B}^0$ жұпларына қатнасы болған r шамасының мәніси $r = 0,21$ ге тең болып шықты. $B^0 = \bar{b}d \leftrightarrow b\bar{d} = \bar{B}^0$ вакуумлық осцилляциялардың физикалық механизми жоқарыда талланған $B_s^0 = \bar{b}s \leftrightarrow b\bar{s} = \bar{B}_s^0$ өтиулердің механизминде жүдә уқсас.

1-қосымша

ФИЗИКАЛЫҚ БИРЛИКЛЕРДІҢ СИСТЕМАЛАРЫ ҰАҚҚЫНДА

\hbar , c = 1 системасы. Электронвольт. C_N менен C_F ти салыстырыу. Кельвин. Барн. СИ. Онның дәрежеси. Ампер. Кулон. Вольт. Фарад. Ом. Вебер. Тесла. СИ стандарт сыпатында. СИ диң артықмашлығы менен кемшиликлери ұаққында. Әдебият.

Құбылыслардың базы бир топарын тәрийиплегенде ақылға мұуапық сайлап алынған бирликлер илимнің құдиретли құралына айланады. Сәйкес бирликлерди пайдалана отырып құбылысларды өлшемлик таллауға шаманың тәртиби бойынша оның өзине тән болған масштабын, қәлеген құбылыстың биринши рет қарағанда алыста болып көринген құбылыслар менен байланысын анықлауға болады.

Усының менен бир қатарда пайдаланылуы әдетке айланбаған бирликлер арнаулы әдебиятты оқыуға хәм түсиниуге кесент жасайды. Бұл қосымша ұсындай сырттан қарайтуғын, қәниге емес оқыушы ұшын жәрдем беріу мақсетинде жазылған. Қосымша тийкарынан \hbar , c = 1 системасына хәм оның менен Халық аралық бирликлер системасы болған СИ ди салыстырыуға бағышланған.

$\hbar, c = 1$ системасы элементар бөлекшелер физикасында кеңнен қолланылады. Бұл системаның қолайлығы элементар бөлекшелер физикасының релятивистлик эффектлер менен ис алып баратуғынлығында хәм сонлықтан хәрекеттің бирлиги сыпатында хәрекет кванты \hbar , ал тезликтің бирлиги сыпатында жақтылықтың тезлиги c тәбийий түрде сайлап алынады. Буннан кейин хәрекетти де, тезликти де өлшем бирлигине ийе емес хәм оларды 1 ге тең деп қабыл етиу тәбийий (Астрономияда қашықтықты жақтылық жылында өлшегенде жақтылықтың тезлигин 1 ге тең деп қабыл етеди; тек ғана "жақтылық" деген сөзди алып таслау керек). Бундай жағдайда тезлик, хәрекет S хәм мүйешлик момент J өлшем бирлиги жоқ шамаларға айланады: $[v] = [S] = [J] = 1$. Кеңисликлик координаталар r менен ўақытлық координата t ның бирликлери бирдей: $[r] = [t]$. E энергия менен p импульстің бирликлери бирдей $[E] = [p]$. Оның үстине, энергия E менен жийилик ω ның арасындағы $E = \hbar\omega$ ямаса импульс p менен бөлекшениң толқын ұзынлығы λ ниң арасындағы $p = 2\pi\hbar/\lambda$ түриндеги квантлық-механикалық байланысларды есапқа алсақ, онда

$$[r^{-1}] = [t^{-1}] = [p] = [E] = [m]$$

қатнасларын аламыз. $\hbar, c = 1$ бирликлеринде

$$[A] = [A_0] = [m], [E] = [H] = [m^2]$$

теңдиклериниң орынланатуғынлығын көрсетиу қыйын емес. Бұл теңдиклерде A - векторлық потенциал, A_0 - электрлик потенциал, E хәм H сәйкес электр хәм магнит майданларының кернеуликлери. \mathcal{L} лагранжиан $[m^4]$ бирлигине, фотонлық майдан сыяқлы

барлық бозонлық майданлар $[\varphi] = [m]$ бирлигине, ал барлық фермионлық майданлар $[\psi] = [m^{3/2}]$ бирлигине ийе. Бундай теңліктердің дұрыс екенлігіне лагранжиандағы сәйкес $m^2\varphi^+\varphi$ хәм $m\bar{\psi}\psi$ массалық ағзаларға қарап жоқарыда айтылғанлардың дұрыс екенлігіне аңсат исений мүмкін. Солай етип, ноллик өлшемге ийе болатуғын барлық шамаларды $\hbar, c = 1$ системасында энергияның ямаса массаның бирликлерінде өлшеуге болады екен.

$\hbar, c = 1$ системасында e электр заряды өлшем бирлигине ийе емес⁴⁵: $e^2/\hbar c = \alpha$. Бұл теңлікте α арқалы жуқа структураңың тұрақлысы белгиленген (бұл атама атом физикасында пайда болды хәм α атомлық қәддилердің жуқа ажыралыуының масштабын анықлайды); $\alpha^{-1} = 137,03604(11)$ ⁴⁶. Соның менен бирге реңли хәм әззи зарядлар да өлшем бирликлерине ийе болмайды. Олардың квадратлары сәйкес α_s хәм α_w арқалы белгиленеди. Ал төрт әззи тәсирлесіудің төрт фермионлы Ферми константасы G_F ке келсек, онда бұл шама өлшем бирлигине ийе болады: $[G_F] = [m^{-2}]$. Гравитациялық тәсирлесіудің ньютонлық константасы G_N де тап сондай бирликке ийе.

Электронвольт (эВ). СИ системасында энергияның бирлигинің джоуль екенлігі белгили:

$$1 \text{ Дж} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{сек}^{-2} \text{ }^{47}.$$

СГС системасындағы энергияның бирлиги эрг:

$$1 \text{ эрг} = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-2} = 10^{-7} \text{ Дж}.$$

Элементар бөлекшелер физикасында энергияның бирлиги сыпатында электронвольт хәм оның тууындылары қолланылады:

$$1 \text{ кэВ} (10^3 \text{ эВ}),$$

$$1 \text{ МэВ} (10^6 \text{ эВ}),$$

$$1 \text{ ГэВ} (10^9 \text{ эВ}) \text{ хәм } 1 \text{ ТэВ} (10^{12} \text{ эВ}).$$

Әсиресе арнаулы әдебиятта хәм бизиң китабымызда 1 ГэВ бирлиги қолланылады.

Электрон 1 В шамасына тең потенциаллар айырмасы арқалы өткенде 1 эВ энергияға ийе болады. Электронның заряды $e = 1,6021892(46) \cdot 10^{-19}$ Кл; демек бир кулонда $6,241459(93) \cdot 10^{18}$ электрон болады.

$$1 \text{ Дж} = 1 \text{ Кл} \cdot \text{В} = 6,241459(93) \cdot 10^{18} \text{ эВ} \approx 6,24 \cdot 10^9 \text{ ГэВ},$$

$$1 \text{ ГэВ} = 1,6021892(46) \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 1,7826759(52) \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot \text{с}^2 \text{ (с арқалы жақтылықтың тезлиги белгиленген):}$$

$$c = 2,99792458(1,2) \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1},$$

$$\hbar c = 1,9732858(51) \cdot 10^{-14} \text{ ГэВ} \cdot \text{см},$$

$$\hbar = 6,582173(17) \cdot 10^{-25} \text{ ГэВ} \cdot \text{сек} = 1,0545887(57) \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}.$$

$\hbar, c = 1$ бирликлерінде

$$1 \text{ ГэВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} \approx 1,8 \cdot 10^{-24} \text{ г},$$

$$1 \text{ ГэВ} \approx 0,7 \cdot 10^{-24} \text{ сек} \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}.$$

⁴⁵ Бұл қосымшада $e^2/\hbar c = \alpha$ түрінде нормировкаланған бир бирлик заряд e ниң шамасын пайдаланамыз. Тап ұсындай нормировкаға жууап беретугын электронның заряды әдетте физикалық шамалардың кестелерінде берилген. Китаптың қалған текстінде бирлик электр заряды басқаша нормировкаланған: $e^2/4\pi\hbar c = \alpha$. Усындай нормировка квантлық электродинамикасы менен майданның квантлық теориясы бойынша шыққан китаптар менен мақалаларда кең түрде қабыл етилген. Биринши жағдайда еки электронның арасындағы кулонлық потенциал e^2/l , ал екинши жағдайда $e^2/4\pi l$ түрине ийе.

⁴⁶ Бұл жерде хәм қосымшаның буннан кейинги текстінде қаўсырманың ишиндеги сан тийкарғы санның соңғы мәнисли цифрасындағы бир стандарт ауысыудағы анықсызлықты көрсетеди:

$$137,03604(11) = 137,03604 \pm 0,00011.$$

⁴⁷ СИ стандарты бойынша секунда s арқалы белгиленеди. Ал жақтылықтың тезлиги s менен алжасықтың болмауы ұшын бир секунданы "сек" арқалы белгилеймиз.

G_N менен G_F ти салыстырыў. G_N менен G_F шамаларын салыстырыў үлги боларлықтай әҳмийетке ийе. СГС ҳәм СИ системаларында

$$G_N \approx 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2} = 6,7 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2},$$

$$G_F \approx 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = 1,4 \cdot 10^{-62} \text{ Дж} \cdot \text{м}^3.$$

Егер бул санларға үстиртин түрде қараса, онда G_N шамасы G_F шамасынан көп үлкен деген ой пайда болады. Егер, табиий бирликлерге келетуғын болсақ, онда мәселе пүткиллей басқаша, қарама-қарсы түрде шешиледі:

$$G_N \approx 6,7 \cdot 10^{-39} \hbar c^5 \text{ GeV}^{-2},$$

$$G_F \approx 1,2 \cdot 10^{-5} \hbar^3 c^3 \text{ GeV}^{-2}.$$

Биз $\hbar, c = 1$ бирликлеринде G_N гравитациялық турақлының мәнисиниң әззи тәсирлесийдің турақлысының мәнисинен 33 тәртипке киши екенлигин көремиз. Бул жақсы белгили фактке толық сәйкес келеді: лабораториялық шараятларда гравитациялық тәсирлесий әззи тәсирлесийге салыстырғанда киши.

Кельвин (К). Абсолют температура T бөлекшелер ансамблиниң орташа энергиясын тәрийиплейтуғын болғанлықтан, температураны электронвольтлерде өлшеў табиий. Бундай жағдайда kT ның орнына T ны жазыў керек. Больцман константасы Кельвин бойынша градуслардан энергиялық бирликлерге өтиўдеги тек есаплаўшы көбейтийши ғана болып табылады: $k \approx 1 \text{ эВ}/11604 \text{ К}$. Егер $k = 1$ деп қабыл етсек, онда $1 \text{ эВ} \approx 11604 \text{ К}$ теңлигин аламыз.

$\hbar, c = 1$ бирликлеринде Стефан-Больцман константасы $\sigma = \pi^2/60$.

Барн (б). Кесе-кесимлерди өлшеў ушын ядролық физикада ҳәм элементар бөлекшелер физикасында барн ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$), миллибарн ($1 \text{ мб} = 10^{-27} \text{ см}^2$), микробарн ($1 \text{ мкб} = 10^{-30} \text{ см}^2$), нанобарн ($1 \text{ нб} = 10^{-33} \text{ см}^2$), пикобарн ($1 \text{ пб} = 10^{-36} \text{ см}^2$), фемтобарн ($1 \text{ фб} = 10^{-38} \text{ см}^2$) ҳәм аттобарн ($1 \text{ аб} = 10^{-42} \text{ см}^2$) қолланылады.

$$1 \text{ ГэВ}^{-2} = 0,389 \text{ мб}.$$

СИ (Système International d'Unités француз атамасының қысқартылып жазылыўы) — Бирликлердің халық аралық системасы.

Тийкарғы механикалық бирликлер — метр (м); килограмм (кг); секунд (сек). Туўынды механикалық бирликлер: күш - ньютон ($1 \text{ Н} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{сек}^{-2}$); энергия - джоуль ($1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м}$); қуўат - ватт ($1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж} \cdot \text{сек}^{-1}$); басым - паскаль ($1 \text{ Па} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$); жийилик - герц ($1 \text{ Гц} = 1 \text{ сек}^{-1}$).

Тийкарғы электромагнит бирлик — ампер. Туўынды электромагнит бирликлер - кулон (Кл); вольт (В); фарад (Ф); ом (Ом); вебер (Вб); тесла (Тл).

Онның дәрежелери СИ системасына сәйкес төмендегидей префикслердің жәрдемінде белгиленеди:

10^{-1}	деци	д	10^1	дека	да
10^{-2}	санти	с	10^2	гекто	г
10^{-3}	милли	м	10^3	кило	к
10^{-6}	микро	мк	10^6	мега	М
10^{-9}	нано	н	10^9	гига	Г
10^{-12}	пико	п	10^{12}	тера	Т
10^{-15}	фемто	ф	10^{15}	пета	П
10^{-18}	атто	а	10^{18}	экса	Э

СИ системасында ампер (А) вакуумда бир биринен 1 м қашықтықта жайласқан ұзынлықтары шексиз болған еки өткізгіштин арасында ұзынлықтың ҳәр 1 метринде бир бири менен $2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}$ күш пенен тәсирлесий пайда ететуғын ұсы еки өткізгіш арқалы өтетуғын өзгермейтуғын тоқтың бирлиги сыпатында анықланады.

Егер Ампер ызаамын

$$F = 2I^2l/c^2d$$

түрінде жазатуғын болсақ (F - күш, I - тоқтың күши, l - өткізгіштің ұзынлығы, d - өткізгішлердің арасындағы қашықтық, c - жақтылықтың тезлігі), онда ампер ұшын

$$1 \text{ A} = c\sqrt{10^{-7} \text{ N}}$$

шамасын аламыз.

Бирақ СИ системасында ампер тийкарғы емес, ал туұынды шама түрінде қаралады. СИ де Ампер ызаамы

$$F = \frac{\mu_0 I^2 l}{4\pi d}$$

түріне ийе. Бул теңлікте μ_0 арқалы индуктивліктің бирлігі генри ($1 \text{ Гн} = 1 \text{ м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}^2 = 1 \text{ Вб} \cdot \text{А}^{-1}$, вебердің анықламасы төменде) арқалы аңлатылатуғын вакуумның магнитлік сиңиргішлигі белгіленген.

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1} = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Н} \cdot \text{А}^{-2}.$$

(Тоқ күшинің бирлігі сыпатында Ампер 1881-жылы Электриклердің биринши халық аралық конгрессінде қабыл етилди. Ампердің анықламасындағы 10^{-7} коэффициенті бизге XIX әсирден мийрас болып қалды. Вольт қаққында гәп етилгенде ұсы коэффициенттің келип шығыуы қаққында айтылады).

Кулон (Кл) өзіннің СИ деги анықламасы бойынша $1 \text{ А} \cdot 1 \text{ сек}$ шамасына тең. Электр зарядының муғдарының бул анықламасы менен Кулон ызаамына тийкарланған анықлама менен байланысын қараймыз. Оның ұшын СГС системасына итибар берген (см, г, сек) хәм электрдің электростатикалық бирлігін әсе де анықлаған қолайлы⁴⁸

$$1 \text{ эсе}^2 \cdot \text{см}^{-1} = 1 \text{ эрг}.$$

Бундай жағдайда

$$1 \text{ эсе}^2 = \text{г} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-2} = 10^{-9} \text{ кг} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{сек}^{-2} = 10^{-9} \text{ Н} \cdot \text{м}^2.$$

Бул аңлатпаны СИ системасындағы кулонның анықламасы менен салыстырып

$$\begin{aligned} 1 \text{ Кл}^2 &= 1 \text{ А}^2 \cdot \text{сек}^2 = 10^{-7} \text{ с}^2 \cdot \text{Н} \cdot \text{сек}^2 = \\ &= 10^{-7} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 \left(c \cdot 1 \frac{\text{сек}}{\text{м}} \right)^2 = 10^2 \text{ эсе}^2 \left(c \cdot 1 \frac{\text{сек}}{\text{м}} \right)^2 \end{aligned}$$

екенлігін көреміз. Демек,

$$1 \text{ Кл} = \frac{1}{10} \text{ эсе} \left(c \cdot 1 \frac{\text{сек}}{\text{м}} \right) = 1 \text{ эсе} \frac{1}{10} \xi.$$

Бул аңлатпада $\xi = 2,99792458(1,2) \cdot 10^{10}$ - вакуумдағы жақтылықтың тезлігі c ның $\text{см} \cdot \text{сек}^{-1}$ бирліклерінде өлшенген сан мәнісі. ξ коэффициенті СИ бирліклерінен СГСЭ бирліклеріне өтійде жийи ұшырасады. Бундай жағдайда кулонды анықлағандағы $1/10$ коэффициенті амперді анықлаудағы тарийхый 10^{-7} коэффициентінің нәтийжесі болып табылады.

СИ системасында Кулон ызаамы мынадай түрге ийе:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q^2}{r^2}.$$

Бул аңлатпада Q - кулонларда аңлатылған электр заряды, r - олардың арасындағы қашықтық (метрлердегі), ϵ_0 - вакуумның диэлектриклік сиңиргішлигі (ол сыйымлықтың бирлігі фарад арқалы аңлатылады):

$$\epsilon_0 = (4\pi \xi^2)^{-1} \cdot 10^{11} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1} = 8,85418782(7) \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1},$$

⁴⁸ Биз бул жерде халық аралық "esu" (electrostatic unit) белгісінің орнына "эсе" белгісін пайдаланамыз. СГСЭ системасындағы электрдің муғдарының бирлігі 1 эсе ге тең. Бул қосымшаның ақырында келтирилген әдебияттың дизиміндегі [1] ге қараңыз.

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{10^4}{\xi^2} \frac{\Phi \cdot \Gamma_H}{M^2} = \frac{10^4}{\xi^2} \left(\frac{\text{см}}{\text{сек}} \right)^2 = \frac{1}{c^2}.$$

Вольт (В). Электр кернеуінің, электр потенциалының, электр қозғаушы күштің (э.қ.к.) бирлиги. СИ ге сәйкес $1 \text{ В} = 1 \text{ Дж} \cdot 1 \text{ Кл}^{-1}$. Демек,

$$1 \text{ В} = 1 \frac{\text{эрг}}{\text{эсе}} \frac{10^8 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}}{c} = 10^8 \frac{\text{эрг}^{1/2}}{\text{см}^{1/2}} \frac{\text{см} \cdot \text{сек}^{-1}}{c} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{эсе}} \frac{10}{\xi}.$$

Электр қозғаушы күштің әмелий бирлиги сыпатында вольт жоқарыда еслетилип өтилген конгрессте 1881-жылы қабыл етилди. Сол конгрессте СГСМ системасының 10^8 бирлиги сыпатында алынған еди:

$$1 \text{ В} = 10^8 \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}} \right)^{1/2} \frac{\text{см} \cdot \text{сек}^{-1}}{c}.$$

1889-жылғы Электриклердің екінші халық аралық конгрессінде джоулдің абсолют әмелий электр бирлигине жұмыс пенен энергияның бирлиги сыпатында вольттен кейін киргизилгенлигин аңғарамыз.

Вольтти эрг хәм эсе арқалы анықлағандағы 10^8 коэффициентинің кулонды эсе арқалы, ұсыған сәйкес амперди ньютон арқалы анықлағандағы 10 коэффициентине алып келетуғынлығын аңсат көриўге болады. Ал вольтти анықлағандағы 10^8 коэффициентинің сайлап алыныўы не менен байланысly? Жуўап мынадан ибарат: ұсындай жоллар менен анықланған вольттиң мәніси нормаль элементлер деп аталатуғын тоқтың дереклеринің электр қозғаушы күшинің шамасына жақын. Нормаль элемент деп электр қозғаушы күши ўақыттың өтиўи менен өзгермейтуғын хәм экземплярдан экземплярға өткенде қайтадан тикленетуғын гальваникалық элементке айтады. Өзинің дәўиринде нормаль элементлер вольттин эталоны сыпатында хызмет етти. Қәзирги ўақытлары олар техникадағы кернеўди стандартлаў ушын кеңнен қолланылады.

Фарад (Ф) (бұрынғы атамасы фарада) — электр сыйымлығының бирлиги:

$$1 \text{ Ф} = 1 \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В}^{-1} = 1 \text{ м}^{-2} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{сек}^4 \cdot \text{А}^2.$$

Енди

$$1 \text{ А} \cdot \text{сек} = 1 \text{ Кл}, 1 \text{ Кл}^2 = 10^{-7} c^2 \text{ Н} \cdot \text{сек}^3$$

қатнасынан пайдаланамыз хәм СГС системасына өтип

$$1 \text{ Ф} = 10^{-7} c^2 \frac{\text{Н} \cdot \text{сек}^2}{\text{кг} \cdot \text{м}^2} = 10^{-7} \text{ см} \left(\frac{c \cdot \text{сек}}{\text{см}} \right)^2 = 10^{-9} \xi^2 \text{ см} \approx 9 \cdot 10^{11} \text{ см}.$$

Ом - қарсылықтың бирлиги:

$$1 \text{ Ом} = 1 \text{ В} \cdot \text{А}^{-1} = 1 \text{ Дж} \cdot \text{Кл}^{-2} \cdot \text{сек} = 1 \frac{\text{Дж} \cdot \text{сек}}{\text{эсе}^2} \left(\frac{10}{c \cdot \text{сек}} \right)^2 = 10^9 \frac{\text{сек}}{\text{см}} \left(\frac{\text{см}}{c \cdot \text{сек}} \right)^2 = \frac{10^9}{c} \frac{\text{см}}{c \cdot \text{сек}} = \frac{10^9}{\xi \cdot c}.$$

Солай етип, Ом (тезлик)⁻¹ өлшемге ийе болады екен.

$c = 1$ болған бирликлерде

$$1 \text{ Ом} \approx 1/30.$$

Вебер (Вб). Магнит ағысы (магнит индукциясының ағысы) СИ ге сәйкес веберлерде өлшенеди:

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ Дж} \cdot \text{А}^{-1} = 1 \text{ В} \cdot \text{сек}.$$

Тесла (Тл). Магнит ағысының тығызлығы (магнит индукциясы) теслаларда өлшенеди:

$$1 \text{ Тл} = 1 \text{ Вб} \cdot \text{м}^{-2} = 1 \text{ кг} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot \text{А}^{-1} = 1 \text{ В} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}^{-2}, \\ 10^{-4} \text{ Тл} = 1 \text{ Гс (гаусс)}.$$

Мысал сыпатында заряды e хәм импульси p ($\text{ГэВ} \cdot c^{-1}$) болған электронның радиусы r (м) болған орбита бойынша көлденең H (Тл) магнит майданындағы қозғалысын қараймыз. СИ бирликлерінде:

$$pc = eH\rho c.$$

Бундай жағдайда

$$pc \text{ (ГэВ)} \approx 0,3H\rho \text{ (Тл} \cdot \text{м)}.$$

Биз бұл жерде $e \cdot 1 \text{ Тл} \cdot \text{м} = e \cdot 1 \text{ В} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}^{-1} = 1 \text{ эВ} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}^{-1}$ екенлігін есепке алдық және жүйік түрде $10^{-9} \text{ с} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}^{-1} \approx 0,3$ алмастыруды пайдаландық.

СИ стандарт сыпатында. СИ ге өтіу Өлшемлер менен салмақтар бойынша XI бас конференция тәрепинен ұсынылды (1960-жылы). СИ ге тийкарланған стандарт (СТ СЭЕ 1052-78 "Метрология. Единицы физических величин", 1980) СССР дың мәмлекетлик стандарты сыпатында СССР Мәмлекетлик стандартының 1979-жыл 25-июнь күнги қарары менен хәрекетке түсірилген (келісім-хуқықый қатнастарында және халық хожалығында пайдаланыўды 1980-жылдың 1-январынан баслаў нәзерде тутылған).

СИ системасының артықмашлығы менен кемшиликлери. СИ диң тийкарғы баҳалылығы бұл системаның бирликлериниң көпшилигиниң илиминиң, техниканың және халық хожалығының бир қатар бөлимлеринде әмелий жақтан пайдаланыўдың қолайлы болыўы менен байланысly. Хәр бир физикалық шама ушын тарийхий жақтан қәлиплескен бирликлердиң көплигиниң орнына бир бирлик бекитиледи және оннан пүтин есе үлкен болған ямаса үлеслик бирликлер киргизиледи.

СИ системасының тийкарғы кемшилиги мынадан ибарат: Фундаменталлық физика областында усы системада жазылған көп формулалар тек физикалық емес, ал тарийхий характерге ийе жүдә үлкен болған қайтадан есапланатуғын көбейтиўшилерге ийе және олар физикалық қубылыстардың мәнисин түсиниўди қыйынластырады. Бұл биринши гезекте вакуумдағы электр және магнит майданларының кернеўликлери E менен H хәр қыйлы өлшемлерге ийе, вакуумға бирге тең болмаған және өлшем бирликлерине ийе μ_0 магнит сиңиргишлиги және ϵ_0 диэлектриклик сиңиргишлик жазылады. Сонлықтан барлық төрт вектордың (H пенен E кернеўликлер менен еки индукция $B = \mu_0 H$ және $D = \epsilon_0 E$) өлшем бирликлери хәр қыйлы. Бундай анықламалар электродинамиканың революциядан бұрынғы қәддине сәйкес келеди (бундай қәддиде электродинамика буннан шама менен 100 жылдай бұрын тұрды) және Максвелл теңлемелериниң физикалық мәнисине қарама-қарсы келеди. Мысалы, H пенен E кернеўликлери электромагнит майданның $F_{\mu\nu}$ төрт өлшемли тензорының құраўшылары болып табылады. Кулон, вольт, джоулдиң әмелий бирликлерин сақлаўға тәбийий ұмтылыў СИ диң жоқарыда еслетилип өтилген дефектлерин пүткиллей ақламайды. Усы бирликлерди де, вакуум менен электромагнит майданларының кернеўликлериниң ақылға муўапық келетуғын анықламаларын сақлаўға болады ғо.

Улыўма айтқанда, хәтте СИ ге салыстырғанда да изшилирек физикалық бирликлердиң бир системасына тийкарланған шәртли түрде стандартластырыў тек зыянды ғана алып келеди. Биз \hbar , $c = 1$ системасын пайдаланған жағдайда элементар бөлекшелер физикасының көп қубылыстарының әпиўайыласатуғынлығын көрдик. Бирақ, бұл системаны күнделикли тұрмыста ямаса аўыл хожалығында пайдаланыў тек зыян берген болар еди.

Жоқарыда еслетилген стандарт физикалық бирликлерди ақыл менен сайлап алыўдың илимий жұмыс ушын зәрүрли екенлігін көрсетеди. Онда арнаўлы түрде "стандарт илимий изертлеўлерде және теориялық характердеги илимий мақалаларда қолланылатуғын бирликлерге тарқатылмайды" деген мәнистеги арнаўлы сөзлер айтылды. Бирақ бұл жарым-жарты мойынлаў болып табылады, себеби буннан кейин стандарттың тексти "барлық оқыў орынларындағы оқыў процесси (соның ишинде оқыўлықтар менен оқыў қолланбалары) СИ бирликлерин және 3.1, 3.2, 3.3 пунктлерине сәйкес қолланыўға руқсат етилген бирликлерди пайдаланыўға тийкарланған болыўы керек". Физикада кең түрде пайдаланылатуғын СГС және \hbar , $c = 1$ системасы бұл пунктлерде еслетилип те өтилмегенлігін аңғарамыз. Бирақ, илим менен билим алыўдың арасындағы байланысты қалайынша үзиўге

болады? Себеби бүгін Максвелл теңдемелерінің мәнісін түсінетұғын студент ертең оларды қоллана алмайды.

Стандартқа сәйкес физикада джоуль менен бір қатарда электронволтти қолланыуға руқсаттың берілгенлігі жақсы. Бірақ кесе-кесімнің бірлігі болған барнның (10^{-24} см²) хәм оның 10^{-18} ден киши үлесін аңғартатұғын туұындыларының СИ де нәзерде тутылмағанлығы өкинишли.

Бир неше жыл бұрын стандарт болмаған миллиметр сынап бағанасының басымының орнына гектопаскаллар батыл түрде хәм тосыннан радио менен газеталардағы хауа райы бойынша мағлыұматларға киргизилди. Бірақ, бир неше хәпте өткеннен кейін бул жаңалықты бийкарлауға туұры келди. Оның таярланбағанлығы хәм ўақытқа сай келмейтуғынлығы бәрше ушын айқын болды. Өлшеўсиз хәм сәтсиз стандартизацияның себебинен илимге зыян тийгизиў ақырғы есапта техникаға зыян тийгизиўге алып келеди. Бул жағдайды көп адамлардың сезбеўи мүмкин. Бірақ оның әхмийети салыстырмас дәрежеде үлкен.

Әдебият

Обозначения, единицы измерения хәм терминология в физике. Документ U.I.P. 20 (1978) Союза чистой хәм прикладной физики// УФН.— 1979.— Т. 129, вып. 2,— С. 289.

Сивухин Д. В. О Международной системе физических величин II УФН.— 1979.— Т. 129, вып. 2,— С. 335.

Леонтович М. А. О системах мер // Вести. АН СССР. —1964.— № 6.— С. 123. (М. А. Леонтович пенен Д. В. Сивухинның мақаласында СИ әшкараланған. Д. В. Сивухиннің мақланасы СССР Илимлер Академиясының ұлыўма физика хәм астрономия Бөлиминің Бюросының шешими менен баспадан шықты).

Камке Д., Кремер К. Физические основы единиц измерения.— М.: Мир, 1980.

Квантовая метрология и фундаментальные константы: Сб. статей / Пер. с англ, под ред. Р. Н. Фаустова, В. П. Шелеста.— М.: Мир, 1981.

2-қосымша

ТЕРМИНЛЕР СӨЗЛИГИ

Сөзлик элементар бөлекшелер физикасына тийисли болған шама менен 100 терминди өзіннің ишине алады. Олар тийкарынан теориялық хәм математикалық терминлер болып табылады (бірақ ондай емеслери де бар). Мысалы, сөзлик мақалалардың бир қатары тезлеткишлерге де бағышланған.

Сөзликти таярлағанда оның бир неше функцияларды атқарыўының керек екенлігі нәзерде тутылды.

1. Шолыўдың текстін толықтырыў хәм түсиндириў.

2. Шолыўға байланыссыз мағлыұматлар ушын хызмет етиў.

3. Енди баслап атырған оқыўшыға терминологияда бағдар алыўға жәрдем бериў. Илимнің жаңа областы менен танысқанда пайда болатұғын терминологиялық тосқынлық жүдә үлкен орынды ийелейди. Этимологияны көрсетиў менен берілген терминлердің әпиўайы хәм қысқаша анықламалары бул тосқынлықтан өтиўге толық емес болса да жәрдем береді.

4. "Тынышлықтағы масса" ямаса "мю-мезон" сыяқлы ескерген терминлерди пайдаланыўдан сақлайды.

5. \hbar , $c = 1$ бирліклер системасына тийкарланған әпиўайы өлшемлик бақаларды бериўге

мысаллар келтиріу.

Функциялардың ұсындай хәр қыйлы болыуының салдарынан сөзликтің формасы менен стилинің бирдей түрге ийе болмауы тәбийий. "Шашты пүткиллей алып таслауды" оған жәрдем береді деп ойламайман. Мен тек хәр бир сөзликлик мақаланың басының әпиуайы хәм анық жазылуына тырыстым. Гейпара мақаланың барлығы жеткиликли дәрежеде әпиуайы жазылған, бирақ тексттің айырым бөлимлери көбирек таярлыққа ийе болған оқыушыға мөлшерленген. Егер сиз оқыудың барысында түсинбей, қыйыншылыққа тап болған болсаңыз, онда сиз ұсындай бөлекке тап болғансыз. Оны оқымай, қалдырып кетиңіз.

Көп санлы әхмийетли терминлер сөзликте айырым мақалаларға ийе емес. Көпшилик жағдайларда олар басқа сөзликлик мақалаларда ямаса шолыу текстінде түсиндирилген. Егер предметлик көрсеткиштен пайдалансаңыз, оларды тез тауып аласыз.

Адронлар — күшли тәсирлесіуіге қатнасатуғын бөлекшелер. Спини пүтин болған адронларды мезонлар, ал спини ярым пүтин болған адронларды барионлар деп атайды. Адронлардың бир неше жүзи белгилі.

Адронлардың көпшилиги жүдә тұрақсыз (стабилли емес). Олар резонанслар деп аталатуғын бөлекшелер болып табылады: олар күшли тәсирлесіудің себебинен жеңилирек болған адронларға ыдырайды. Резонанслардың жасау уақыты 10^{-12} секундтан киші⁴⁹.

Квазистабилли адронлар әдеуір ұзақ уақыт өмир сүреді хәм әззи және электромагнит тәсирлесіулердің себебинен ыдырайды. Квазистабилли мезонлардың ыдырауының ең ақырғы өнімлери оларға салыстырғанда жеңилирек мезонлар, лептонлар хәм фотонлар болып табылады. Егер ыдырауының мезонлар жеткиликли дәрежеде ауыр болса, онда олар барион + антибарион жұбына ыдырайды.

Ең жеңил барионларды (протон хәм нейтрон) нуклонлар деп, ал ауырырақ болған квазистабилли барионларды (Λ , Σ , Ξ , Ω , Λ_c , ...) гиперонлар деп атайды. Гиперонлардың ыдырауының ақырғы өнімлери лептонлар, фотонлар, мезонлар хәм сөзсиз нуклон болады.

Атомның ядросы протонлар менен нейтронлардан тұрады. Бизді қоршап тұрған стабилли (орнықты) заттың құрамына қалған адронлар кирмейді. Олар жоқары энергияларға ийе болған бөлекшелердің соқтығысуының салдарынан тууылады. Бұндай бөлекшелердің дереклери тезлеткишлер менен космослық нурлар болып табылады. Хәзирги уақытлардағы көз-қараслар бойынша адронлар хақықый элементар бөлекшелер болып табылмайды: олар кварклардан тұрады.

"Адрон" сөзи "хадрос" грек сөзинен келип шыққан - үлкен массаға ийе, күшли, ири деген мәнисті береді.

Аксиаллық вектор (латын тилиндеги axis — көшер сөзинен) — псевдовектор қандай болса аксиаллық вектор да сондай болады. Әдеттеги (поляризация) вектордан айырмасы, координаталардың айналық шағылысуында (инверсиясында) аксиаллық вектордың құраушылары белгисин өзгертпейді. Мысалы, еки поляризация вектордың векторлық көбеймеси аксиаллық вектор болып табылады. Аксиаллық векторлар болып табылатуғын физикалық шамаларға мысаллар: магнит майданының кернеулиги \mathbf{H} , мүйешлик момент \mathbf{J} , аксиаллық әззи ток.

Магнит майданында үш өлшемлі аксиаллық вектор болған \mathbf{H} векторы алты құраушыға ийе болған электромагнит майданның кернеулигинің антисимметриялы төрт өлшемлі

⁴⁹ Алдыңғы қосымшадағыдай, терминлер сөзлигинде де секундар ушын қысқаша сек белгиси қолланылады.

кернеулиги $F_{\mu\nu}$ диң үш кеңісликлик құраушысы болып табылады.

Аксиаллық тоқ болған жағдайда үш өлшемлі аксиаллық вектор төрт өлшемлі аксиаллық вектордың үш кеңісликлик құраушысы, ал бұндай жағдайда сол төрт өлшемлі аксиаллық вектордың ұяқтылық құраушысы таза кеңісликлик бурылыұлар менен шағылысыұларға қарата псевдоскалаяр болып табылады.

Аксиаллық ток — аксиаллық-векторлық тоқ, яғный төрт өлшемлі аксиаллық вектордай болып түрленетуғын тоқ. Толық әззи тоқ векторлық хәм аксиаллық тоқлардың қосындысынан тұрады. векторлық хәм аксиаллық тоқлардың көбеймеси (бұл көбейме псевдоскалаяр болып табылады) әззи тәсирлесіудеги жуплықтың сақланбауының дереги болып табылады.

Аксион — гипотезалық нейтраль, спинге ийе емес, жеңил бөлекше (аксионның массасы 1 МэВ тен әдеуір киши). Аксион затлар менен жүдә әззи тәсирлеседи хәм еки фотонға ыдырайды. Аксионлардың бар екенлиги хәққындағы гипотеза күшли тәсирлесіулердеги (θ -ағза менен байланыслы болған машқалаға байланыслы) CP- жуплықтың сақланыуы машқаласы хәм оның менен байланыслы болған абеллик аксиаллық тоқтың сақланыуы машқаласы менен байланыслы пайда болды (буннан аксион сөзи пайда болды). Физикалық жақтан бақланатуғын аксионның бар болыуы теорияның сөзсиз орын алатуғын нәтижесі болып табылмайды.

Алгебра (араб тилиндегі *أَلْجَبْر* *аль-джабр* "толықтырыу") — арифметиканың ұлыұмаластырылыуы хәм кеңейтилиуі деп қатаң емес тәрийиплеуіге болатуғын математиканың бөлими; бұл бөлимде санлар менен басқа да математикалық объектлер хәриплер хәм басқа да символлар менен белгиленеди. Бұл олардың қәсийетлерин ең ұлыұмалық түрде жазыуға хәм изертлеуіге мүмкиншилик береді. "Алгебра" сөзи ұлыұма алгебрада хәр қыйлы алгебралық системалардың атамаларында қолланылады. Кеңірек мәнисте алгебра хәққында гәп еткенде санлардың әдеттеги қосыу хәм көбейтиу операцияларын ұлыұмаластыратуғын ықтыярлы тәбиятқа ийе болған көпликлердің элементлеринің үстинен исленетуғын операцияларды үйрениуіге бағышланған математиканың бөлимин түсінеди.

Ли алгебрасы — коммутациялау деп аталатуғын $[\cdot]$ операциясы менен тәмийинленген хәм төмендегидей қәсийетлерге ийе болған сызықлы L кеңіслиги:

$$[al_1 + bl_2, l_3] = a[l_1, l_3] + b[l_2, l_3] \text{ (сызықлылық),}$$

$$[l_1, l_2] = -[l_2, l_1] \text{ (антисимметриялық),}$$

$$[l_1[l_2, l_3]] + [l_2[l_3, l_1]] + [l_3[l_1, l_2]] = 0 \text{ (Якоби теңлиги).}$$

Бұл аңлатпаларда l_i - алгебраның элементлери, a хәм b - санлар.

Егер a хәм b санлары затлық болса, онда алгебраны затлық, ал егер a хәм b санлары комплексли болса, онда алгебраны комплексли деп атайды.

Мысал: Коммутаторы $[\tau_i, \tau_k] \equiv \tau_i \tau_k - \tau_k \tau_i$ болған τ_1, τ_2, τ_3 Паули матрицаларының алгебрасы.

Егер қәлеген l_i хәм l_k ушын $[l_i, l_k] = 0$ теңлиги орынланатуғын болса, онда алгебраны абеллик (коммутативлик) деп атайды.

Қәлеген $l \in N$ хәм $n \in N$ ушын $[l, n] \in N$ шәрти орынланатуғын болса, онда N подалгебрасын идеал деп атайды.

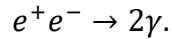
Егер абеллик болмаса хәм $\{0\}$ ден хәм L деп өзгеше болмаған идеаллары болмаса, онда L алгебрасын әпиұайы деп атайды. Егер қәлеген $m \in N$ хәм $n \in N$ ушын $[m, n] = 0$ теңлиги орынлы болатуғын болса, онда L алгебрасын M менен N алгебраларының суммасы деп атайды.

Ли группасы G менен Ли алгебрасы L арасындағы байланыс символлық түрде былайынша жазылады: $G \sim \exp(L)$.

Процесстиң амплитудасы — квантлық механика менен майданның квантлық

теориясындағы шама, оның модулинің квадраты процесстің итималлығын анықлайды. Еки бөлекшениң соқлығысыуында процесстің итималлығы оның кесе-кесими менен анықланады, ал стабиль болмаған бөлекшелердің ыдырауында итималлық ыдыраудың кеңлиги бойынша анықланады.

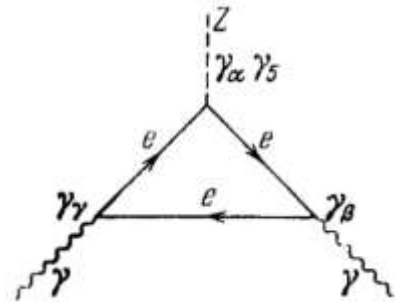
Аннигиляция — бөлекше менен оның антибөлекшеси соқлығысып, басқа бөлекшелерди пайда етиу менен жүретуғын бир бирин жоқ қылыу процесси. Тарийхый жақтан биринши болып электрон менен позитронның еки фотонға айланыуы бақланды:



Хәзирги ўақытлары жоқары энергиялардағы бир бири менен қарама-қарсы тәреплерге тарқалатуғын электронлар хәм позитрон дәстелеріндеги электрон менен позитронның адронларға аннигиляция процесси ең үлкен қызығыуды пайда етеди.

Аномалия — майданның квантлық теориясында — лагранжианның белгили симметриясынан, сол лагранжианның тийкарында есапланған квантлық дүзетиулерден келип шығатуғын қандай да бир сақланыу нызамының бузылыуы. Бундай парадокслық қубылыс виртуаллық бөлекшелердің импульслериниң шексиз үлкен мәнислерінде Фейнман диаграммаларының айырымларының және қосымша анықлама берийди талап етиуи менен байланысly, ал ұсындай қосымша анықлама берий болса лагранжианның дәслепки симметриясына қайшы келеди.

42-сүүрет.



Аномалия ұшын ең белгили болған мысал массаға ийе болмаған зарядланған аксиаллық тоқтың сақланбауы болып табылады. Формаллық жақтан, бундай жағдайда лагранжиан кираллық-инвариант, бирақ ұсы жағдайға қарамастан (42-сүүрет) аксиаллық тоқты қыйрататуғын үш мүйешли диаграмма деп аталатуғын диаграмма бар. 42-сүүреттеги үш мүйешликтің тәреплери виртуаллық фермионның ("электронның") тарқалыуын сүүретлейди. Жоқарғы төбе фермионлық аксиаллық тоқтың Z-бозон менен тәсирлесийин, ал төменги еки төбе электромагнитлик фермионлық тоқтың фотонлар менен тәсирлесийин сәўлелендиреди.

Үш мүйешли диаграмманың аксиаллық тоқтың дивергенциясына қосатуғын үлеси шекленген болса да, оның аксиаллық тоқтың өзине қосатуғын үлеси жоқары шекте "отырыпты" хәм виртуаллық бөлекшелердің үлкен импульслерінде регуляризацияны талап етеди. Аксиаллық тоқты бузбайтуғын ақылға муўапық келетуғын регуляризацияны жүзеге келтирийдиң мүмкиншилиги жоқ.

Теориядағы аксиаллық аномалияның болмауы талабы фермионлық мультиплетлердің руқсат етилетуғын структурасы ұшын қатаң түрдеги шеклеулерди қояды. Мысал сыпатында мына жағдайды көрсетемиз: SU(5)-моделінде аномалиялар жоқ, себеби кварклик хәм лептонлық аномалиялар бир бирине дәл компенсациялайды.

Басқа әхмийетли мысал — энергия-импульс тензорының изиндеги аномалия. Бул аномалия квантлық хромодинамикада әхмийетли орынды ийелейди.

Глюодинамикада массаға ийе болмаған глюонлық майданның лагранжианы

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a, a = 1, 2, 3, \dots, 8.$$

масштаблық инвариантлыққа ийе. Сонлықтан бұндай жағдайда энергия-импульстің изи болған $\theta_{\mu\mu}$ шамасының изи нолге тең деп есаплау наданлық болған болар еди. Турпайы түрде айтқанда $\theta_{\mu\mu} \sim p_{\mu}p_{\nu}$. Бұл аңлатпада p арқалы глюонның 4-импульси белгиленген. Глюонның массаға ийе болмауының себебинен $p^2 = 0$ болғанлықтан, $\theta_{\mu\mu} = 0$ теңлигинің орынланыуы керек. Бирақ, егер үш мүйешли диаграмманы регуляризацияласа (43-сүүрет), онда $\theta_{\mu\mu} \neq 0$ теңсизлиги алынады (Диаграммада жоқарғы төбе глюонның гравитон менен тәсирлесіуін, ал төменги еки төбе - глюонлардың бир бири менен сызықлы тәсирлесіуін сүүретлейди). Есаплаулар

$$\theta_{\mu\mu} = \frac{1}{2} \frac{\beta(g_s^2)}{g_s^2} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a$$

теңлигинің орынлы екенлигин көрсетеди. Бұл теңликте $\beta(g_s^2)$ - Гелл-Манн - Лоу функциясы деп аталатуғын функция, ал $g_s^2 = 4\pi\alpha_s$ - глюонлардың тәсирлесіуінің өлшем бирлигине ийе болмаған константасы:

$$\beta(g_s^2) = -\frac{g_s^4}{(4\pi)^2} + \frac{g_s^2}{4\pi} \text{ бойынша жоқарырақ тәртіпке ийе ағзалар.}$$

Глюодинамикада [SU(3)-симметрия] $b = 11$.

Энергия-импульс тензорының изи дилатациялық тоқ деп аталатуғын K_μ ($K_\mu = x_\nu \theta_{\mu\nu}$) тоқтың дивергенциясына тең. Если $\theta_{\mu\mu} \neq 0$ теңсизлиги орынланатуғын болса, онда масштаблық инвариантлық бұзылады хәм дилатациялық тоқ сақланбайды.

Солай етип, глюодинамикадағы масштабтың пайда болыуы (өлшем бирлиги бар Λ_{QCD} константасы) энергия-импульс тензорының изиндеги аномалия менен тығыз байланыслы екен. Усы аномалия менен асимптоталық еркинлик пенен конфайнмант те байланыслы. Массаға ийе болмаған фермионлар да энергия-импульс тензорының аномалиясына өзлеринің үлесин қосады (44-сүүретке қараңыз, онда үш мүйешлиқ массаға ийе болмаған кварктың үлесине жууап береді). Тек глюонларды ғана емес, ал жеңил кваркларды да есапқа алғанда квантлық хромодинмикада $b = 11 - \frac{2}{3} n_f$ теңлиги орын алады, бұл теңликте n_f арқалы жеңил кварклардың ароматларының саны белгиленген.

80-жыллары аномалиялардың жоқ болыуына қойылатуғын талап суперструналар теориясының ишки симметриясының түрін анықлауда әхмийетли орынды ийеледи (SO(32) хәм $E_8 \times E_8$ калибровкалық группалары).

Антибөлекше (берилген бөлекшеге қарата) — тап сондай массаға, спинге, жасау ғақытына ийе, бирақ барлық зарядлық квант санлары қарама-қарсы белгиге ийе болған бөлекше. Зарядлық квант саны дегенде бұл жерде электр заряды, лептонлық квант саны (гейде лептонлық заряд деп аталады), барионлық квант саны (гейде барионлық заряд деп аталады), гиперзаряд, реңли заряд хәм т. б. түсиниледи. Мысалы, электронның антибөлекшеси позитрон, ал позитронның антибөлекшеси электрон болып табылады. Тап ұсындай жупты протон менен антипротон да пайда етеди (p хәм \bar{p}). Нейтрон менен антинейтронның екеуі де нейтраль бөлекшелер болып табылады хәм бир биринен барионлық зарядтың белгиси хәм магнит моментинің белгиси менен айрылады. Σ^+ -гиперонның антибөлекшеси барионлық зарядының белгиси Σ^+ -барионның зарядының белгисиндей болған Σ^- болып табылмайды, ал $\bar{\Sigma}^-$ -гиперон болып табылады (гейде оны $\bar{\Sigma}^+$ түрінде де белгилейди).

Бөлекшени қандай белги менен белгилесе, антибөлекшени де тап сондай белги менен, бирақ белгинің үстине "тильда" белгисин ямаса белгинің үстине сызықша қойыу менен белгилейди. Бұндай белгилеу жүдә қолайлы емес, себеби бөлекшелер менен антибөлекшелер арасындағы теңдей хұқықтың орын алатуғынлығын сақламайды. Бирақ оннан жақсы болған белгилеуді еле ойлап тапқан жоқ.

Хеш қандай зарядлық квантлық санларға ийе болмаған бөлекшелерди қақықый

нейтраль бөлекшелер деп атайды. Олардың өзлери өзлеринің антибөлекшелери болып табылады. Ұақыйқый нейтраль болған бөлекшелерге мысаллар: фотон, π^0 -мезон, η -мезон, η' -мезон, ϕ -мезон, чармонийдің қәддилери, ипсилонийдің қәддилери.

Аромат (инглиз тилиндеги flavour сөзинен) - кварктың (берилген реңдеги) ямаса лептонның типинің характеристикасы. Кварклардың 6 ароматы: и, d, s, c, b (алтыншы t-кварк хәзирше ашылған жоқ) — хәм лептонлардың 6 ароматы: e, μ , τ , ν_e , ν_μ , ν_τ белгили.

Аромат күшли хәм электромагнит тәсирлесиўлерде сақланады, бирақ әззи тәсирлесиўлерде сақланбайды. Stranje, sharm хәм but сыяқлы квант санлары хәр қыйлы ароматларды көрсетеди.

Асимптоталық еркинлик — бөлекшелердің арасындағы қашықтықтың асимптоталық киширейиўи менен күшли (реңли) тәсирлесиўдің логарифмлик нызамлық бойынша хәлсиреўи. Асимптоталық еркинлик қәсийети квантлық хромодинамикадағы калибровкалық тәсирлесиўге хәм ұлыўма абеллик емес калибровкалық теорияларға тән. Тәжирийбеде асимптоталық еркинлик терең-серпимли емес процесслерде хәм аўыр кварконийлерде көринеди. Математикада болса "асимптоталық" сөзи шексиз жақынласады деген мәнисти береди.

Абеллик емес теориялардың асимптоталық еркинлик қәсийети 1973-жылы Гросс, Вилчек хәм Политцер тәрепинен ашылды. Калибровкалық теория ұшын байланыс константасы g ның (инвариант заряд деп аталатуғын зарядтың) берилген импульстиң квадраты болған q^2 шамасынан логарифмлик байланысы тән (бул жерде хәм төменде $q^2 = q^2 - q_0^2$):

$$\frac{dg^2(q^2)}{d \ln q^2} = \beta(g^2).$$

Бул теңликте $\beta(g^2)$ - Гелл-Манн - Лоу функциясы деп аталатуғын функция. Асимптоталық қәсийеттиң тийкарында квантлық хромодинамикада $\beta(g^2)$ функциясының терис болыў факты жатыр:

$$\beta(g^2) = -\frac{b g_s^4}{16 \pi^2} + \frac{g_s^2}{4 \pi^2} \text{ бойынша жоқары тәртипли ағзалар.}$$

Бул жағдайда $b = 11 - \frac{2}{3} n_f(q^2)$, ал $n_f(q^2)$ болса $4m^2 \ll q^2$ шәртин қанаатландыратуғын кварклардың массасына ийе болған кварклық ароматлардың саны. Бул қатнастан кварклардың алты ароматы бар болған стандарт хромодинамика ұшын асимптоталық

$$\alpha_s(q^2) \equiv \frac{g_s^2(q^2)}{4\pi} \sim \frac{4\pi}{7 \ln(q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$$

аңлатпаның орын алатуғынлығы келип шығады. Бул аңлатпада Λ_{QCD} шамасы анықламасы бойынша α_s шамасы шексизликке айланатуғын импульстиң мәнисин көрсетеди (Әлбетте, ұсындай киши q^2 шамасы орын алғанда жоқарыда келтирилген α_s ұшын жазылған формула дурыс болмайды). b ұшын жазылған аңлатпадан кварклық ароматлардың жеткилики дәрежедеги үлкен санында ($n_f > 16$) асимптоталық еркинлик бузылады.

R_f көринисиндеги Дирак фермионлары хәм R_s көринисиндеги комплексли скалярлар қатнаساتуғын ықтыярлы G калибровкалық группасы ұшын мынаған ийе боламыз:

$$b = (11/3) C(G) + (4/3) T(R_f) + (1/3) T(R_s).$$

Бул теңликте

$$C(G) \delta^{ab} = t^{acd} t^{bcd}, \\ T(R) \delta^{ab} = tr \{ \Gamma^a, \Gamma^b \}.$$

Бул аңлатпаларда $C(G)$ арқалы G группасының қосылған көриниси (присоединенное представление - Аўдарыўшы) ұшын Казимирдің квадратлық операторы, t^{acd} - группаның структуралық константалары, ал Γ^a арқалы R көринисинің генераторлары белгиленген.

Мысалы, $SU(N)$ группасының қосылған көринісі үшін $C = N$ хәм сол группаның спинорлық көринісі үшін $T = 1/2$.

b -адронлар — b -кварклер болған адронлар. Гейпара жағдайларда b -адронларды шырайлы бөлекшелер деп атайды. b -адронлардың ишіндегі ең жеңилери B -мезонлар болып табылады: $B^- = b\bar{u}$, $B^+ = \bar{b}u$, $B^0 = b\bar{d}$, $B^0 = \bar{b}d$. Олардың массалары 5 ГэВ тен азмаз үлкен. b -барионлардың ең жеңили $\Lambda_b = udb$ бираз салмақлы (5,5 ГэВ тиң әтирапында).

b -кварк пенен b -антикварктан тұратуғын "жасырын шырайлылыққа ийе" мезонлар ипсилонийдің қәддилерин пайда етеди. Ипсилонийди жийи боттоний ямаса боттомоний деп атайды. Терминология еле қәлиплескен жоқ. Гейпара жағдайларда b -адронлар қаққында гәп еткенде тек "айқын шырайлы" болған бөлекшелерди нәзерде тұтады.

Барионий — бир бирине күшли тартысатуғын барион менен антибарионнан тұратуғын система.

ЦЕРН деги төменгі энергиялы антипротонлық сақыйнада байланыс энергиясы 200 МэВ тен киши ямаса оның менен тең барионийди мұқыятлы түрде излеулер хәзирше унамлы нәтийжелерге алып келмеди.

Барионлар — ярым пүтин спинге ийе болған адронлар. Барлық барионлар барионлық квант саны +1 ге тең болған (барионлық заряд), ал антибарионлар -1 ге тең мәнісі менен тәрийипленеди. Күшли, әззи хәм электромагнит тәсирлесіулерде барионлық квант саны сақланады. Сонлықтан ұсындай тәсир етисіулер менен байланысly болған барлық процесслерде барионлардың саны менен антибарионлардың санының айырмасы сақланады. Уллы бирлесіу моделлери барионлық заряд сақланбайтуғын процесслердің бар екенлигин болжайды (протонлардың ыдырауы).

"Барион" сөзи грек тилиндегі "бариос" - салмақлы сөзинен алынған.

Кварклық модель бойынша белгили болған барионлардың хәр қайсысы үш кварктан тұрады.

Кварклары тек биринши әуладқа (u - хәм d -кварклардан тұратуғын) киретуғын барионлардың изотоплық спини $\frac{1}{2}$ ге тең болса, онда оларды N хәрибинің жәрдемінде белгилейди. Ал, изотоплық спиннің мәнісі 3,2 ге тең болған жағдайда Δ хәриби қолланылады. 20 дан аслам N -дублетлер хәм Δ -квартетлер (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-) белгили. N -барионлардың ең жеңили протон менен нейтрон, ең аұыры - $N(3000)$. Бұл жерде хәм буннан кейин МэВ лердегі масса келтирилген. Δ -барионлардың ишіндегі ең жеңили $\Delta(1230)$, ең салмақлысы $\Delta(3000)$.

Кваркларының екеуі биринши әуладқа, ал үшіншиси салмақлырақ болған барионлар изоспини нолге тең болған жағдайда Λ , ал изоспини 1 ге тең болған жағдайда Σ арқалы белгиленеди.

Егер үшінши кварк ерси, s болса, онда Λ менен Σ лар индекске ийе болмайды, мысалы $\Lambda(2585)$ ямаса $\Sigma(3170)$. Λ^0 диң 18 синглети хәм 27 триплет белгили (Σ^+ , Σ^- , Σ^0). Егер үшінши кварк c , b ямаса t болса, онда оның символы төменгі индекс түрінде көрсетиледи, мысалы $\Lambda_c^+(2282)$, $\Sigma_c^{++}(2450)$, $\Sigma_c^+(2450)$, $\Sigma_c^0(2450)$ ямаса $\Lambda_b^0(5425)$. Жоқарғы индекс бөлекшениң электр зарядын көрсетеди.

Кваркларының тек биреуі биринши әуладқа, ал қалған екеуі екинши әуладқа киретуғын барионлар Ξ арқалы белгиленеди (олардың изотоплық спини $\frac{1}{2}$ ге тең). Бұндай жағдайда s -кварклардың қатнасыуы индекс пенен белгиленбейди, ал салмақлырақ болған кварклардың қатнасыуы төменгі индекслер менен белгиленеди. Ξ -дублетлердің он бири белгили (Ξ^0 , Ξ^-). $\Xi_c(2460)$ барионын да бақлады (оның ески атамасы $\Lambda(2460)$). Ξ_{cc} хәм Ξ_{cb} типіндегі барионлар еле бақланған жоқ.

Биринши әуладқа киретуғын кваркларға ийе болмаған барионларды Ω -барионлар деп атайды (олардың изотоплық спини нолге тең). Ω -барионлардың ең жеңили үш s -кварктан

турады. Ол $\Omega^-(1672)$ болып табылады. Ω_c^0 -барионының бар екенлігін көрсететүгін мағлұматтар да бар [Оның ески атамасы $T(2740)$]. Жоқарыдағы басқа жағдайлардағыдай, төменгі индекстер айыр кварклердің (c, b, t) қатнасуының қатнасуынлығын көрсетеді.

Бозонлар — пүтин спинге ийе болған элементар ямаса құрамдық бөлекшелер. Бозонлар Бозе-Эйнштейн статистикасына бағынады. Берілген квантлық қалда берілген типтегі ықтырлы көп сандағы бозонлардың жайласуы мүмкін. Бозонларға мысаллар: фотон, мезонлар, He^4 ядросы, бұл изотоптың атомы гелий хәм т. б.

"Бозон" сөзі Ҳиндистан физиги Бозениң фамилиясынан келип шыққан (1894—1974).

Вакуум, физикалық (физикалық вакуум) — квантланған майданлар системасының ең киши энергияға ийе болған қалы. Оның фонында барлық физикалық процесслер жүзеге келеді. Квантлық эффектлердің бар болуының салдарынан (квантланған майданлардың құрамалырақ болған вакуумлық флуктуацияларының салдарынан виртуаллық бөлекшелердің жұбының тууы) физикалық вакуум құрамалы структураға ийе болады хәм нолге тең болмаған квант санларына ийе бола алады. Ньютонша мәнисте ямаса уйытқылар теориясының мәнисінде вакуумды математикалық вакуум деп жийи атайды.

Ыдыраудың итималлығы — стабилли болмаған бөлекшелердің ыдырауының интенсивлігін тәрийиплейтуғын шама; сек⁻¹ өлшем бирлигине ийе хәм базы бир ансамблдің уақыт бирлигінде ыдырауының үлесине тең. Ыдыраудың итималлығы

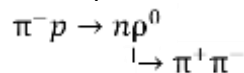
$$w = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau}$$

шамасына тең. Бұл теңлікте τ - бөлекшелердің жасау уақыты, ал N - бөлекшелердің саны. Бөлекшелердің ыдырауы экспоненциаллық нызам бойынша жүреді, сонлықтан t уақытқа шекем жасаған бөлекшелердің мұғдары $e^{t/\tau}$ ға тең. Егер бөлекшелердің жасау уақыты жеткиликлі дәрежеде үлкен болса, онда сол жасау уақыты тиккелей өлшенеді (мысалы, берілген тезлікте бөлекше туылған нокаттан ыдырауға ушырауының нокатқа шекемгі жолдың узынлығын анықлау арқалы). Усындай ұсылдың жәрдемінде 10^{-16} сек болған уақытлар өлшенеді (π^0 -мезонның жасау уақыты).

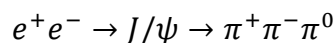
Жүдә киши τ ға ийе болған бөлекшелердің жасау уақыты кесе-кесимнің энергиялық ғәрезлиги бойынша өлшенеді. Бұл итималлық Брейт-Вигнер формуласының жәрдемінде тәрийипленеді:

$$\sigma(E) = \sigma(M) \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - M)^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Бұл аңлатпада $\sigma(M)$ арқалы $E = M$ процессинің кесими, ал M арқалы бөлекшелердің массасы белгиленген.; E — бөлекше тынышлықта туратуғын системадағы ыдырау өнимлеринің қосынды энергиясы. Мысал ретінде еки пионның



реакциясындағы ямаса



реакциясындағы басланғыш бөлекшелер болған электрон менен позитронның қосынды энергиясын көрсетіуге болады. Бұл аңлатпаларда Γ арқалы резонанслық иймекликтің кеңлігі белгиленген. Бизлер хәзир пайдаланып атырған $\hbar, c = 1$ системасында $\Gamma = w = \frac{1}{\tau}$. Гейпара жағдайларда бөлекшелердің толық кесиминен ыдыраудың айырым каналларын тәрийиплейтуғын парциаллық Γ_i кеңлігі менен шатастырмау үшін Γ ның орнына Γ_{tot} деп жазады. Өлшем бирлигине ийе болмаған $B_i = \Gamma_i / \Gamma_{tot}$ шамасын берілген каналдың салыстырмалы итималлығы ямаса тармақланыу деп атайды (инглиз тилинде branching ratio); $\sum_i B_i = 1$.

Виртуаллық бөлекшелер — Фейнман диаграммаларының тилинде: хәқыйқый, еркин

бөлекшелер үшін орынланатуғын

$$E^2 - p^2 = m^2$$

шәрті орынланбайтуғын бөлекшелерді виртуаллық бөлекшелер деп атайды. Бұл теңлікте E - бөлекшениң энергиясы, p - оның импульси, m - бөлекшениң массасы.

Бұл теңліктің бузылатуғынлығын нәзерде тұтып виртуаллық бөлекшелер қаққында оларды массалық беттің сыртында жатады деп айтады. Виртуаллық бөлекшелерді шығарыу менен жутыуға әмелий жақтан барлық физикалық процесслер тийкарланған.

Инглиз сөзи *virtual* латын *virtus* (күш, мәртлик) сөзинен келип шыққан хәм хәр қыйлы мәнислерді аңлатады. Бұл жағдайда мәниси бойынша "мүмкин", "хақыйқый емес" сөзлери жақын (механикадағы "виртуаллық орын алмастырыу" сөзи менен салыстырыңыз).

ВЛЭПП — проекти 1970-жыллары СССР Илимлер Академиясының Сибирь бөлиминің Ядролық физика институтында ислең шығылған бир бирине қарсы қозғалатуғын сызықлы электронлық-позитронлық дәстелерді алатуғын дүзиліс. Проекттің биринши гезеги хәр бир дәстениң энергиясы 150 ГэВ болған қарама-қарсы бағытта тарқалатуғын еки дәстени алатуғын дүзилісти пайдаланыуға беріуден ибарат. Екинши гезек тоннелди еки тәрепке қарай симметриялы түрде ұзайтуды хәм хәр бир дәстениң энергиясын 500 ГэВ ке жеткеріуден ибарат. Бундай жағдайда тоннелдің толық ұзынлығы 10 км ди құрауы керек. Әсте қозғалатуғын электронлар менен позитронлардың дереклери де, тезлетіуден кейинги олардың ұшырасуы орны да тоннелдің ортасында оның шетлеринен теңдей қашықтықта жайласуы керек. Сонлықтан биринши гезектен екинши гезекке өткенде дүзилісти қайта ислеудің кереги болмайды. ВЛЭПП типіндеги коллайдерлердің артықмашлығы киши синхротронлық нурланыу болып табылады. Сақыйна тәризли электронлық-позитронлық коллайдерлерде синхротронлық нурланыу энергияның өсиуі менен тез өседі. Сонлықтан электронлар менен позитронларының энергиясы 100 ГэВ тен үлкен болған жағдайда сақыйна тәризли коллайдерлер экономикалық жақтан ұтымлы емес.

ВЭПП — СССР Илимлер Академиясының Сибирь бөлиминің Ядролық физика институтындағы қарама-қарсы қозғалатуғын электрон-позитронлы дәстелердің сақыйна тәризли тезлеткиши хәм жыйнағышы (Новосибирск академқаласы). ВЭПП-2М ниң дәстелеринің хәр қайсысының энергиясы 0,7 ГэВ; ВЭПП-4 дүзилісінде болса 5,5 ГэВ ке шекем.

Гиперзаряд — изотоплық мультиплетти тәрийиплейтуғын квант саны. Гиперзаряд мультиплетке киретуғын бөлекшелердің (е бирликлеріндеги) екилетілген электр зарядына тең. Бұл анықлама адронлардың изотоплық мультиплетлери үшін да электр-әззи теорияның калибровкалық теориясындағы лептонлардың спираллық халларындағы изотоплық мультиплетлер үшін да дұрыс. Мысаллар: изотоплық дублетти пайда ететуғын протон менен нейтронның гиперзаряды 1 ге; изосинглет болып табылатуғын оң спираллық e_R электронның гиперзаряды -2 ге тең.

Терең-серпимли емес процесслер — Үлкен E энергиясы хәм үлкен импульс q дың берілиуі менен жүретуғын лептонлардың адронлар менен тәсирлесиуі (қала берсе $|E^2 - q^2| \gg 1 \text{ ГэВ}^2$). Бундай тәсирлесиулерде көп санлы адронлардың тууылыуы орын алады. Тийкары терең-серпимли емес процесслер:

1) электронлар менен мюонлардың нуклонлардағы терең-серпимли емес шашырауы (терең-серпимли емес процесслер қаққында гәп еткенде жийи тек ұсы шашырау процесслерин нәзерде тұтады);

2) соқлығысуышы дәстелердеги электронлар менен позитронлардың энергиялары жоқары болғанда e^-e^+ тиң адронларға аннигиляциясы;

3) жоқары энергиялардағы адронлық соқлығысуышлардағы үлкен массаға ийе болған

лептонлық жұптардың (e^+e^- ямаса $\mu^+\mu^-$) тұйылыуы (яғный, жұптың инерция орайы системасындағы үлкен қосынды энергияға ийе).

Терең-серпимли емес процесслерге үлкен көлденең импульс p_t ға ийе тұйры фотонлар тұйылатуғын, соның менен бирге үлкен p_t менен адронлардың ағысы ямаса айырым адронлар тұйылатуғын адронлардың соқлығысыуы ұсайды. Бундай процесслер қатты процесслер деп аталады.

1969-жылы Стэнфордта (АҚШ) орынланған нуклонлардағы электронлардың терең-серпимли емес шашырауын изертлеу бойынша биринши тәжірийбелер нуклонлардың бир текли желеге ұсамайтуғынлығын, ал ноқатлық құраушыларға - конституентлерге - қатты дәнлер түрине ийе болған бөлекшелерге ийе екенлигин көрсетти. Электрон олар менен соқлығысқанда өзиниң дәслепки импульсин кескин түрде өзгертеди. Бул тәжірийбе қандай да бир мәнисте α -бөлекшелериниң атомлардағы шашырауы бойынша өткерилген Резерфордтың тәжірийбелериндеги атом ядросының ашылыуына ұсайды.

Ноқатлық конституентлерди Фейнман партонлар деп атады (инглиз тилиндеги part — бөлими). Буннан кейинирек өткерилген экспериментлер партонлардың кварклар екенлигин көрсетти. Терең-серпимли емес процесслерде кварклар лептонлар менен киши қашықлықтарда тәсирлеседи хәм асимптоталық еркинликтің орын алыуына байланысly кварклар өзлерин дерлик еркин болған ноқатлық партон түрінде сезеди. Партонлық модель тәжірийбелерде бақланатуғын терең-серпимли емес шашыраудың масштаблық инвариантлығы қәсийетин түсиндиреди. (Бьёркен скейлинги, белгили америкалы теоретиктің аты бойынша). Скейлинг құбылысының өзи сыяқлы, дәлирек болған экспериментлерде бақланған скейлингтен үлкен болмаған аұйтқыұ да квантлық хромодинамикада түсиндириледі. Квантлық хромодинамика бойынша терең-серпимли емес процесслерде партон-кварклар менен бир қатарда партон-глюонлардың да көриниуи керек. Бул болжаулардың дурыс екенлиги эксперименталлық мағлыұматлар тийкарында тастыйықланады. Бул мағлыұматлар бойынша глюонлық партонлар тез адронның толық импульсиниң шама менен ярымын алып жүреді.

Глюбол (ямаса глюоний) — еки ямаса оннан да көп валентли глюонлардан тұратуғын хәм валентли кваркларға ийе болмаған реңсиз адронлық (мезонлық) система. Глюболлардың бар екенлиги квантлық хромодинамика тәрепинен болжанады. Бул бөлекшелерди аұыр кварконийлердің ыдырауының өнимлериниң, солардың ишинде J/ψ - хәм Υ -мезонлардың арасынан излеу керек. 1981-жылы J/ψ -мезонның радиациялық ыдырауларында еки мезонлық резонанс ашылды: ι (йота) хәм θ (тэта). Йота-мезонның массасы 1440 МэВ, оның спини нолге тең хәм терис жұплыққа ийе; тэта-мезонның массасы 1640 МэВ, спини екиге тең хәм жұплығы оң. Гейпара авторлар ұсындай мезонларды глюболлар деп болжайды. Бирақ бул еле (2021-жылға шекем) тастыйықланған жоқ.

Глюодинамика — күшли тәсирлесиудің әпиұайыластырылған квантлық-майданлық теориясы. Квантлық хромодинамикадағыдай, бул теорияда да бир бири менен тәсирлесиуши реңли глюонлардың октети орын алады, бирақ кварклар жоқ. Хромодинмиканың базы бир аспектлерин жақсырақ түсиниу ұшын глюодинамиканы үйренеди.

Глюонлық конденсат — $F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a$ операторының нолге тең болмаған вакуумлық орташасы. $F_{\mu\nu}^a$ - глюонлық майданның кернеулиги. Усы пертурбативлик емес вакуумлық орташа арқалы глюонлық вакуумның энергиясының тығызлығы ε аңлатылады:

$$\varepsilon = -\frac{9}{32} \langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a | 0 \rangle \approx -\left(\frac{1}{4} \text{ ГэВ} \right)^4.$$

ε ниң бул мәниси чармоний менен басқа мезонларға тийисли болған эксперименталлық мағлыұматларды суммалаудың квантлық-хромодинамикалық қағыйдасы тийкарында теориялық таллау жолы менен анықланды. Глюонлық конденсат

адронлардың физикалық қасиеттерін анықлауда әхмийетлі орынды ийелейді.

Глюонлар — реңли зарядларға ийе, спино 1 ге тең, массаға ийе емес сегіз элементар бөлекше. Сегіз глюон реңли октетті пайда етеді: олар бір биринен тек реңі бойынша айрылады. Кварклардың глюонларды шығарыуы менен жұтыуы кварклардың арасындағы күшті тәсірлесіудің тийкарында жатады. Глюонлар менен кварклардың тәсір етисіуінің теориясы квантлық хромодинамика деп аталады. Реңли зарядқа ийе болғанлықтан, глюонның өзінің реңін өзгертип басқа глюонды шығарыуы да, жұтыуы да мүмкін. Глюонлардың өзіне тән болған қасиеті мынадай жағдайға алып келеді: алып берилетуғын импульстердің өсіуі менен (қашықтықтардың киширейіуі менен) глюонлар менен кварклардың эффективлік реңли зарядлары киширейеді хәм күшті тәсірлесіу хәлсирейді (асимптоталық еркинлік деп аталатуғын еркинлік). Қашықтықтардың үлкейіуі менен эффективлік реңли тәсірлесіу өседі. Кварклар менен глюонлардың конфайнментінің (ұшып шықпауының тийкарында) ұсы жағдайдың жатыуы мүмкін.

"Глюон" сөзі англиз тилиндегі glue — желим сөзінен келип шыққан.

Гравитациялық тұрақты (Ньютоның тұрақтысы) G_N — гравитациялық тартысуы күшін тәрийиплейтуғын константа. Бир биринен r қашықтығында тұрған массалары m_1 менен m_2 болған екі релятивистік емес бөлекшелер $G_N m_1 m_2 r^{-2}$ күші менен тартысады⁵⁰:

$$G_N = 6,6720(41) \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2} = \\ = 6,7065(41) \cdot 10^{-39} c^5 \hbar \text{ ГэВ}^{-2}.$$

Гравитациялық толқынлар — өзгермелі тезленіу менен қозғалатуғын денелер тәрепинен нурландырылатуғын, вакуумда жақтылықтың тезлигі менен тарқалатуғын өзгермелі гравитациялық майданлар. Хәр қыйлы елдердегі шама менен жигирма лабораторияларда жерден сырттағы деректер тәрепинен нурлардырылып атырған (мысалы, галактикалардың ядроларының коллапсының нәтижесінде) ямаса лабораторияларда генерацияландырылған гравитациялық толқынларды детекторлау үшін арналған гравитациялық антенналар іслеп шығылмақта. Бұл тәжірийбелер унамлы нәтижелерді хәзірше берген жоқ, себебі жеткиліксіз сезгирлікке ийе.

Аударыушыдан: Хәзіргі уақыттары гравитациялық толқынлар деп әдеттегі толқынларға ұсап тарқалатуғын гравитациялық майданның өзгеріуіне айтады. Қозғалыушы массалар тәрепинен нурландырылады, бірақ нурландырылғаннан кейін олардан ажыралып шығады хәм ұсы массалардан ғәрезсіз жасауын дауам етеді.

2016-жылы 11-февраль күні LIGO хәм VIRGO коллаборациялары тәрепинен гравитациялық толқынлардың эксперименталық ашылғанлығы дағазаланды. Амплитудасы максимумында 10^{-21} ге тең болған екі қара құрдымның қосылыуынан келген сигнал 2015-жылы 14-сентябрь күні UTC бойынша саат 9:51 де LIGO ның Хэнфордтағы хәм Ливингстондағы екі детекторлары тәрепинен бир биринен 7 миллисекундтан кейін бақланды. Сигналдың формасы ұлыұмалық салыстырмалық теориясының массалары Қуяштың массасынан 36 хәм 29 есе үлкен болған екі қара құрдымның қосылыуына сәйкес келеді. Пайда болған қара құрдымның массасы Қуяштың массасынан 62 есе үлкен болыуы керек. Дерекке шекемгі қашықтық шама менен 1,3 миллиард жақтылық жылына тең. Секундтың оннан бир үлесіне тең уақыттың ишінде нурландырылған энергияның шамасы 3 Қуяштың массасының эквивалентіне тең.

Гравитация (латын тилиндегі gravitas — салмақ) — екі бөлекше арасындағы

⁵⁰ Бұл жерде хәм буннан кейін сөзліктің текстіндегі қауырманың ишіндегі санлар тийкаргы санның соңғы санлардағы бир стандарт ауысыуға сәйкес келетуғын анықсызлықты көрсетеді: $6,6720(41) = 6,6720 \pm 0,0041$.

универсаллық тартысуы, пүткіл дүньялық тартылыс. Гравитациялық тартылыс бөлекшелердің массаларына пропорционал емес (мектептерде ұсылай оқытады), ал олардың толық энергиясы менен импульсинен ғарезли. Мысалы, ұзақтағы жұлдыздан киятырған жақтылық ямаса радиотолқынлар фотонның массасы нолге тең болса да, Қуяштың гравитациялық майданында тарқалыу бағытын өзгертеді. Еки релятивистлик бөлекшениң гравитациялық тәсирлесиуі массалар орайы системасында олардың энергиясының квадраты түрінде өсиуі керек. Гравитациялық тәсирлесиу күшли болатуғын энергия үшін тән шама Планк массасына тең:

$$m_p = (\hbar c / G_N)^{1/2} \approx 1,2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ} \approx 10^{-5} \text{ г.}$$

Белгили элементар бөлекшелердің массалары хәм тезлеткишлерде алынатуғын энергиялардың муғдары m_p ға салыстырғанда жүдә киши болғанлықтан хәзирги заман жоқары энергиялар физикасындағы гравитациялық тәсирлесиудің тутқан орны есапқа алмастай дәрежеде киши. Бирақ фундаменталлық теориялық физикада, элементар бөлекшелер физикасында гравитация әхмийетли, мүмкин түйинлик орынды ийелейди. Гравитацияға хәм оның басқа тәсирлесиулер менен байланысына бағышланған жұмыслардың саны жылдан жылға өсип атыр.

Гравитацияның классикалық (квантлық емес) теориясы - ұлыұмалық салыстырмалық теориясы бир қатар санлы бақлауларда тастыйықланған жақсы ислеп шығылған теория болып табылады. Ұлыұмалық салыстырмалық теориясы хәзирги заман космологиясының тийкары болып табылады. Гравитацияның квантлық теориясы хәзирше дөретилген жоқ. Квантлық гравитацияны дөретиудеги хәр қыйлы ұсыллардың ишинде супергравитацияның теориялық моделлери айрықша перспективалы болып есапланады.

Гравитон — гравитациялық майданның кванты, спини 2 ге тең массаға ийе емес нейтраль бөлекше. Гравитациялық тәсирлесиудің жүдә әззи болғанлығы себепли гравитонларды бақлау хәзирги заман эксперименталлық физикасының мүмкиншиликлерине кирмейтуғын мәселе болып табылады.

Группа — композицияның бинарлық операциясы " \cdot " менен тәмийинленген (көбейтиу деп жийи айтылатуғын) хәм төмендегидей аксиомаларды қанаатландыратуғын

1. $g \cdot e = e \cdot g = g$ теңлигин қанаатландыратуғын бирлик e элементи болатуғын;
2. Хәр бир g элементи үшін $g^{-1} \cdot g = g \cdot g^{-1} = e$ шәртин қанаатландыратуғын кері g^{-1} элементи бар;
3. Үш элементинің көбеймеси ассоциативлик шәрти болған

$$g_1 \cdot (g_2 \cdot g_3) = (g_1 \cdot g_2) \cdot g_3$$

g_1, g_2, g_3 элементлеринің көплиги G ға айтады.

Егер барлық элементлер коммутацияланатуғын болса $g_i \cdot g_k = g_k \cdot g_i$, онда группаны коммутативлик ямаса абеллик деп аталады. Коммутацияланбайтуғын жағдайда группаны абеллик емес деп атаймыз.

G группасының H подгруппасы деп ұсы G группаның элементлеринің көплигинің 1-3 шәртлерди қанаатландыратуғын киши бөлимине айтады. Егер группаның қәлеген элементи $h \in H$ хәм $h \in G$ үшін $g^{-1}hg \in G$ шәрти орынланатуғын болса, онда подгруппаны инвариант деп атайды. G группасының әпиұайы подгруппалары деп е менен G ның өзін атайды.

G группасының сызықлы көриниси деп ұсы G группаның элементлери базы бир сызықлы кеңисликтеги сызықлы түрлендириулер (матрицалар) болып табылатуғын группадағы көрсетилиуине айтады. Бул сызықлы түрлендириулердің G группасының элементлери менен бир мәнисли сәйкесликте болыуы керек.

Физикада хәр қыйлы симметрияларға жуұап беретуғын түрлендириулер группалары әхмийетли орынды ийелейди (ямаса қысқа түрде симметрия группалары деп айтады). Олардың ишинде Ли группалары айрықша көринип турады.

Ли группалары — элементтери үзлексіз параметрлерден аналитикалық ғәрезли болған үзлексіз түрлендириу группалары. Норвегиялы математик Софус Лидиң (Lie, 1842—1899) аты менен аталған. Ли группаларына дара жағдайда Пуанкаре группасы да (төрт өлшемлі кеңісликтің төрт өлшемлі жылжыулары менен бурыулары группасы), күшли хәм электр-әззи тәсирлесіулер теориясында хәм ұллы бирлесіу моделлерінде әхмийетли орынды ийелейтуғын унитарлық абеллик группа $U(1)$ және унитарлық унимодуллик абеллик емес $SU(n)$, $n \geq 2$ группасы да киреди.

Егер группаның параметрлери кеңісликлик-ұақытлық координаталардан ғәрезсіз болса, онда группа хәм сәйкес симметрия глобаллық деп аталады, ал, егер ғәрезли болатуғын жағдайда группа хәм оған сәйкес симметрияны локаллық, калибровкалық деп атайды.

Егер Ли группасы тривиаллық емес инвариант подгруппаларға болмаса (дискрет болған подгруппаларды есапқа алмағанда), онда оны әпиұайы деп атайды. Егер Ли группасы тривиаллық емес инвариант абеллик подгруппаларға ийе болмаса, онда оны ярым әпиұайы деп атайды.

Ли группасының элементи ғәрезли болған ғәрезсіз параметрлердің саны группаның өлшеми деп аталады (инглиз тилиндеги dimension). Егер группалық көп түрлилиги компактлы болса, онда Ли группасын компактлы деп есаплайды.

G группасының ұсы группаның элементтери менен бир мәнисли сәйкесликтеги матрицалар группасындағы сәўлеси G группасының матрицалық көрсетилиуі деп аталады. Ли группасы болғанда бирлик $G = 1 + d\omega_i l_i$ түрлендирилиуіне қаншама болса да жақын болған түрлендириулерди жүзеге келтиретуғын матрицалар айырып алынған орынды ийелейди. Бул аңлатпада $d\omega_i$ арқалы түрлендириудің шексіз киши параметрлери белгиленген, l_i берилген көрсетіудің генераторлары деп аталатуғын шама. Сызықты ғәрезсіз генераторлардың саны группаның өлшемлерине ийе. Бир бири менен коммутацияланатуғын сызықты генераторлардың максималлық санын группаның ранг деп атайды (инглиз тилинде rank).

Матрицалар тәсир ететуғын сызықты кеңісликтеги сызықты ғәрезсіз векторлардың саны көринистің өлшеми деп аталады (ишки симметрия болған жағдайда көринистің өлшеми - сәйкес мультиметтеги бөлекшелердің саны).

Фундаменталлық деп ең әпиұайы көринислерге айтады. Бул көринислерден көбейтиудің жәрдемінде группаның барлық көринислерин дүзиуге болады ($SU(n)$ группасында бул n -қураушыға ийе спинорлар болып табылады). Қосылған (инглиз тилинде adjoint) көринистің өлшеми группаның өлшеміне тең.

Картанның классификациясына сәйкес барлық компактлы әпиұайы Ли группалары группалардың төрт регулярлық серияларына бөлинеди: $SU(l+1)$, $SO(2l+1)$, $Sp(2l)$, $SO(2l)$. Олар A_l , B_l , C_l , D_l алгебраларына сәйкес келеди. Олардың ранглары болған l шамасы ықтыярлы түрде үлкен бола алады: $l = 1, 2, \dots$, хәм бес айрықша группалар: G_2 , F_4 , E_6 , E_7 , E_8 (индекс группаның рангын көрсетеди)

Биз M арқалы белгилеген $n \times n$ матрицаларының тийкарғы группаларын былайынша дизимге аламыз (компактлық, әпиұайы ямаса ярым әпиұайы болыуы шәрт емес, d арқалы группаның өлшемин белгилеймиз):

$GL(n, C)$ — ұлыұмалық (G), сызықты (L) комплексли (C) регулярлы матрицалардың ($\det M \neq 0$) группасы, $d = 2n^2$.

$SL(n, C)$ — арнаўлы ($S: \det M = 1$) сызықты группа, $GL(n, C)$ ның подгруппасы, $d = 2(n^2 - 1)$.

$GL(n, R)$ — затлық (R , инглиз тилиндеги real) регулярлы матрицалардың ұлыұмалық сызықты группасы, $d = n^2$.

$SL(n, R)$ — затлық матрицалардың сызықты группасы, $GL(n, R)$ группасының

подгруппасы, $d = n^2 - 1$.

$U(n)$ — унитар ($U: MM^+ = M^+M = 1$, бұл жағдайда M^+ шамасы M ниң эрмитлик түйінлеси) матрицалардың унитарлық группасы, $d = n^2$.

$SU(n)$ — арнайлы унитарлық группа, $U(n)$ группасының подгруппасы, $d = n^2 - 1$.

$O(n, C)$ — комплексли ортогоналлық ($M\tilde{M} = 1$, M ұшын транспонирленген \tilde{M} арқалы белгиленген) матрицалардың ортогоналлық (O) группасы, $d = n(n-1)$.

$O(n) = O(n, R)$ — затлық ортогоналлық матрицалардың ортогоналлық группасы, $d = n(n-1)/2$.

$SO(n)$ — арнайлы ортогоналлық группа ямаса n -өлшемлі кеңістіктегі айландырылғандар группасы, $O(n)$ ниң подгруппасы, $d = n(n-1)/2$.

$Sp(n)$ — $n \times n$ унитар матрицаларының симплектикалық (Sp) группасы, бұл жағдайда n саны $\tilde{M}JM = J$ шәртин қанаатландыратуғын жуп сан, J арқалы сингулярлық емес антисимметриялық матрица белгиленген.

$U(m, n-m) - MgM^+ = g$ шәртин қанаатландыратуғын псевдоунитарлық матрица, бұл теңлікте g арқалы $1 \leq k \leq m$ теңсізліктері орынланғанда $g_{kk} = 1$, $m+1 \leq k \leq n$ шәрти орынланғанда $g_{kk} = -1$ теңдіктерін орынлы болатуғын диагоналық матрица белгиленген. $d = n^2$.

$O(n, n-m)$ — $MgM = g$ шәртин қанаатландыратуғын затлық матрицалардың псевдоортогоналлық группасы; $d = n(n-1)/2$.

Қос β -ыдырау — Ядроның заряды екі бірлікке өзгеретуғын хәм екі электрон (ямаса екі позитрон) шығарылатуғын атом ядросының β -ыдырауы. Принципінде қос β -ыдыраудың екі типинің болыуы мүмкін: екі нейтринолық $2\beta(2\nu)$ хәм нейтриносыз $2\beta(0\nu)$. β -ыдыраудың екі түринің биреуі де хәзірше исенимлі түрде бақланбады.

Аударыушыдан: қос бета-ыдырау радиоактив ыдырау процесслеринің ишіндегі ең сийрек ұшырасатуғыны болып табылады. Бұл процесс исенимлі түрде бақланған 14 нуклидтің барлығында ярым ыдырау ұақыты $7 \cdot 10^8$ жылдан үлкен, ал ^{128}Te нуклидинде болса ярым ыдырау ұақыты $(3,5 \pm 2,0) \cdot 10^{24}$ жыл. Бұл шама барлық радиоактивлі нуклидлердің ишіндегі абсолют рекорд болып есапланады.

ДЕЗИ (DESY — Deutsches Elektronen-Synchrotron) — Гамбург (Германия) қаласына жақын жайласқан лабораторияның хәм онда ислейтуғын тезлеткиштің ("Немис электронлы тезлеткиши") атамасы. 1964-жылы иске түскен, электронлардың максималлық энергиясы 7,5 ГэВ. ДЕЗИ тезлеткишинің базасында ДОРИС (DORIS) бир бирине қарма-қарсы бағытта қозғалатуғын электрон-позитронлық дәстелер ислейди. 1978-жылғы бәхәрден баслап хәр бир дәстениң энергиясы 5 ГэВ ке, ал 1982-жылдың жазынан баслап 5,4 ГэВ ке шекем көтерілди. Бундай энергияларда ипсилонийдің қәддилеринің резонанслық тууылыуы бақланды. Соның менен бирге, ДЕЗИ лабораториясында бир бирине қарама-қарсы қозғалатуғын дәстелерге ийе ПЕТРА (PETRA) тезлеткиши ислейди хәм электронларының энергиясы 30 ГэВ, протонларының энергиясы 800 ГэВ, сақыйнасының ұзынлығы 7 км, болған ГЕРА (HERA) электронлық-протонлық коллайдери құрылмақта. ГЕРА (HERA) коллайдеринің 1990-жылы иске түсіуі нәзерде тұтылған.

Аударыушыдан: ГЕРА (HERA) коллайдеринің жұмысы 1992-жылы басланды. Оның сақыйна тәризли тоннели жердің астында 15-30 м тереңлікте жайласқан хәм ұзынлығы 6,3 км ге тең. Коллайдерде массалар орайы системасындағы энергиясы 314 ГэВ ке тең электронлардың ямаса позитронлардың протонлар менен соқлығысыуы бақланды. Ол биринши хәм хәзіргі ұақытларға шекемги бирден-бир лептон-протонлық коллайдер болып қалмақта.

HERA өзинің программасын табыслы түрде жууымақлады хәм 2007-жылы 30-июнь күні жұмыс ислеуін тоқтатты.

Диагоналық — бұл термин оған сәйкес келетуғын аңлатпаның базы бир матрицаның

бас диагоналында тұрғанлығын аңғартады. Диагоналлық фермионлық тоқтарды қарағанда бағанасына ψ_m операторлары, қатарларға $\bar{\psi}_n$ операторлары, ал хәр бир клеткаға $\bar{\psi}_n \psi_m$ типіндегі j_{nm} тоғы жуып беретұғын матрица қаққында гәп етиледі. Диагоналлық тоқ деп $n = m$ шәрти орынланатуғын хәм соған сәйкес бөлекшени өзине өткеретуғын тоққа айтады. Еки тоқтың диагоналлық тәсирлесиўинде соған ұсаған $j_m^+ j_n$ матрицасындағы $m = n$ клеткасы қаққында гәп етиледі. Диагоналлық тоқлар хәм тәсирлесиўлер оларға қатнасуғын фундаменталлық бөлекшелердің ароматларын өзгертпейді.

Фейнман диаграммалары — бөлекшелердің өз-ара тәсирлесиўлерин графикалық сүүретлейтуғын диаграммалар. Майданлық уйытқыўлардың (бөлекшелердің) тарқалыўын сүүретлейтуғын сызықлар менен олардың локаллық тәсирлесиўин сүүретлейтуғын төбелер Фейнман диаграммаларының (графиклериниң) тийкарғы элементлери болып табылады. Солай етип, қашықлықтағы тәсирлесиўдің қурамалы процесслери элементар локаллық тәсирлесиўге алып келинеди. Әдетте, фермионлардың тарқалыўына түүры сызықты, ал бозонлардың тарқалыўына толқын тәризли сызықты пайдаланады. Егер процессте бөлекшелердің бир неше сортлары қатнасуғын болса, онда оларды бир биринен айырыў ушын штрихланған, пунктир, жарғы тәризли, қос ҳ.т.б. сызықларды пайдаланады. Фейнман диаграммалары процесслердің релятивистлик-инвариант тәрийиплемесин береді. Усыған сәйкес 4-импульс тек бөлекшелердің тарқалыўында ғана емес, ал төбелерде де сақланады.

Фейнман диаграммалары релятивистлик-инвариант болған уйытқыўлар теориясының тийкарында жатады. Есаплаўларда хәр бир ишки сызыққа бөлекшелердің пропагаторы, хәр бир төбеге тәсирлесиўдің лагранжианының сәйкес ағзасы сәйкес келеди. Қурықты пайда ететуғын бөлекшелердің 4-импульси бойынша интеграллаў есапланады. Солай етип, Фейнман диаграммалары хәр қыйлы процесслердің амплитудаларын есаплаўдың алгоритмлерин береді.

Биз жоқарыда квантланған майданның түсиниклериниң бөлекшелер түсинигине қарағанда салыстырмас дәрежеде бай екенлигин бир неше рет атап өткен едик. Бул жағдай дара жағдайда, Фейнман, Мандельштамм, Фаддеев хәм Поповлардың аңғарғанындай, спини бирге тең ямаса бирден үлкен болған майданлар ушын улыўма айтқанда бөлекшелердің пропагаторлары менен бир қатарда "руўхлар" деп аталатуғын пропагаторларды да есапқа алыў керек болғанда көринеди.

Дионлар — магнит зарядларына да, электр зарядларына ийе болған гипотезалық бөлекшелер. Басқа сөзлер менен айтқанда электр зарядына ийе магнит монополлери болып табылады. Дионлар абеллик болмаған калибровкалық теориялардың арнаўлы топологиялық әпиўайы болмаған шешимлерине сәйкес келеди.

Зарядлық жуплық (С-жуплық) — қақыйқый нейтраль бөлекшелерди ямаса бөлекшелер системасын тәрийиплейтуғын квант саны. Егер зарядлық түйинлесликте бөлекшелердің толқын функциясы белгисин өзгертпесе, онда сол толқын функциясының зарядлық жуплығы оң ($C = +1$), ал, егер өзгертетуғын болса, онда терис ($C = -1$). Позитронийдің ($e^+ e^-$) қәддилериниң зарядлық жуплығы L орбиталлық моменттен хәм электрон менен позитронның қосынды спини S тен ғәрезли: $C = (-1)^{L+S}$. Тап ұсындай жағдай кварконийдің (кварк + антикварк системалары) қәддилери ушын да дурыс. Фотонның, ρ^0 -, ω -, ϕ -, J/ψ -, Υ -мезонлардың зарядлық жуплығы терис. π^0 -, η -, η' -мезонлардың зарядлық жуплығы оң. Күшли хәм электромагнит тәсирлесиўлерде зарядлық жуплық сақланады. Әззи тәсирлесиўлер зарядлық жуплықтың сақланыўын бузады.

Зарядлық түйинлеслик — бөлекшелерди антибөлекшелери менен алмастырыў операциясы. Зарядлық түйинлесликте қақыйқый нейтраль бөлекшелер өзине өтеди.

Зарядланған тоқлар — лептонлар менен кварклардың аралықлық зарядланған W^\pm -бозонлар менен тәсир етисиўин анықлайтуғын әззи тоқлар. W^\pm -бозонлар тәрепинен

жүзеге келтирилетуғын зарядланған тоқлардың арасындағы тәсірлесіулер белгили болған барлық эззи ыдыраулардың хәм нейтриноның тәсиринде жүретуғын толық бир қатар реакциялардың себеби болып табылады. Белгили болған барлық лептонлық хәм кварклық зарядланған тоқлар $\bar{a}O_{\alpha}b$ түрине ийе болады. Бул жерде \bar{a} арқалы a бөлекшесиниң тууылыу операторы (хәм \tilde{a} бөлекшесин жоқ етиу операторы), ал b арқалы b бөлекшесин жоқ етиу операторы (\tilde{b} -бөлекшесиниң тууылыуы) белгиленген; $O_{\alpha} = \gamma_{\alpha}(1 + \gamma_5)$. Бул аңлатпада γ_{α} - Дирактың төрт матрицасы ($\alpha = 0, 1, 2, 3$), $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$.

$\bar{a}\gamma_{\alpha}b$ шамасы Лоренцлик вектордай, ал $\bar{a}\gamma_{\alpha}\gamma_5b$ шамасы болса Лоренцлик аксиаллық вектордай болып түрленеди. Толық зарядланған тоқ лептонлық хәм кварклық тоқлардың қосындысынан тұрады. Лептонлық зарядланған тоқ үш ағзадан тұратуғын қосынды болып табылады: $\tilde{\nu}_e O_{\alpha}e + \tilde{\nu}_{\mu} O_{\alpha}\mu + \tilde{\nu}_{\tau} O_{\alpha}\tau$. Кварклық зарядланған тоқ хәзірше белгили емес. Алты кварк бар деп болжап, кварклық тоқты үш қосылыушының қосындысы түрінде жазады:

$$\bar{u}O_{\alpha}d' + \bar{c}O_{\alpha}s' + \bar{t}O_{\alpha}b'.$$

Бул аңлатпада хәр бир қосылыушыда рең бойынша суммалау түсиниледи. Мысалы:

$$\bar{u}O_{\alpha}d' = \bar{u}_1O_{\alpha}d'_1 + \bar{u}_2O_{\alpha}d'_2 + \bar{u}_3O_{\alpha}d'_3.$$

Бул жағдайда 1, 2, 3 - үш реңли индекс. "Төңкерилген" d', s', b' - кварклар Кобаяши-Маскава матрицасы деп аталатуғын

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1c_3 & s_1s_3 \\ -s_1c_2 & c_1c_2c_3 - e^{i\delta}s_2s_3 & c_1c_2s_3 + e^{i\delta}s_2c_3 \\ s_1s_2 & c_1s_2c_3 - e^{i\delta}c_2s_3 & -c_1s_2s_3 + e^{i\delta}c_2c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$d-, s-, b$ - кваркларының сызықлы комбинациялары болып табылады. Бул жерде $s_1 = \sin \theta_1$, $c_1 = \cos \theta_1$, $s_2 = \sin \theta_2$, $c_2 = \cos \theta_2$, $s_3 = \sin \theta_3$, $c_3 = \cos \theta_3$ белгилеулері пайдаланылған. $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ хәм δ параметрлеринен хәзірше тек θ_1 белгили.

ИАЭ — И.В.Курчатов атындағы Атом энергиясы институты (Москва).

Қара денениң нурланыуы — қара дене тәрепинен шығарылған фотонлар. Қара дене деп оған түскен барлық фотонларды жутатуғын денеге айтады. Өз гезегинде, қара денениң өзи де фотонларды нурландырады. Бундай нурланыудағы интенсивлик хәм нурланыудың өзине тән жийилиги қара денениң температурасы T дан ғәрезли.

Қара дене менен жыллылық тең салмақлығында тұрған фотон газиниң энергиясының тығызлығы $\rho = 4\sigma T^4$ ке тең, бул теңликте $\sigma = \pi^2/60$ - Стефан-Больцман константасы. Биз бул жерде $\hbar, c = 1$ бирликлеринен пайдаланамыз хәм Больцман константасы k ны 1 ге тең деп болжаймыз. Бундай бирликлерде энергияның (хәм жийиликтің) өлшеми T ға тең, ал көлемниң өлшеми T^{-3} ке тең. Сонлықтан жоқарыда келтирилген T^4 ғәрезлиги өлшемлик пикирлердин тийкарында тиккелей алынады. Қара денениң бетиниң бир бирлигинен шығарылатуғын энергияның ағысы $j = \sigma T^4$ ке тең.

Қара денениң нурланыуының спектраллық тығызлығы $d\rho(\omega)$ Планк формуласының жәрдемінде бериледи:

$$d\rho(\omega) = \frac{\omega^3 d\omega}{\pi^2(e^{\omega/T} - 1)} = \frac{T^4}{\pi^2} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

Бул аңлатпада ω - нурланыудың жийилиги, $x = \omega/T$. Бул аңлатпаны x бойынша 0 ден ∞ ке шекем интеграллау

$$\rho = \frac{\pi^2}{15} T^4 = 4\sigma T^4$$

формуласын береді.

Инстантон — пертурбативлик құбылыслар деп аталатуғын құбылыслардың, яғный уйытқыу теориясының жәрдемінде тәрийипленбейтуғын құбылыслардың глюонлық майданның вакуумлық флуктуацияларының айрықша типі. Глюонлар менен кварклардың конфайнментиниң механизминде әхмийетли орынды ийелейтуғын болса керек.

Минковский кеңислигинде инстантонлар калибровкалық майданлардың вакуумының

топологиялық хәр қыйлы халлары арасындағы барьер астындағы өтиўлердиң квазиклассикалық теорияларын тәрийиплейди.

Инстантонларды Минковский кеңислигинде емес, ал төрт өлшемли евклид кеңислигинде (жормал ўақыт болған) интерпретациялаған көргизбелирек. Бул жерде инстантонлар шекли ҳәрекетке ийе болған Янг-Миллстиң классикалық теңлемелериниң шешимлери болып табылады.

Инстантонлық шешимлер 1975-жылы Белавин, Поляков, Шврац ҳәм Тюпкинлер тәрәпинен ашылды. Евклид кеңислигиндеги SU(2) локаллық группасы ушын координата басындағы инстантонның калибровкалық майданы мынадай түрге ийе:

$$A_{\mu}^a(x) = -\frac{2}{g} \frac{\eta_{a\mu\nu} x_{\nu}}{x^2 + \rho^2}.$$

Бул аңлатпада a - изовекторлық индекс: $a = 1, 2, 3$; μ, ν — евклид координаталарының индексleri: $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$; g — калибровкалық тәсирлесийўдиң жуўырыўшы константасы (инвариант заряд). ρ масштаблық параметри инстантонның өлшемин анықлайды. Өлшем бирлигине ийе болмаған $\eta_{a\mu\nu}$ шамасы Хоофт символы деп аталады (ол "инстатон" терминин киргизген еди):

$$\eta_{a00} = 0, \eta_{a0i} = -\eta_{aio} = \delta_{ai}, \eta_{aij} = \varepsilon_{aij}.$$

Бул теңликлерде ε_{aij} арқалы толығы менен антисимметриялы тензор белгиленген ($a, i, j = 1, 2, 3$). Антиинстантонлық шешим деп аталатуғын шешими инстантонлық шешимнен $\eta_{aij} = \bar{\eta}_{aij}$ алмастырыўының жәрдемінде алынады. Бул жерде

$$\bar{\eta}_{a00} = 0, \bar{\eta}_{a0i} = -\bar{\eta}_{aio} = -\delta_{ai}, \bar{\eta}_{aij} = \varepsilon_{aij}.$$

Калибровкалық майданның кернеўлигиниң инстантонлық тензоры мынадай түрге ийе болады:

$$F_{\mu\nu}^a(x) = -\frac{4}{g} \frac{\rho^2 \eta_{a\mu\nu}}{[x^2 + \rho^2]^2}.$$

Ал сәйкес евклидлик ҳәрекет

$$S^{(E)} = \frac{1}{4} \int F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a d^4x = \frac{8\pi^2}{g^2}$$

шамасына тең.

Инстантонлардың физикалық процесслердиң амплитудасына қосатуғын үлеси $e^{-S^{(E)}}$ шамасына пропорционал ҳәм киши өлшемлерге ийе болған инстантонлар жүдә киши (берилген ρ дағы $g^2(\rho)/4\pi$ шамасының киши болыўы себепли конфайнменттиң радиусынан көп киши). Ал үлкен өлшемлерге ийе инстантонларға келсек, онда олар ушын үлкен квантлық дүзетиўлердиң себебинен квазиклассикалық жақынласыўды пайдаланыўға болмай қалады. "Киши инстантонлардың сийреклетилген газы" жақынласыўындағы есаплаўларды өткергенде сәйкес формулалар (физикада бундай жағдайлар жийи ушырасады) оларды пайдаланыў мүмкин болған шеклерден алыста жуўық түрде дұрыс болып шығады.

ИТФ — Л.Д.Ландау атындағы Теориялық физика институты (Черноголовка).

ИТЭФ — Теориялық ҳәм эксперименталлық физика институты (Москва).

ИФВЭ — Жоқары энергиялары физикасы институты (Серпухов, Протвино). ИФВЭ да энергиясы 76 ГэВ болған протонлық тезлеткиш ислейди (сақыйнасының периметри 1,5 км), ҳәм хәр бир дәстедеги бөлекшелердиң энергиясы 3 ТэВ болған протонлар менен антипротонлардың қарама-қарсы бағытта тарқалатуғын тезлеткиштиң құрылысының басланыўы нәзерде тұтылған (сақыйнасының периметри 20,7 км).

ИЯИ — Ядролық изертлеўлер институты (Москва). ИЯИ диң құрамына Баксан нейтринолық обсерваториясы ҳәм Москваның қасындағы Троицк қаласында салынып атырған энергиясы 400 МэВ болған жоқары дәлликке ийе сызықлы протонлық тезлеткиш

киреди.

Калибровкалық симметрия — лагранжианның параметрлери кеңіслік-уақытлық координаталардан ғәрезли болған қандай да бір үзлексіз түрлендіріуі группасына қарата инвариантлығы (Ли группалары).

Бузылмаған калибровкалық симметриялардың параметрлери фотонлардың зарядланған бөлекшелер менен тәсірлесіуін тәрийіплейтуғын $U(1)_{em}$ Абель группасы хәм глюонлардың бир бири және кварклар менен реңли тәсірлесіуін (с индекси инглиз тилиндегі colour сөзінен) тәрийіплейтуғын Абеллик емес $SU(1)_c$ группасы.

Спонтан түрде бузылмаған калибровкалық симметриялардың параметрлери электр-әззи тәсірлесіудің стандарт моделиндегі $SU(2)_W \times U_Y$ группасы (W индекси инглиз тилиндегі weak сөзі әззи спинге, ал Y индекси әззи гиперзарядқа жууап береді) хәм ұллы бирлесіу моделлерінің группалары $[SU(5), SO(10)$ х.т.б.] болып табылады.

Калибровкалық симметрияны әпйәйы емес жүзеге келтіріуі массаға ийе болмаған калибровкалық векторлық майданлардың бар болыуын талап етеді (фотонлардың, глюонлардың, W- хәм Z-бозонлардың, X- хәм Y-бозонлардың бар болыуын). Калибровкалық симметрияның спонтан бузылыуының ақыбетінде олардың гейпаралары массаға ийе болады.

"Калибровкалық инвариантлық" термини (немис тилинде Eichinoarianz) Вейль тәрепинен 1919-жылы киргизилді хәм ол бул терминді масштаблық инвариантлық мәнісінде пайдаланды (ол бирден бир электр-гравитациялық майданның теориясын дүзіуіге сәтсіз түрде урынды). Кейинирек, квантлық механика дәретилгеннен кейін, калибровкалық түрлендіріуі деп зарядланған бөлекшелердің толқын функциясының фазасының

$$\psi \rightarrow \psi' = \psi e^{ie\alpha(x)}$$

хәм

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \alpha$$

электромагнит потенциалдың бир уақыттағы түрлендіріліуі атала баслады (В. А. Фок, 1927-жыл; Вейль, 1929-жыл). Рүс илимий әдебиятында калибровкалық түрлендіріулерді жийи градиентлик деп атады, бирақ соңғы жыллары бул термин сийрек ұшырасатуғын болды. Инглиз тилиндегі илимий әдебиятта калибровкалық түрлендіріулерді белгілеуі үшін gauge transformation хәм gauge invariance терминлери пайдаланылады.

Квант (немис тилинде Quant, латын тилинде quantum — неше) хәр қыйлы болған бир неше мәніске ийе:

Майданның кванты — берілген майданның элементар қозыуы болған бөлекше; мысалы, фотон — жақтылық кванты (ү-квант) — электромагнит майданның қозыуы, электронлар хәм позитронлар — электронлық-позитронлық майданның квантлары.

Энергияның кванты — системаның (мысалы, атомның) бир энергиялық қәддиден екінші қәддиге өткенде қандай да бир бөлекше тәрепинен алып кетилетуғын энергияның порциясы (энергияның кванты хаққында гәп етилгенде көбинесе фотонларды нәзерде тұтады).

Хәрекет кванты — универсаллық дүньялық тұрақлы $1,0545887(57) \cdot 10^{-27}$ эрг·сек, квантлық механикада фундаменталлық орынды ийелейтуғын Планк тұрақлысы.

Квантлық механика — өзінің ишине элементар бөлекшелерді, атомларды, молекулаларды, көп атомлы системаларды алатуғын көп санлы қубылыстарды тәрийіплейтуғын фундаменталлық физикалық теория. Олар үшін хәрекеттің өзине тән шамасы $S_{\text{тәһ}}$ хәрекеттің кванты \hbar тың шамасы менен барабар. $S_{\text{тәһ}} \gg \hbar$ теңсізлігі орынлы болған процесслерді квазиклассикалық процесслер деп атайды. Егер \hbar шамасын толық есапқа алмауға болатуғын болса, онда классикалық механика хәкім сүреді.

Квантлық-механикалық системалар толқынлық қәсіетлерге де, корпускулалық

қасиетлерге де ийе. Квантлық механикаға сәйкес, бир қатар сораўларға принципінде тек олардың итималлығы бойынша жуўап бериўге болады. Мысалы, еки бөлекшениң соқлығысыўының кесе-кесими ямаса стабилли болмаған бөлекшелердиң жасаў ўақыты ийе болады.

Квантлық механикада квантлық-механикалық системаның ҳалы түсиниги фундаменталлық орынды ийелейди. Таза ҳал деп аталатуғын ҳал ҳаллардың гильберт кеңислигиндеги вектор менен, ал аралас ҳал ҳаллар кеңислигинде тығызлықтың матрицасы менен тәрийипленеди.

Бақланатуғын физикалық шамаларға (энергияға, импульске, мүйешлик моментке, координатаға, зарядқа, ...) операторлар жуўап береді.

Квантлық-механикалық ҳаллар бир жағынан Рей Брэдберидиң марста жасаўшыларына ұсайды: ҳәр бир оператор олардың ҳәр қайсысында өзиникин көреді. Егер ҳал берилген оператордың меншикли ҳалы болса, онда бұл ҳалда сәйкес физикалық шама белгили болған меншикли мәнисине ийе болады (белгили болған квант саны). Бұл жағдайда оператордың ҳал векторына тәсири ҳал векторын оператордың меншикли мәнисине көбейтйўге алып келинеди. Егер ҳал берилген оператордың меншикли ҳалы болмаса, онда оның ҳал векторы берилген оператордың мүмкин болған меншикли мәнислерине ийе меншикли векторлардың сызықлы комбинациясы түринде көрсетилиўи мүмкин. Бұл суперпозицияның коэффициентлери итималлықтың амплитудалары болып табылады; модули бойынша квадратқа көтериў қаралып атырған физикалық шаманың анаў ямаса мынаў мәнисиниң итималлығын анықлайды.

Жоқарыда айтылып өтилген жағдайларға сәйкес квантлық-механикалық мәселелердиң еки классы бар: 1) физикалық шамалардың меншикли мәнислерин есаплаў (мысалы, атомлық ҳәм молекулалық энергия қәддилерин); 2) ҳәр қыйлы процесслердиң итималлықларын есаплаў.

Егер еки оператор бир бири менен коммутацияланатуғын болса (яғный олардың ҳалға тәсириниң тәртиби әҳмийетке ийе емес), онда еки оператордың меншикли мәнислери болған ҳаллардың толық жыйнағы бар болады. Егер операторлар коммутацияланбайтуғын болса, онда олардың ұлыўмалық меншикли мәнислери болмайды. Дара жағдайда, Гейзенбергтиң $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar/2$ түриндеги анықсызлық қатнастарына сәйкес, бөлекше бир ўақытта импульстиң p_x ҳәм координата x тың белгили болған мәнислерине ийе бола алмайды.

Майданның квантлық теориясы — релятивистлик квантлық қубылыслардың теориясы. Мәниси бойынша, майданның квантлық теориясы физикалық теориялардың ишиндеги ең фундаменталлығы болып табылады. Релятивистлик емес квантлық механика менен майданның релятивистлик классикалық теориясы оның шеклик жағдайлары болып табылады: бириншиси жақтылықтың тезлигинен көп киши болған тезликлердеги, екиншиси — \hbar тан көп үлкен болған ҳәрекеттиң мәнислериндеги. Майданның квантлық теориясының тийкарында барлық бөлекшелер сәйкес физикалық майданлардың квантлары болып табылады деген жағдай жатыр. Майданның квантлық теориясы элементар бөлекшелердиң туўылыўы, бир бири менен тәсир етисиўи ҳәм жоқ болыўы процесслерин үйренеди.

Майданның квантлық теориясының усыллары квантлық электродинамиканың, электр-әззи тәсирлесийўдиң стандарт моделиниң, квантлық хромодинмиканың, ұллы бирлесийў моделлериниң тийкарында турады. Бұл барлық теориялар майданның квантлық теориясының айырым баплары болып табылады.

Квантлық хромодинмика (КХД) — реңли зарядлардың (грек тилиндеги "хромое" - рең) бар болыўының нәтийжесинде глюонлық ҳәм кварклық майданлардың ҳәм олардың өз-ара тәсирлесийўлериниң квантлық теориясы.

Квантлық электродинамика (КЭД) — электромагниттик (фотонлық) хәм электронлық-позитронлық майданлардың хәм олардың өз-ара тәсирлесіулериниң квантлық теориясы. Кеңирек түсиніўде КЭД термини басқа да зарядланған лептонлардың (мюонлардың хәм тау-лептонлардың) электромагниттик тәсирлесіуине де тийисли.

Кварклар — спини $\frac{1}{2}$ ге тең, адронлық құрамлық бөлекшелери болып табылатуғын бөлекшелер. Әдеттеги барионлар (экзотикалық емес барионлар) үш кварктан, ал әдеттеги бозонлар - кварктан хәм антикварктан турады. Кварклардың алты сорты (ароматы) белгили, олардың үшеуі b, s, d ның зарядлары $-\frac{1}{3}$ ке, ал үшеуі u, c, t ның зарядлары $+\frac{2}{3}$ ке тең.

Квантлық электродинамикаға сәйкес, кварклардың арасындағы күшли тәсирлесіу кварклардағы белгили бир реңли зарядлардың болыуы менен байланысly. Хәр бир ароматтың кварклары үш хәр қыйлы болған реңлерге ийе: "сары", "көк" хәм "қызыл". Реңли глюонды шығарыу менен бир реңге ийе кварк екинши түрли реңге өте алады. Кварклардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу глюонлар алмасыу менен жүзеге келеди. Кварклар адронларда қосынды реңли заряд нолге тең болатуғындай болып жайласады. Сонлықтан адронлар ҳаққында гәп еткенде оларды реңсиз ямаса ақ деп айтады.

Стэнфорд университетиниң группасы бир неше жыллар даўамында бөлшек мәнисли электр зарядына ийе еркин бөлекшелерди бақлағаны ҳаққында айтып келсе де, еркин кваркларды излеу бойынша басқа группалардың өткерген тәжирийбелери күтилген нәтийжелерди бермеди хәм физиклердиң көпшилиги еркин кварклардың болатуғынлығына скептик көз-қарас пенен қарайды. Квантлық хромодинамиканың шеклеринде конфейнмент ҳаққындағы гипотеза бар (оның дұрыслығы еле дәлилленген жоқ). Бул гипотеза бойынша реңли бөлекшелер (кварклар, глюонлар хәм олардың реңли комбинациялары) принципінде еркин ҳалда жасай алмайды. Усының менен бирге адронлық экспериментлерде кварклардың бар екенлиги дәлилленди. Кварклардың бар екенлиги ҳаққындағы биринши жанапай мағлыұматлар адронлардың классификациясының тийкарында алынды. Буннан кейин лептонлардың адронлар менен терең-серпимли емес экспериментлеринде лептонлардың айырым кварклар менен түүрыдан-түүры соқлығысыўлары регистрацияланды. Бул соқлығысыўлар адронның ишинде тереңде болып өтеди хәм жүдә қысқа ўақыт даўам етеди. Усындай қысқа ўақыттың ишинде кварк басқа кварклар менен глюон алмасып үлгермейди хәм дерлик еркин бөлекше түринде тәсир етеди. Берилген импульстиң шамасы қаншама үлкен болса, яғный лептонның кварк пенен тәсирлесіуи қаншама киши аралықта жүзеге келсе, онда кварк соншама еркин болады. Асимптоталық еркинликтің салдары болған бул қубылыс кварклардың квазибөлекшелер де, адронлық материяның қандай да бир коллективлик қозыўлары да емес, ал лептонлар сыяқлы ҳақыйқый элементар бөлекшелер болып табылатуғынлығын аңғартады. Кварклердиң мүмкин болған элементар емеслиги бул бөлекшелердиң ишине еле де тереңирек кириўдиң, яғный берилген импульслердиң шамасы еле де үлкен болған жағдайда табылыуы мүмкин.

"Кварк" термини 1964-жылы Гелл-Манн тәрепинен киргизилди хәм бул термин Джеймс Джойстың "Фенниган бойынша еске алыу" китабынан алынды (китаптың қахарманы түс көреді хәм бул түсте шағалалар "Мистер Марк ушын үш кварк" деп қышқырады). Немец тилинде "кварк" — сүзбе (творог). u, d, s, c, b, t белгилери инглиз тилиндеги *up, down, strange, charm, bottom (beauty), top (truth)* сөзлерине жуўап береді.

Кварклық конденсат — $\bar{\psi}\psi$ операторының нолге тең емес болған вакуумлық орташасы, бул жерде ψ - кваркты жоқ етиу хәм антикваркты түүдырыу операторы, а $\bar{\psi}$ - кваркты түүдырыу хәм антикваркты жоқ етиу операторы. Кварклық конденсат $\langle 0|\bar{\psi}\psi|0\rangle$ түринде белгиленеди. Ол пертурбативлик емес қубылыс болып табылады. Оның пайда болыуы квантлық хромодинамиканың кираллық инвариантлығын бузады. Мезонларға

тийисли болған эксперименталлық мағлыұматларды теориялық таллау жеңил кварклар үшін

$$\langle 0 | \bar{\psi} \psi | 0 \rangle \approx -(1/4 \text{ ГэВ})^3$$

теңлигинің орынланатуғынлығы көрсетеди.

Кираллық инвариантлық — айырым алынған шеп спираллық хәм оң спираллық спинорлардың изотоплық (ямаса соған ұсаған үзликсиз группалардағы) түрлендириулерге қарата инвариантлығы. Егер u - хәм d -кварклардың массалары нолге тең болғанда квантлық хромодинамика кираллық-инвариант $[SU(2)_L \times SU(2)_R]$ - симметрияға ийе] болған болар еди. Бундай жағдайда кварклардың шеп хәм оң спираллық халларын бир биринен ғәрезсиз изотоплық айланыуларға алып келген болар еди. Шеп хәм оң спинорларға тәсир ететугын генераторлардың сұммасы әдеттеги изотоплық айландырулардың генераторларын береді. Олардың айырмасы ұсы генераторлар тәсир ететугын халлардың жұплығын өзгертетугын изотоплық айландырулардың псевдоскалярлық генераторларын береді.

Кварклар еркин халда жасамайтуғын, ал оларды өзлеринің ишине алатуғын нуклонлар массаға ийе болғанлықтан квантлық хромодинамиканың қатаң түрдеги кираллық инвариантлығы тек сызықлы емес болып жүзеге келген болар еди. Бундай сызықлы емес реализация үшін массаға ийе болмаған π -мезонлардың керек екенлигин көрсетиуге болады. Бундай жағдайда, ноллик импульске ийе π -мезонлардың санлары хәр қыйлы болған халлары энергия бойынша азғынған, ал жоқарыда еслетилип өтилген псевдоскаляр генераторлар ұсындай π -мезонлардың санлары жұп хәм тақ болған халларды бир бирине өткереди.

u - хәм d -кварклардың массалары киши, бирақ нолге тең болмағанлықтан тәбиятта тек жууық түрдеги кираллық инвариантлық орын алады. Усының нәтийжесинде π -мезонлар массаға ийе, бирақ, бәри-бир, массалары басқа адронлардың массаларынан әдеуір киши.

"Кираллық" сөзи грек тилиндеги "хеир" - қол сөзинен келип шыққан.

Классификация — объектлердің ямаса қубылыслардың класслар бойынша тарқалыуы. Классификацияның хәр қыйлы типлерине келтирилген көп санлы мысаллары ұсы китаптың бетлеринде ұшырасады.

Физиканың шеклеринен сырттағы классификацияға мысал аргентиналы жазыушы Хорхе Луис Борхестің (1899—1986) Джон Уилкинстің аналитикалық тили" эссесинде келтирилген. Бул эсседе Борхес шығыс энциклопедиясынан (шығыс энциклопедиясынан деп жазылған) цитата келтиреді (қараңыз: Хорхе Луис Борхес. Проза разных лет.— М.: Радуга, 1984, с. 218):

"Хайуанлар мыналарға бөлинеді: а) Императорға тийисли, б) бальзамланған, в) үйретилген, г) сүт шошқаларындай, д) сиренлерге ұсайтуғын, е) ертектеги хайуанларға ұсайтуғын, ж) қаңғып жүрген ийтлерге ұсайтуғын, з) бул классификацияға киргизилгенлерге, и) ақылы жоқтай болып қутырған, к) шексиз көп, л) түйениң жүнинен соғылған жуқа кисточка менен сүүрети салынған, м) хәм басқа, н) хәзир ғана гүзелерді сындырған, о) алыстан қарағанда шыбындай болып көринетуғын".

Егер физиканың қандай да бир тарауының классификациясы жоқарыдағы хайуанлардың классификациясын еске түсиретуғын болса, онда бул Сизиң бул тарауды толық үйренбегениңизди билдиреди. Тарауды ұқсаслық жоғалғанша үйрениңиз.

Коллаборациялар — биргеликте бир экспериментти өткеретуғын хәр қыйлы институтлардың физиклеринің группалары. Ең ири коллаборациялар жүзден аслам физиклерге ийе, көпшилиги бир неше онлаған физиклерди бириктиреді. Мысал сыпатында нейтринолық тәсирлесіулерди үйренетуғын коллаборацияларды еслетип өтеміз: CDHS (CERN — Dortmund — Heidelberg — Saclay); CHARM (CERN — Hamburg — Amsterdam — Rome — Moscow).

Гейпара жағдайларда коллаборацияның атамасы болып эксперименттің шифры хызмет етеді, мысалы: UA1 (Underground Area № 1) — ЦЕРН деги жердің астында тереңде жайласқан протон-антипротонлық коллайдердегі ең ири эксперимент.

Конфайнмент (инглиз тилиндегі confinement — түрмеге қамау, қозғалыстың еркінлігін шеклеу) — реңге ийе болмаған адронлардан кварклар менен глюонлардың ушып шықпауы, тұтқынға алынуы. Қатаң конфайнмент гипотезасы еркін кваркларды ізлеудегі унамлы нәтижелердің алынбағанлығын түсіндіріу үшін ұсынылды. Ұсының нәтижесінде, квантлық хромодинамиканың структурасын изертлеудің барысында конфайнмент қасиетінің абеллик емес калибровкалық симметрияның нәтижесі екенлігі қаққындағы үміт беккемленді.

Көбинесе бұл үміт сұммалаудың квантлық-хромодинамикалық қағыйдасы деп аталатуғын қағыйданың шеклерінде алынған нәтижелерге хәм компьютерлік эксперименттердің нәтижелеріне тийкарланған. Ұсындай компьютерлік эксперименттерде шексіз кваркларға ийе болған глюодинамиканың теңлемелері түйінлерінің саны 10^4 тен зыят болған кеңіс-кейіс-уақытлық пәнжерелерде шешілді. Бұл пертурбативлік емес болған есап-лаулардың нәтижелері кварклардың арасындағы потенциалдың олардың арасындағы қашықтықтың өсіуі менен сызықты өсетуғынлығын көрсетеді (глюонлық сабақ болған жағдайда да тап ұсындай нәтиженің алынуы керек). Бірақ, конфайнменттің дәлилі хәм бұл құбылыстың механизмін квантлық хромодинамиканың шеклерінде айқын түсініу хәзіргі шекем әмелге асырылған жоқ.

Конформлы симметрия — конформлық түрлендіріулерге, яғный бағыттардың арасындағы мүйешлерді инвариант етип қалдыратуғын түрлендіріулерге қарата симметрия. Физикада конформлық түрлендіріулер группасы деп әдетте Минковский группасындағы 15-параметрлік конформлық группасы түсінеді. Скалярлық функциялардың кеңіс-кейіс-уақыт-орын-дегенде бұл группаның генераторлары төмендегідей дифференциаллық операторлар менен бериледі:

$$\begin{aligned} M_{\mu\nu} &= x_\mu \partial_\nu - x_\nu \partial_\mu, \\ P_\mu &= \partial_\mu, \\ K_\mu &= 2x_\mu x_\nu \partial_\nu - x^2 \partial_\mu, \\ D &= x_\nu \partial_\nu \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3). \end{aligned}$$

Бұл аңдатпаларда $M_{\mu\nu}$ менен P_μ - конформлы группаның подгруппасы болған Пуанкаре группасының 10 генераторы. K_μ — арнаулы сызықты емес конформлық түрлендіріудің 4 генераторы, ал D — дилатация генераторы (масштабтың өзгеріслері).

Теңдемелердің конформлық инвариантлығының зәрүрлі болған шәрті олардың масштаблық инвариантлығы болып табылады. Теңдемелердің масштаблық инвариантлығы үшін лагранжианда бөлекшелердің массалары типіндегі өлшемлік параметрлердің ямаса G_F хәм G_N типіндегі өлшемлік константалардың болмауы керек. Конформлық инвариантлыққа, мысалы, бир бири менен тәсірлеспейтуғын фотонлардың лагранжианы менен бир бири менен тәсірлеспейтуғын массаға ийе болмаған нейтринолардың лагранжианы ийе. Массаға ийе болмаған кварклар менен глюонларды тәрийіп-лейтуғын хромодинамикалық лагранжиан да конформлық инвариантлыққа ийе. Бірақ соңғы жағдайларда квантлық дүзетіулерді есапқа алғанда конформлық инвариантлық бузылады (конформлық аномалия).

Космослық нұрлар — космос кеңіс-кейіс-уақыт-орын-дегенде Жерге келетуғын жоқары энергияға ийе бөлекшелердің ағысы (тийкарынан протонлардан туратуғын, бундай ағысты дәслепки нұрланыу деп атайды), соның менен бирге тиккелей космос кеңіс-кейіс-уақыт-орын-дегенде келген бөлекшелердің атмосфераның затлары менен соқлығысыуының салдарынан туыылған бөлекшелердің ағысы (екінші гезектегі нұрланыу). Дәслепки космослық нұрланыу изотроп, оның Қуашлық құраушысын есапқа алмағанда (оның бөлекшелерінің

максималлық энергиясы 10 ГэВ тиң шамасында) ұақыттан ғәрезсиз. Энергиялардың 10—10⁶ ГэВ интервалында энергиясы E (ГэВ) ден үлкен болған дәслепки космослық нурлардың ағысы шама менен мынаған тең

$$1,7 \cdot E^{-1,6} \text{ бөлекше} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}.$$

$E > 10^6$ ГэВ болған жағдайда дәреже көрсеткиши 1,6 дан 2,2 ге шекем өседі, сонлықтан, мысалы энергиясы $E > 10^7$ ГэВ болған бөлекшелер 1 м² майданға шама менен бир рет келип түседі.

Космослық нурларда позитрон, мюон, К-мезонлар, Λ-гиперон ашылды, адронлардың көп рет тұйылыұ қубылысы хәм, жоқары болмаған дәлликте болса да, оның тийкарғы нызамлықлары табылды. Атап айтқанда, фейнманлық скейлинг деп аталатуғын скейлингтиң базы бир көриниўлері ашылды.

Космослық нурларда таң қаларлық, усы ұақытларға шекем түсиндирилмеген бир қатар қубылыслар, солардың ишинде кентаврлар деп аталатуғын қубылыс бақланды. Кентаврлар 10⁵ - 10⁶ ГэВ энергиядағы көп санлы тұйылыўлардың бир неше акты болып табылады. Бул жағдайда шама менен 100 дей зарядланған бөлекшелер тұйылады хәм π⁰-бозонлар ис жүзинде тұйылмайды. ЦЕРН деги протон-антипротон коллайдеринде кентаврларда излеў күтилген нәтийжелерди бермеди. Бирақ, мүмкин, бул жерде массалар орайындағы энергия жоқарыда гәп етилген космослық нурлардағы энергиядан бир қанша киши.

Лагранжиан — элементар бөлекшелер теориясында физикалық майданлардың барлық қәсийетлерин анықлайтуғын орайлық орынды ийелейтуғын фундаменталлық физикалық шама. Лагранжианды әдетте қолдан жазылатуғын \mathcal{L} хәрипиниң жәрдемінде белгилейди. Майданлардың тарқалыўы менен тәсирлесиўиниң теңлемелери ең киши хәрекет (дәлиреги экстремаллық) принципиниң қатнасыўында анықланады. S хәрекеті лагранжиан \mathcal{L} ден кеңислик хәм ұақыт бойынша алынған интегралға тең:

$$S = \int \mathcal{L} dx dy dz dt.$$

Ал,

$$L = \int \mathcal{L} dx dy dz$$

интегралын Лагранж функциясы деп атайды.

Элементар бөлекшелер теориясын дәретиўди еки мәселени шешиўге алып келинеди деп жийи айтады: 1) тәбияттың фундаменталлық майданларының түрин табыў; 2) усындай түрдеги лагранжианнан келип шығатуғын экспериментлерде тексерип көрилиўи мүмкин болған нәтийжелерин табыў.

Майданның квантлық теориясында лагранжиан бир қатар қосылыўшылардың суммасынан тұрады. Олардың хәр қайсысына майданның операторларының ямаса олардың тұйындыларының көбеймеси киреди. Стандарт квантлық-майданлық теорияларда лагранжиан локаллық, яғный көбеймеге киретуғын майданлар бир дүньялық ноқатқа тийисли (\mathbf{r} менен t ның бир мәнисине).

Нәтер лагранжианның түрлендириўлердиң хәр қыйлы группаларына қарата инвариантлығынан сәйкес сақланыў нызамының келип шығатуғынлығын көрсетти. Идеалда, лагранжианның айқын түри, көринип тұрғанындай, симметрия принципери менен толық анықланады. Бирақ, әдебиятта талқыланатуғын ҳақыйқый лагранжианлар дүньяның бақланатуғын физикалық картинасын тәрийиплеў ушын "қолдан" киргизилетуғын деп аталатуғын айырым ағзаларға хәм параметрлерге ийе болады. Бул әсиресе теорияның скаляр секторына, яғный лагранжианның скаляр майданлар киретуғын қосылыўшыларына тийисли.

$\hbar, c = 1$ бирликлеринде хәрекеттиң өлшем бирлиги жоқ: $[S] = 1$, ал лагранжиан өлшем бирлигине ийе (масса)⁴: $[\mathcal{L}] = [m^4]$. Лагранжианның құраўшыларын үш группаға бөлиўге

болады: кинетикалық ағзалар, массалық ағзалар және тәсірлесіу ағзалары (калибровкалық теорияларда кинетикалық ағзалар және векторлық майданларды тәрийиплейтуғын ағзалар бир бири менен тығыз байланысқан). Лагранжианға киретуғын ψ фермионлық майданлардың операторлары (масса)^{3/2} бирлигине ийе: $[\psi] = [m^{3/2}]$, ал бозонлық майданлардың операторлары болса $[\varphi] = [m]$. Улыўма айтқанда, $[L] = [m^4]$ шәртиниң орынланыўы ушын ҳәр қыйлы қосылыўшылардың алдында тұрған коэффициентлердің бирликлериниң болыўы шәрт. Лагранжианның перенормировкаланыўы бул коэффициентлердің бирликлериниң терис емес болыўын талап етеди: $m^n, n > 0$.

Лептонлар — спини $\frac{1}{2}$ ге тең болған, күшли тәсірлесіулерге қатнаспайтуғын бөлекшелер. Үш зарядланған лептон: электрон e^- , мюон μ және τ -лептон және үш нейтраль лептон: электронлық нейтрино ν_e , мюонлық нейтрино ν_μ және тау-нейтрино ν_τ белгили. Усы бөлекшелердің ҳәр қайсысының сәйкес антибөлекшелери бар: e^+ (позитрон), μ^+ , τ^+ және үш антинейтрино: $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$ ("анти-ню-тау" деп оқылады). Электромагнитлик тәсірлесіуде зарядланған лептонлардың жуплары тўўылады: e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$. Әззи ыдыраўларда зарядланған лептонлардың ҳәр бири "өзиниң" антинейтриносы менен тўўылады: $e^-\bar{\nu}_e$, $\mu^-\bar{\nu}_\mu$, $\tau^-\bar{\nu}_\tau$. Егер барлық лептонлар өзине тән квант саны (гейде лептонлық "заряд" деп аталатуғын) болған +1 ге тең лептонлық санға, ал антилептонлар -1 ге тең квант санына ийе деп болжанса, онда усы ўақытқа шекем бақланған барлық процесслерде белгили болған лептонлық сан сақланады. Лептонлық санның сақланбаўы күтилетуғын процесслер: протонның ыдыраўы, қос β -ыдыраў, нейтринолық осцилляциялар.

Мюон менен τ -лептон әззи тәсірлесіудің есабынан ыдырайды. Электрон стабилли.

"Лептон" сөзи грекше "лептос" сөзинен алынған және ол майда, тар деген мәнисти аңғартады (салыстырыңыз: лепта — майда грек монетасы).

ЛЭП (LEP — англиз тилиндеги Large Electron Positron (Ring)) — ЦЕРН де қурылып атырған электронлар менен позитронлардың қарама-қарсы бағытта тарқалатуғын дәстелеринде ислейтуғын сақыйна тәризли коллайдер. Сақыйнаның узынлығы шама менен 27 км (± 2 см руқсат етиледі). Дәстелериниң ҳәр бириниң энергиясы 50 ГэВ ке шекем, энергияның шашаўлығының мәниси 80 МэВ шамасында. Күтилип атырған жарқынлық 10^{31} см⁻²·сек⁻¹. Баҳасы шама менен 1 млрд Швейцария франкине тең болған машинаның иске түсиўи 1989-жылдың ақырына жобаластырылған. ЛЭП тиниң биринши гезектеги мәселеси Z-бозонлардың тўўылыўы менен ыдыраўын изертлейден ибарат.

$$e^+e^- \rightarrow Z$$

соқлығысыўларындағы Z-бозонының тўўылыў реакциясының кесе-кесими резонанста $4 \cdot 10^{32}$ см² шамасын қурайтуғын болғанлықтан, ЛЭП те ҳәр бир 2-3 секундта бир Z-бозонның тўўылыўы керек. Кейинирек дәстелердің ҳәр бириниң энергиясын 80 ГэВ ке (II фаза), ал оннан кейин 125 ГэВ ке (III фаза) шекем көтерий нәзерде тутылған. Бул зарядланған W^\pm -бозонлардың

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$$

реакциясындағы тўўылыўын бақлаўға мүмкиншилик береді.

Дирактың магнит монополи — гипотезалық магнит заряды. Экспериментте ҳәзирше бақланған жоқ. Монополь тәрепинен пайда етилген магнит майданы жеткиликли дәрежеде жуқа болған (шексиз жуқа), ал екинши ушын жеткиликли дәрежеде узақта жайласқан соленоидтың ушының қасында пайда болған магнит майданына ұсайды (сондай соленоидтың екинши ушында пайда етилген майдан антимонополдің майданына ұсайды).

Соленоидтың шексиз жиңишке және шексиз узын болған сабағының бақланбаўы, ал тек монополдің бақланыўы ушын тек оның әтирапын ушып өтетуғын электронның толқын функциясының фазасы 2π ге тең болыўына сәйкес келетуғын магнит майданының ағысының квантланыўының орын алыўы керек (Бундай болмаған жағдайда Бом-

Аароновтың бақланатуғын интерференциялық эффекти пайда болады). Жоқарыда еслетилип өтилген фаза мынаған тең:

$$e \int \mathbf{A} d\mathbf{l} = e \int H^0 dS.$$

Бұл аңлатпада \mathbf{A} - вектор-потенциал, H^0 — соленоидтың ишиндеги майдан. Соңғы интеграл соленоидтың көлденең кесими бойынша алынады. Магнит майданының күш сызықтарының сақланатуғынлығын есапқа алып, монополден r қашықтығындағы сфералық симметрияға ийе болған магнит майданының кернеулиги ушын

$$H = \int H^0 dS / 4\pi r^2$$

аңлатпасын аламыз. Егер H ты ($H = m/r^2$) магнит заряды арқалы белгилесек, онда магнит заряды ушын $e4\pi\mu = 2\pi n$ ямаса $\mu = n/2e$ теңликлерин аламыз. Бұл теңликлерде $e^2 = \alpha = 1/137$ (биз $\hbar, c = 1$ бирликлерин пайдаланып атырмыз).

Мүмкин болған нормировкалаушы түсинбеушиликлерден пүткиллей қутылыуы ушын еки электронның арасындағы потенциалды еки бирлик ($n = 1$) монополдин арасындағы потенциал менен салыстырамыз. $\hbar, c = 1$ бирликлеринде бириншиси α/r ге, ал екиншиси $1/4\alpha r$ ге тең.

Дирактың магнит монополи ҳақындағы мақаласы 1931-жылы баспадан шықты. 'т Хофт пенен Поляков спонтан бузылған симметрияға ийе (мысалы, хиггс майданларының триплети болған SU(2) группасында) абеллик емес калибровкалық моделлерде шекли массаға ийе болған магнит монополлериниң классикалық шешимлери сыпатында бар болыуының керек екенлигин тапқаннан кейин 1974-жылы магнит монополлери теориясына екинши илхәм келди. Уллы бирлесіу моделлеринде усындай классикалық монополлердин болыуы керек: SU(5), SO(10) хәм басқалар. Бундай моделлерде олардың массалары шама менен $10^{16}—10^{17}$ ГэВ шамасына тең болыуы керек. Жерге түсетуғын усындай үлкен массаларға ийе болған реликтлик монополлердин тезликлерин баҳалау бойынша олардың тезлиги жақтылықтың тезлигиниң 10^{-3} ин қурауы керек. Киши тезликке байланысly затлардың монополлердеги тормозланыуының жүдә әззи болыуы керек. Усыған байланысly монополлерди қалай тормозлау хәм тоқтатыу ушын нени ислеудин керек екенлиги көринип тұрған жоқ. Егер монополлерди тоқтатыудың сәти түскен жағдайда монополь менен антимонополдин аннигиляциясы реакциясын бақлаған жүдә қызықлы болған болар еди. Бұл аннигиляцияның өнимлери сыпатында уллы бирлесіу моделлеринде протонның ыдырауына жууапкер болған массалары жүдә үлкен болған векторлық бозонлардың ушып шығыуы керек (X хәм Y).

Әдебиятта дәслепки үлкен партланыудан қалған реликтлик монополлердин Әлемдеги тарқалыуы ҳақындағы исенимli баҳалаулар жоқ.

Майоран нейтриносы — ҳақыйқый нейтраль болған нейтрино, спини $\frac{1}{2}$ ге тең хәм зарядлық түйинлесликте өзи өзине өтетуғын бөлекше. Бундай ҳақыйқый нейтраль болған нейтриноның теориясы италиялы физик Этторе Майоран (1906—1938) тәрепинен усынылды. Егер нейтриноның массасы нолге тең, ал әззи тәсирлесіулерде олар толығы менен бойлық поляризация менен шығарылатуғын болса, майоран нейтриносы әдеттеги бойлық еки қураушыға ийе болған вейель нейтриносынан айырмашылығы жоқ (нейтринолар шеп поляризацияға, ал антинейтрино оң поляризацияға ийе). Бирақ, егер нейтриноның массасы нолге тең болмаса, онда майоран нейтриноларының теориясы бир қатар өзине тән болжауларға алып келеди. Олардың бири қос бета-ыдыраудың бар болыуы.

Майорон — затлар менен жүдә әззи тәсирлесетуғын массаға да (ямаса жүдә жеңил), спинге де ийе емес гипотезалық нейтраль бөлекше. Майоронның бар болыуы лептонлық зарядтың сақланыуы спонтан бузылыудың нәтийжесинде нейтрино майоран массасына

ийе болатуғын базы бир теориялық моделлер тәрәпинен болжанады.

Масса — бөлекшени ямаса бөлекшелер системасын тәрийиплейтуғын релятивистлик-инвариант шама. Масса m энергия E хәм импульс p арқалы былайынша аңлатылады:

$$m^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2.$$

Бул аңлатпада c арқалы жақтылықтың тезлиги белгиленген. $c = 1$ теңлиги орынлы болатуғын бирликлердиң релятивистлик системасында

$$m^2 = E^2 - p^2.$$

Гейпара ўақытлары t шамасын E/c^2 қа тең болған "қозғалыстағы массадаң" айырып көрсетиў ушын "тынышлықтағы масса" деп атайды. Бул түсиниктиң екеўи де ескерди. Олар салыстырмалық теориясы дәретилген дәўирлерден қалған түсиниклер болып табылады. Сол ўақытлары релятивистлик бөлекшелерди тәрийиплеў ушын гейпара жағдайларда релятивистлик формулалардаң, солардың ишинде $p = Ev/c^2$ формуласының орнына $p = mv$ формуласынаң пайдаланылды. Хәзирги ўақытлары "тынышлықтағы масса" хәм "қозғалыстағы масса" түсиниклери физика бойынша маңызлы китапларда дерлик ушыраспайды. Бирақ, көпиликке арналған китапларда жиий ушырасады. Лоренцлик инвариант ушын да, лоренцлик вектордың құраўшылары ушын да бир "масса" атлығын пайдаланыў жүдә сәтсиз. Усының менен бир қатарда бир шаманы (бул жағдайда энергияны) еки терминниң жәрдемінде атаў ақылға мұўапық келмейди: қандай бирликлерде өлшесек те энергия болып қала береди. Әсиресе, $c = 1$ системасында "қозғалыстағы масса" түсиниги күлкили болып көринеди.

Гравитациялық тартылысқа келсек, онда ол массаға емес, ал тартылыс бөлекшелердиң энергия-импульс тензорына пропорционал. Жоқарыда атап өтилгениндей, масса емес, ал энергия хәм импульс гравитацияланады; сонлықтан массаға ийе болмаған фотонлар гравитациялық майданда өзиниң жолын майыстырады.

Мезонлар — спини пүтин болған адронлар. Барлық мезонлар ноллик барионлық квант саны менен тәрийипленеди.

"Мезон" сөзи грек тилиндеги "мезос" - аралықлық сөзинен келип шыққан. Бул терминди ойлап тапқанда мезонлардың аралықлық массаға ийе болыўының кереклиги басшылыққа алынды: электронның массасынаң үлкен, бирақ протонның массасынаң киши. Хәзирги ўақытлары терминниң мәниси жоғалды, себеби массасы протонның массасынаң әдеўир үлкен болған мезонлар белгили.

Мезон емес, ал лептон болып табылатуғын мюонды μ -мезон деп атаў пүткиллей қәте. Хәзирги ўақытлардағы әдебиятларда гейде ушарысатуғын термин әдебиятта элементар бөлекшелердиң хәзирги ўақытлардағы классификациясы қәлиплеспестен бұрын, 30-, 40-жыллары қабыл етилген еди. Соның менен бирге аралықлық W - хәм Z -бозонларды, скаляр (хиггс) бозонларын мезонлар деп атаў да қәте. Себеби олардың хеш қайсысы адронлар емес.

Қапшықлар модели (инглиз тилиндеги bag model сөзинен) — адронларды кварклар қозғалатуғын өзине тән көбиклер - "Капшықлар" түринде қарайтуғын феноменологиялық модель. Мәниси мәселениң шәрти ушын сәйкеслендирип алынған параметрлерди пайдаланып, капшықлар модели адронлардың массаларының спектрин жаман емес тәрийиплейди. Квантлық хромодинмиканың көз-қарасы бойынша квантлық-хромодинмикалық вакуумдағы көбиктиң пайда болыўы кварклардың өзлериниң реңли майданлары менен физикалық вакуумдағы глюонлық конденсатты "күйдиретуғынлығы" (толық ямаса жарым-жарты) менен байланысly. Усының менен бирге, физикалық вакуумдағы глюонлық конденсат терис энергияға ийе болғанлықтан көбик оң энергияға ийе болады.

Мультиплет — бир бирине ұқсас қәсийетлерге ийе болған бөлекшелердиң ямаса ҳаллардың (энергия қәддилериниң) жыйнағы.

Адронлардың мультиплеті — бірдей спинлерге хәм жұплыққа, жақын массаларға хәм бир бирине ұқсас болған күшли тәсирлесіуіге ийе адронлардың жыйнағы. Мультиплетлердің бар болыуы күшли тәсирлесіудің симметриялары менен байланысly. Симметриялардың сәйкес группасының түрлендириулері мультиплетлердің бөлекшелерин бир бирине өткереди. Биринши адронлық мультиплет болған нуклонлардың дублеті физикаға 30-жыллары нейтрон ашылғаннан кейин Гейзенберг тәрепинен киргизилди Протон менен нейтрон бир биринен өзинің электромагнитлик қәсийетлери бойынша айрылады (зарядлары, магнит моментлери, бул бөлекшелердің ишиндеги зарядлар менен тоқлардың тарқалыуы бойынша). Қалған басқа қәсийетлери бойынша бул бөлекшелер бир бирине жүдә ұсайды: олардың спинлери бирдей, жүдә жақын массалар (айырма 0,1 проценттің әтирапында) хәм дерлик бирдей күшли тәсирлесіулер. Нуклонлардың бир бири менен тәсирлесіуін үйрениуде биринши жақынласыуда олардың арасындағы айырманы есапқа алмауға хәм оларды нуклон деп аталатуғын бир бөлекшениң еки азғынған халлары хәм ядролық күшлерди бул халлардың бир бирине түрлендириулерине қарата инвариант деп қарауға болатуғынлығы тәбийий. Нуклонлық дублетти математикалық тәрийиплеу еки қураушыға ийе спинорларды, Паули матрицаларын хәм SU(2) группасының барлық қалған аппаратын пайдаланатуғын спини $\frac{1}{2}$ ге тең болған тәрийиплеуіге ұқсас.

Протон менен нейтронның арасындағы симметрия изотоплық симметрия атамасына ийе болды. Бул жерде "изотоплық" термини ядролық изотоплардың арасындағы симметриядан басқа мәнисте қолланылады. Себеби ядролық физикада қабыл етилген терминология бойынша протон менен нейтрон изотоплар емес, ал изобаралар болып табылады. Усы жағдайға байланысly өз уақытында "изотоплық симметрия" терминин "изобаралық симметрия" термини менен алмастыруға хәрекет етилди. Бирақ бул соңғы термин пайдаланылмады.

Изотоплық кеңісликте нуклон спинор менен тәрийипленеди. Протон менен нейтрон изотоплық кеңісликтеги изотоплық спиннің базы бир көшерге (z көшери) түсірилген мәнислери $+1/2$ менен $-1/2$ шамаларына тең болған проекцияларға сәйкес келеди.

Келеси изотоплық мультиплет — пионлардың триплеті — 40-жыллардың ақырында хәм 50-жыллардың басында ашылды. 50-жыллардың ақырында хәм 60-жыллардың басында ерси бөлекшелердің хәм резонанстардың көп санлы мультиплетлери ашылды. 70-жыллары болса сүйкимли бөлекшелердің изотоплық мультиплетлери табылды. Изотоплық мультиплеттеги бөлекшелердің саны n изотоплық спин I дің шамасы менен әпиуайы болған $n = 2I + 1$ аңлатпасы менен байланысқан.

Квантлық электродинамика дәретилгеннен кейин изотоплық симметрияның тийкарында u - хәм d -кварклардың ис жүзінде өз-ара алмасатуғынлығы менен байланысly екенлиги анықланды (себеби олардың массаларының арасындағы айырманың олардың адронлардың ишиндеги тән болған энергияларынан киши екенлиги менен байланысly).

Егер s -кварк u - хәм d -кварклар сыяқлы жеңил болғанда барлық үш кварктың арасында бир бирин алмастырушылық орын алған хәм оған жууап беретуғын SU(3)-симметриясы изотоплық SU(2)-симметриядай жақсы болған болар еди. Тәбиятта SU(3)-симметрия SU(2)-симметрияға салыстырғанда күшлирек бузылған. Бул s -кварктың массасының әдеуір үлкен екенлиги менен байланысly: $m_s - m_u \approx m_s - m_d \approx 150$ МэВ. Адронлардың әпиуайы SU(3)-мультиплетлери — синглетлер, октетлер хәм декуплетлер.

Адронлардың жоқарырақ болған "ароматлық" симметриялары болған SU(4), SU(5), ... симметриялардың дерлик толық бузылғанлығы гүмансыз. Себеби, ауыр c - хәм b -кварклардың массалары олардың адронлардың ишиндеги өзине тән импульслерине салыстырғанда айтарлықтай үлкен.

Нейтраль тоқлар — кварклар менен лептонлардың аралықлық Z бозоны менен

тәсирлесіуін анықлайтуғын әззи тоқлар. Виртуаллық Z бозонлар тәрепинен жүзеге келтирилетуғын нейтраль тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу бір қатар айрықша қубылыстардың жүзеге келіуіне алып келеди. Олардың қатарына 1973-жылы ашылған мюонсыз нейтринолық реакциялар деп аталатуғын реакциялар, 1978-жылы ашылған электронлар менен нуклонлардың арасындағы жұплықтың сақланбауы киреди. Белгили болған нейтраль тоқлар оларға қатнасатуғын лептонлар менен кварклардың ароматларын сақлайды хәм олардың барлығы да диагоналық болып табылады.

Пертурбативлик емес — ұйытқыұлар теориясының шеклерінде қайтадан тикленбейтуғын. Квантлық хромодинамикада пертурбативлик емес эффектлер $\exp[-const g_s^2]$ көбейтiушисине тuуры пропорционал.

ОИЯИ — Ядролық изертлеулердің бирлескен институты. Дубна қаласында жайласқан.

Оккама пәкиси — мәніси "маңызды зәрүрлиги болмаса көбейтiуге болмайды" дегеннен ибарат принципі (латын тилинде "Entia non sunt multiplicanda praeter necessitatem"; англизше аудармасы "Beings ought not be multiplied except out of necessity"). Бул принцип англиз философы Уильям Оккам (Ockham, Occam, 1285— 1349) тәрепинен ұсынылды.

K -мезонлардың осцилляциялары (латын тилиндегі *oscillare* — тербеледи) — вакуумдегі нейтраллық K -мезонлардың дәстелеріндегі K^0 -мезонлар менен \bar{K}^0 -антимезонлардың бир бирине айланыуы. Бул әззи өз-ара айланыулар K -мезонлар туратуғын кварклардың арасындағы әззи тәсирлесіудің салдарынан орын алады:

$$K^0 = \bar{s}d \leftrightarrow s\bar{d} \rightarrow \bar{K}^0.$$

Усындай айланыстардың салдарынан K^0 -мезон менен \bar{K}^0 -антимезон белгили массаға хәм белгили жасау ұақытына ийе болмайды. Белгили массаға хәм белгили жасау ұақытына ийе болатуғын халлар K_S^0 - хәм K_L^0 -халлары болып табылады. Олардың бириншиси қысқа жасайды (инглиз тилиндегі short сөзинен), оның жасау ұақыты

$$\tau_S \approx 0,9 \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

Екиншиси ұзақ жасайтуғын бөлекше (L индекси инглиз тилиндегі long сөзинен)

$$\tau_L \approx 5,2 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

K_L^0 -мезон K_S^0 -мезонға салыстырғанда аұыр.

$$m_L - m_S \approx 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ эВ} \approx 0,53 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}.$$

$K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ - осцилляциясының дәуірі

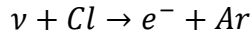
$$\tau = 2\pi/(m_L - m_S) \approx 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

K -мезонлардың осцилляциялары биринши рет 50-жыллардың ақырында өткерилген тәжірийбелерде бақланды хәм хәзирги ұақытлары жүдә жақсы уйренілген қубылыс болып табылады.

Нейтринолардың осцилляциялары — вакуумдағы нейтрино менен антинейтриноның хәр қыйлы типлерінің бир бирине айланыуы ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$). Нейтринолық осцилляциялардың мүмкин екенлиги әдебиятта 50-жыллардың ортасынан баслап талланып киятыр. Бирақ эксперименталлық изертлеулердің предметіне тек соңғы жыллары ғана айланды. Тезлеткишлердегі, реакторлардағы хәм космослық нұрлардағы нейтринолардың осцилляцияларын излеулер хәзирше усандай осцилляциялардың бар екенлигін дәлиллеген жоқ. Нейтринолық осцилляциялардың бар екенлигине жанапай аргумент ретінде Қуяш нейтриноларының бақланатуғын ағысының күтилген ағыстан шама менен үш есе кем екенлигі алынбақта. Бундай жағдайда Қуяштан Жерге шекем жетип келемен дегенше ν_e электронлық нейтриноның бирдей мұғдардағы ν_e, ν_μ, ν_τ нейтринолардың араласпасына айланады деп болжайды. Төменгі энергияларда соңғы екі нейтрино "стерилизацияланған"⁵¹ дай болып көринеди, атап айтқанда олар Қуяш

⁵¹ Аударыушыдан: Рус тилиндегі "стерильный" сөзі қарақалпақ тилинде

нейтринолары детекторланатуғын



реакциясын болдыра алмайды.

Нейтринолық осцилляциялардың бар болыуы үшін олардың массасы нолге тең болмауы керек (бірақ бұл шәрт жеткиликке емес).

Б.М.Понтекорвоның ең дәслепки (пионерлик) жұмысынан дерлик 30 жылдан кейін нейтринолық осцилляцияларға бағышланған әхмийетли жұмысты С.П.Михеев пенен А.Ю.Смирновлар баспадан шығарды. Олар тығызлығы әстелик пенен өзгеретуғын затта (атап айтқанда, Қуяшта) принципінде ис жүзінде электронлық нейтринолардың мюонлық хәм тау-нейтриноларға толық өтиуінің мүмкин екенлигин көрсетти. Бұл эффект ν_e ниң электрондағы шашырауының кесе-кесиминиң ν_μ , ν_τ лердің шашырауының кесе-кесиминен өзгеше екенлиги менен байланысly. Усының нәтийжесінде заттың базы бир тығызлығында ν_e менен ν_μ диң (ямаса ν_e менен ν_τ дың) қәддилериниң кесилисiуiнiң орын алыуы хәм усының нәтийжесінде электронлық нейтриноның мюонлық нейтриноға (ямаса тау-нейтриноға) интенсивли түрде өтиуi мүмкин. Бундай өтиудiң резонанслық характерге ийе болыуы керек, өтиу тек нейтриноның энергиясының базы бир интервалында ғана жүзеге келеди.

Нейтронлардың осцилляциялары — вакуумдағы нейтронлар менен антинейтронлардың гипотезалық бир бирине айланыуы. $n \leftrightarrow \bar{n}$ бир бирине айланыуы В барионлық квант санын екиге өзгертетуғын тәсирдің болыуының керек екенлигин талап етеди. Себеби $B(n) = 1$, ал $B(\bar{n}) = -1$. Усындай қасийетке ийе болған өз-ара тәсирлесiу ұллы бирлесiудiң базы бир моделлерінде бар. Протонның $p \rightarrow e^- \nu^0$ схемасы бойынша ыдырауының $n \leftrightarrow \bar{n}$ -өтиулерине алып келе алмайтуғынлығы әхмийетли. Себеби бұл тәсирлесiу барионлық хәм лептонлық квант санларының айырмасы $B - L$ диң сақланыуын тәмийинлейди, ал $n \leftrightarrow \bar{n}$ -өтиулерине болса бұл айырма еки бирликке өзгереди. Солай етип, нейтрон-антинейтрон осцилляцияларын излеу бойынша өткерилип атырған хәм жобаластырылып атырылған экспериментлер өз алдына өткерилетуғын экспериментлер емес, ал протонлардың стабиллигин тексерип көретуғын экспериментлерде өткерилетуғын қосымша бақлаулар ғана болады. Вакуумдағы $n \leftrightarrow \bar{n}$ -осцилляциялар $\Delta B = 2$ теңлиги орынланатуғын өз-ара тәсирлесiулерге қарата жүдә сезгир. Себеби нейтрон менен антинейтронның массалары бирдей хәм аса әззи тәсирлесiу азғынған қәддилердің араласыуын болдырыу үшін жеткиликке. Егер τ_{osc} осцилляция дәуири шама менен 10^{10} сек шамасы тең ямаса оннан киши болса, онда ядролық реакторлар ямаса күшли дәл ислеiтуғын тезлеткишлер беретуғын нейтронлардың интенсивли дәстелерин пайдаланғанда (10^{17} нейтрон·сек⁻¹) $n \leftrightarrow \bar{n}$ -өтиулерин табыуға болады. Дәстедеги антинейтронлардың санлық үлеси ўақыт t ның өтиуi менен квадратлық өседи. Бундай t ўақытты дәсте деректен детекторға шекем жетиу үшін жумсайды: $N_{\bar{n}}/N_n \sim t^2/\tau_{osc}^2$.

Ядролардағы $n \leftrightarrow \bar{n}$ -өтиулері еки нуклонның мезонның ядросына айланыуындай болып көринiуi керек. Бірақ бундай өтиулер ядродағы антинейтронның қәдди нейтронның қәддинен ұзақта жайласқан хәм жүдә үлкен аннигиляциялық кеңликке ийе болғанлықтан вакуумдағы өтиулерге салыстырғанда кескин түрде басылып қалған.

ПЕТРА (PETRA: Positron-Electron Tandem Ring Accelerator) — Гамбург қаласының қасындағы ДЕЗИ лабораториясындағы бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын электрон-позитронлық дәстелер. Тезлеткиш 1979-жылдан 1986-жылға шекем иследи. Сақыйнасының ұзынлығы 2,3 км. Максималлық энергия 1984-жылы алынды хәм оның шамасы 2·23 ГэВ ке тең, максималлық жарқынлығы $L \approx 2 \cdot 10^{31}$ см⁻²·сек⁻¹ ге тең.

Планк массасы m_p —

стириализацияланған, пиштирилген, туқымсызландырылған деген мәнисти аңғартады.

$$m_p = (\hbar c / G_N)^{1/2}$$

қатнасының жәрдемінде анықланатуғын масса, бұл теңлікте G_N - гравитациялық тұрақты.

$$m_p = 1,224(4) \cdot 10^{19} \text{ ГэВ} \cdot c^2 \approx 2,18 \cdot 10^{-5} \text{ г.}$$

Планк тұрақтысы \hbar - хәрекеттің кванты

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05445887(57) \cdot (10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек} = 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{сек}) = \\ = 6,582173(17) \cdot 10^{25} \text{ ГэВ} \cdot \text{сек.}$$

Позитроний — кулон тартысуы менен байланысқан электрон хәм позитроннан туратуғын атомға мегзес система. L орбиталық моменттің шамасына байланысly позитронийдің қәддилерин $L = 1, 2, 3, 4, \dots$ болған жағдайлар ушын сәйкес үлкен хәриплер менен S, P, D, F, G, \dots арқалы белгилейди. Электрон менен позитронның спинлеринің қосындысы S ке байланысly позитронийдің синглетлик ($S = 0$ болған жағдайда паропозитроний деп аталатуғын хәм триплетлик ($S = 1$, ортопозитроний) халларын айырып көрсетеди. Пара- хәм ортопозитронийдің тийкарғы халлары сәйкес 1S_0 хәм 3S_1 арқалы белгилейди. Бұл жерде жоқарғы индекс қәддинің спинлик мультиплетлиги $2S + 1$ ди, ал төменгиси J - қәддинің мүйешлик моментин аңғартады.

Қәддинің кеңисликлик жуплығы

$$P = (-1)^{L+1},$$

ал қәддинің зарядлық жуплығы

$$C = (-1)^{L+S}.$$

Мүйешлик моменттің хәм зарядлық жуплықтың сақланыу назымларына сәйкес паропозитронийдің тийкарғы халы еки фотонға, ал ортопозитронийдің тийкарғы халы үш фотонға ыдырайды. Позитронийдің қәддилерине ұқсас кварконийдің (бир ароматқа киретуғын кварк пенен антикварктан туратуғын система), мысалы чармонийдің қәддилери де классификацияланады.

Аударыушыдан:

Позитроний тез аннигиляцияға ушырайды хәм оның жасау ұақыты спининен ғарезли. Вакуумда тынышлықта тұрған позитроний орташа $t_0 = \frac{2\hbar}{m_e c^2 \alpha^5} = 0,1244 \text{ ns}$ ишинде аннигиляцияға ушырайды. Паропозитроний хәр қайсысының энергиясы 511 кэВ, импульслери қарама-қарсы еки гамма-квантты шығарыу менен аннигиляцияланады. Ортопозитроний үш тәртипке узақ жасайды:

$$t_1 = \frac{\frac{1}{2} 9\hbar}{2m_e c^2 \alpha^6 (\pi^2 - 9)} = 138,6 \text{ ns.}$$

Ортопозитронийдің тийкарғы халының массасы (3S_1 терми) паропозитронийдің тийкарғы халынан $8,4 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ қа үлкен (1S_0 терми). Бұл еки халлардың арасындағы өтиулердің болыуы мүмкин.

Померанчук теоремасы — бөлекшелер менен антибөлекшелердің (мысалы, протон менен антипротонның) бир нышана менен тәсирлесиуинің кесе-кесими энергияның өсиу менен бир шекке умтылатуғынлығы хәққындағы теорема (И. Я. Померанчук, 1913—1966).

Аралықлық бозонлар (басқа атамасы: аралықлық векторлық бозонлар, әззи векторлық бозонлар) — спини бирге тең, әззи тоқлар шығаратуғын хәм сонлықтан лептонлар менен кварклардың әззи тәсирлесиуин жүзеге келтиретуғын зарядланған W^+ , W^- - хәм нейтраль болған Z -бөлекшелер. Электр-әззи тәсирлесиудің стандарт теориясына сәйкес W -бозонлардың массасы шама менен 80 ГэВ ке, ал Z -бозонның массасы шама менен 90 ГэВ ке тең болыуы керек. Усының менен бирге олардың белгили болған бөлекшелерге ыдырауының кеңлиги шама менен 2 ГэВ ке тең.

Тап усындай болған массалар хәм кеңлик пенен аралықлық бозонлар ЦЕРН деги протон-антипротонлық коллайдердеги UA1 хәм UA2 дүзилеслерінде 1984-жылы ашылды.

Бұл илимий ашылыуы 1984-жылы Нобель сыйлығы менен атап өтилди. Бұл сыйлық UA1 коллаборациясының басшысы К. Руббиаға хәм ЦЕРН деги протон-антипротонлық коллайдерди құрғанда пайдаланылған антипротонларды стохастикалық салқынлатыу ысылын ислеп шыққан С. Ван дер Меерге берилди.

1986-жылдың басында бақланған W -ыдыраулардың толық саны шама менен 300 ге жетти (олардың онлағаны $W \rightarrow e\nu$, қалғанлары $W \rightarrow \mu\nu$), ал Z -ыдыраулардың саны шама менен 40 болды (олардың онлағаны $Z \rightarrow \mu\mu$, қалғанлары $Z \rightarrow ee$).

Гильберт кеңислиги — шексиз көп өлшемлерге хәм скаляр көбейтүүдің салдарынан туылған метрика бойынша толық болған евклид кеңислигиниң улымаластырылыуы болып табылады. Давид Гильберттиң құрметине аталған.

Сызықлы операторлар Гильберт кеңислигиндеги изертлеулердің ең әхмийетли объектлери болып табылады.

ПЭП (PEP: Proton — Electron — Positron (Storage Ring)) — СЛАК тағы (Стэнфорд сызықлы-тезлетиуши орайында) электронлық-позитронлық жыйнағыш сақыйна. Тоннелдің ұзынлығы 2,2 км. Дәстелердің хәр бириниң энергиясы 18 ГэВ. Жарқынлық $3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. машина 1980-жылы сентябрь айында ислей баслады. Машинаның атамасындағы протонлардың болыуы ең дәслеп оны ең дәслеп *ер*-соқлығысыуларды жүзеге келтириу үшін мүмкин болған пайдаланыудың вариантларының бирин сәулелендиреди. *per* американизми (*per*рег сөзинен — бұрыш) энергияны, құуатты, өмирди, руўхтың күшин аңғартады.

Жарқынлық — бирлик кесе-кесимдеги бир секундтағы соқлығысыулардың саны - бир бирине қарама-қарсы бағытта тарқалатуғын дәстелери бар коллайдерлер деп аталатуғын дүзилести тәрийиплейтуғын шама. Жарқынлық L арқалы белгиленеди хәм $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ өлшемине ийе. Процесстиң см^2 лардағы кесе-кесими σ ға көбейтилген жарқынлық хәр секундтағы сәйкес ўақыялардың санын береди.

Кесе-кесим — майданның өлшемине ийе хәм бир бири менен соқлығысатуғын бөлекшелердің тәсирлесиўиниң итималлығын тәрийиплейтуғын шама; әдетте σ арқалы белгиленеди. n_1 дана бөлекшеге ийе дәсте ұсы дәстеге нормаль бағыттағы майданы S болған хәм майданның бир бирлигине n_2/S бөлекше болған пластинка тәризли нышанаға келип түскендеги тәсирлесиўлердің саны N мына аңлатпаның жәрдемінде есапланады: $N = n_1 n_2 \sigma / S$. Әдетте кесе-кесим см^2 ларда ямаса барнларда ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$) өлшенеди.

Дәстениң энергиясы 10 - 100 ГэВ интервалында болған жағдайда нуклонлардың нуклонлар менен тәсирлесиўиниң кесе-кесими шама менен 40 мб ды құрайды. Бұл шама нуклонлардың өлшеминиң шама менен 10^{-13} см ге, яғный конфайнменттиң радиусына тең екенлигине сәйкес келеди. Энергияның тап сондай интервалындағы π -мезонлардың нуклонлар менен тәсирлесиўиниң кесими шама менен 25 мб ны құрайды. Бұл санлар соқлығысыулардың мүмкин болған барлық нәтийжелерин есапқа алатуғын толық кесимлер деп аталатуғын σ_{tot} кесимлерине тийисли:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel}.$$

Бұл теңликте σ_{el} арқалы серпимли шашыраўдың кесе-кесими, ал σ_{inel} арқалы барлық серпимли болмаған, солардың ишинде қосымша бөлекшелердің пайда болыуын өзиниң ишине алатуғын процесслердің кесе-кесими белгиленген (*el* — англиз тилинде, *elastic* — серпимли).

Егер серпимли шашыраўларда шашыраған бөлекшелердің импульси анықланатуғын болса, онда кесе-кесим дифференциаллық деп аталады. Серпимли шашыраўдың дифференциаллық кесимин хәр қыйлы түрде жазыуға болады. Мысалы, $d\sigma/d\Omega$ түрінде, бұл аңлатпада $d\Omega = d\varphi d \cos \theta$ - денелик мүйештиң элементи, ямаса φ бойынша интеграллап $d\sigma/d \cos \theta$ түрінде ямаса, ең ақырында, $d\sigma/dt$ түрінде (бұл жерде t арқалы 4-өлшемли берилген импульстиң квадраты белгиленген). 60-жыллардың басында Грибов

тәрепинен исленген болжауға сәйкес $d\sigma/dt$ үшін тән болған t ның мәнісі соқлығысыушы адронлардың энергиясының өсіуі менен логарифмлик ызыам бойынша пәсейеди. Әдетте, бұл қубылысты дифракциялық конустың логарифмлик тарайыуы деп атайды.

Егер серпимли емес тәсирлесіуде реакцияның белгили болған каналындағы барлық тууылған бөлекшелердің импульслери өлшенетуғын болса, кесе-кесимди эксклюзивлик деп атайды. Егер серпимли емес тәсирлесіуде екінши бөлекшелердің тек биреуінің импульси анықланатуғын болса, онда кесе-кесимди инклюзивлик, ал бир неше бөлекшелердің импульси анықланатуғын болса, онда ярым инклюзивлик деп атайды.

Адронлардың күшли тәсирлесіуінің толық кесимлери бир неше онлаған ГэВ энергиялардан баслап энергияның өсіуі менен әстелик пенен өседі. Теория асимптоталық жоқары энергиялардағы күшли тәсирлесіулердің толық кесимінің өсіуінің тезлиги үшін шекти анықлайды (Фруассар шегі деп аталады): кесим энергияның логарифмінің квадратынан тезирек өсе алмайды. Тәжірийбелердеги бақланатуғын кесимнің өсіуі өсіудің фруассарлық шегине жақын.

Әззи 4-фермионлық тәсирлесіулердің толық кесимлери (мысалы нейтриноның нуклонлар менен тәсирлесіуінің) E^2 түрінде өседі (соқлығысыушы бөлекшелердің массаларының орайы системасындағы). Бундай қасиетти Ферми константасы G_F тиң өлшемін дыққатқа алған халда өлшемлик көз-қараслар тийкарында түсиніуге болады. Хақыйқатында да, $\hbar, c = 1$ бирликлер системасында $\sigma \sim G_F^2 E^2$ (себеби $[G_F] = [m^{-2}]$). Аралықлық бозонлардың массалары менен салыстырарлықтай E энергияларда әззи кесимлердің өсіуінің тоқтауының керек екенлигин аңғарамыз.

Электромагнитлик

$$e^+e^- \rightarrow \text{адронлар}$$

аннигиляциясының кесими де өлшемлик көз-қараслардан аңсат бақаланады: $\sigma \sim \alpha^2 E^{-2}$, бұл жерде $\alpha = 1/137$. Аралықлық бозонлардың массаларынан көп үлкен болған энергияларда да қатты әззи процесслер тап сондай болып өтеді.

Симметрия (грек тилиндегі "симметрос" — биргеликте өлшенген) — қандай да бир түрлендириулердегі объекттиң ямаса объектлердің жыйнағының өзинің формасын ямаса өз-ара сәйкеслигин сақлауы. Симметрия түсиниги гөззаллық хаққындағы көз-қарас пенен тығыз байланысқан. Усының менен бирге хақыйқый, жоқарғы сулыулық сыйқырлы хәм өзине тартатуғын симметрияның үлкен болмаған бузылыуын талап етеді.

Фундаменталлық физикада симметрияларды әдетте геометриялық хәм ишки симметриялар деп бөледі. Геометриялық симметрияларға жууап беретуғын түрлендириулер өзинің ишине кеңисликлик хәм ўақытлық жылжыуларды, кеңисликтеги айланыуларды, кеңисликлик-ўақытлық айланыуларды, координата көшерлеринің айналық шағылысуын (үш кеңисликлик хәм бир ўақытлық) алады. Бұл түрлендириулердің хәр қайсысына қарата симметрияларға (соңғысын есапқа алмағанда) өзинің сақланатуғын шамасы сәйкес келеді: импульс, энергия, мүйешлик момент, Лоренц моменти, кеңисликлик жуплық. Ыақытлық көшердің шағылысуына қарата симметрия физикалық процесслердің қайтымлығына жууап береді.

Ишки симметрияларға жууап беретуғын түрлендириулер әдетте хәр қыйлы, бирақ бир бирине тууысқан болған бөлекшелерди бириктиреді. Мысалы, зарядлық түйинлеслик бөлекшелерди сәйкес антибөлекшелерге, изотоплық түрлендириулер бир бирине изотоплық мультиплетлердің хәр қыйлы құраушыларын, ал реңли түрлендириулер болса - реңли мультиплетлердің құраушыларын хәм т.б. өткереди. Бұл симметрияларға сәйкес зарядлық жуплықтың, изотоплық спиннің, реңнің хәм т.б. сақланыу ызыамлары жууап береді.

Геометриялық хәм ишки симметриялар бир биринен толық изоляцияланбаған. Мысалы, зарядлық түйинлеслик C , айналық шағылысу P хәм ўақыттың бағытының

өзгеріуі Т бир бири менен СРТ-теорема арқалы байланысқан. Сонлықтан СР-инвариантлықтың бузылуы ұақыт бойынша қайтымлықтың бузылуына алып келеди. Басқа мысал - бозонлар менен фермионларды бир бири менен байланыстыратуғын суперсимметрия. Суперсимметрияның биринен соң екіншиси болатуғын избе-изліктеги еки түрлендіруі кеңіслік-ұақытлық жылжыуға ийе.

Симметрияның түрлендірулері группаларды пайда етеди. Егер түрлендірулер бир бири менен коммутацияланатуғын болса, онда симметрияны абеллик деп, ал коммутацияланбайтуғын болса, онда абеллик емес деп атайды.

Синглет (инглиз тилиндегі single — жеке) — бир бөлекшеге ямаса бир халға ийе болған ең әпиұайы мультиплет. Ноллик емес спинге ийе болатуғын еки бөлекше спинлеринің қосындысы нолге тең болған жағдайда спини бойынша синглетлик халды пайда етеди.

Скейлинг (инглиз тилинде scale — шкала) — физикалық процесслердің автомоделлигине ұсаған масштаблық инвариантлық.

Бьёркен скейлинги (J. Bjorken) лептонлардың адронлар менен терең-серпимли емес соқлығысуын тәрийиплейди. Оның мәніси мынадан ибарат: бул процесслерди тәрийиплейтуғын базы бир бирлікке ийе емес функциялар болып табылатуғын терең-серпимли емес формфакторлар өлшем бирлигине ийе болмаған тек бир $x = q^2/2v$ өзгеріуісіннен ғәрезли болады. Бул жерде q^2 - лептоннан нуклонға берилген төрт өлшемлі q импульсинің квадраты, ал $v = qp$, p арқалы нуклонның 4-импульсит белгиленген

Нуклон тынышлықта туратуғын координаталардың лабораториялық системасында $p = m$ хәм $v/m = E - E'$. Бул аңлатпаларда m - нуклонның массасы, E - лептонның дәслепки, ал E' акырғы энергиясы. Демек, лабораториялық системада v/m лептон тәрептен нуклонға берилген энергия. Бьёркен скейлинги қубылысы да, тәжирийбелерде бақланатуғын оған сәйкес келмейтуғын жағдайлар да квантлық хромодинамика тәрепинен түсіндириледі.

КНО скейлинги (Коба, Нильсен, Олесен — Z. Koba, N. Nielsen, P. Olesen) көп санлы адронлардың тууылуы ұақыяларының көплиги бойынша тарқалыуды тәрийиплейди. Адронлардың орташа көплиги болған $\langle n \rangle$ шамасының соқлығысушы адронлардың энергияларының өсиуі менен үлкейетуғынлығы белгили. КНО скейлинги мәніси мынадан ибарат: n көплиги бойынша ұақыялардың тарқалыуы тек $n/\langle n \rangle$ шамасынан ғәрезли хәм соқлығысушы бөлекшелердің энергиясынан ғәрезли емес. Солай етип, көплик бойынша тарқалыудың кеңлиги орташа көплик $\langle n \rangle$ ге пропорционал, ал $\sqrt{\langle n \rangle}$ шамасына пропорционал емес өседі (мысалы Пуассон тарқалыуындағыдай). Тәжирийбеде КНО скейлинги жууық түрде жүзеге келеди ЦЕРН деги $p\bar{p}$ коллайдеринің энергиясындай энергияларда тексерилген.

Фейнман скейлинги (R. Feynman) жоқары энергияларға ийе болған адронлардың соқлығысуларында көп санлы тууылулар процессіндеги бөлекшелердің спектрлерин тәрийиплейди. Оның мәніси дәслепки бөлекшелер жоқары энергияларға ийе болғанда тууылған бөлекшелердің спектринің формасы сол дәслепки бөлекшелердің энергияларынан ғәрезли емес. Оның мәніси тууылған бөлекшелердің p_t бойлық импульсинің p_t көлденең импульсина қатнасы болған өлшем бирлиги жоқ x шамасынан ғәрезли. Бул нызамлық космослық нурларды изертлеудің барысында табылды. 60-жыллардың ақырында Серпухов тезлеткиши ислей баслағанда бул қубылыс тезлеткишлердің жәрдемінде дәлліктің жоқары қәдінде үйренілди. Тап сол ұақытлары оның партонлық моделдің тийкарындағы талланыуы Фейнман тәрепинен берилди хәм қубылыстың өзи "Фейнман скейлинги" атамасына ийе болды.

СЛК (SLC — SLAC Linear Collider) — СЛАҚ сызықлы коллайдери. Стэнфорд сызықлы-тезлеткиш орайында 1987-1988 жыллары иске түскен электрон-позитронлық коллайдер. Z-бозонлардың тууылуы менен ыдырауын бақлау ұшын СЛК арнаулы түрде қурылған.

Электронлық хәм позитронлық дәстениң екеуі де бир тезлеткиште 50 ГэВ энергияға шекем тезлетиледи. Коллайдердин формасы планда ручкасы сызықлы тезлеткиши болған теннис ракеткасын еске түсиреди. Оннан шығып, еки дәстениң жоқарғы еки доға бойынша бөлинийи хәм ракетка шеңбериниң жоқары доғасында соқлығысыуы керек.

Қуяш нейтриносы — Қуяштың ишиндеги ядролық реакциялардың нәтийжесинде пайда болатуғын нейтринолар. Қуяш нейтриносының тийкарғы дереги водород циклының ядролық реакциялары болып табылады. Усының нәтийжесинде төрт протон ${}^4\text{He}$ ядросына, еки позитронға хәм еки нейтриноға айланыуы керек. Водородлық цикл төмендегидей этаптардан турады:

1. p ның жаныуы:

$$99,75\%: p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e, E_{\max} = 0,42 \text{ МэВ.}$$

$$0,25\%: p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e, E_{\max} = 1,44 \text{ МэВ.}$$

2. d ның жаныуы:

$$d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma, Q = 5,5 \text{ МэВ.}$$

3. ${}^3\text{He}$ диң жаныуы:

$$86\%: {}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p, Q = 12,9 \text{ МэВ.}$$

$$14\%: {}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma, Q = 1,59 \text{ МэВ.}$$

4. ${}^7\text{Be}$ ниң жаныуы:

$$90\%: {}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e, E_\nu = 0,861 \text{ МэВ,}$$

$$10\%: {}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \nu_e, E_\nu = 0,383 \text{ МэВ,}$$

$$0,015\%: {}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma, Q = 0,133 \text{ МэВ.}$$

5. ${}^7\text{Li}$ ниң жаныуы:

$${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}, \quad Q = 17,3 \text{ МэВ.}$$

6. ${}^8\text{B}$ дың ыдырауы:

$${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e, \quad E_\nu^{\max} = 14,06 \text{ МэВ.}$$

7. ${}^8\text{Be}$ диң ыдырауы:

$${}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}, \quad Q = 0,92 \text{ МэВ.}$$

Бул дизимде E_ν арқалы ақырғы хал еки бөлекшелік болған реакциялардағы нейтриноның энергиясы; E_ν^{\max} арқалы үш бөлекшели ақырғы хал орын алғандағы нейтриноның максималлық энергиясы; Q арқалы реакциядағы ямаса ыдыраудағы толық энергияның бөліп шығарылыуы белгиленген. Процентлер берілген типтеги реакцияның шығыуын аңғартады.

Көринип тұрғанындай, ${}^8\text{B}$ ыдырағанда пайда болатуғын нейтрино ең үлкен энергияға ийе болады. Буннан кейин, энергияның төменлеу тәртібинде

$$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e \text{ хәм } {}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \nu_e$$

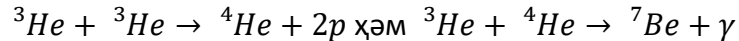
реакциялары турады. Барлық нейтринолардың тийкарғы үлеси $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ реакциясының салдарынан жүзеге келеди хәм ең киши болған максималлық энергияға (0,42 эВ) ийе.

Усы ўақытларға шекем Қуяш нейтриносын излеу тек бир дүзилісте (Р. Дэвис хәм хызметкерлери, АҚШ) алып барылды. Бул жұмыслардың барлығы тийкарынан ең үлкен энергияға ийе болған, "бор" нейтринолары деп аталатуғын нейтриноларды излеуге қаратылды. "Бериллий" нейтринолары менен $p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$ реакциясында туўылған нейтринолар әдейир төмен регистрацияланды. Олардың максималлық энергиясы Дэвистің детекторының босағасының қаддинен төменде жайласқан.

Дэвис эксперименти 1,5 км тереңлікте Хоумстейк Майн шахтасында өткерилди. Нейтриноның детекторы болып перхлорэтилен (C_2Cl_4) менен толтырылған бак хызмет етти. Б.Понтекерво тәрепинен ұсынылған

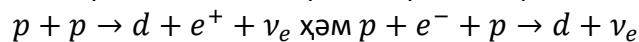
$$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-, \quad {}^{37}\text{Ar} \rightarrow {}^{37}\text{Cl} + e^+ + \nu_e$$

реакциясы пайдаланылды (^{37}Ar изотопының ярым ыдырау дәуірі $T_{1/2} = 35$ күн). Перхлорэтиленнің 600 тоннасында 1970-жылдан 1984-жылға шекем хәр екі суткада шама менен бир нейтрино регистрацияланды. Бул мәніс $2,0 \pm 0,3$ SNU (1 SNU шамасы нышананың бир атомының бир секундтағы 10^{-36} в-тутуы реакциясына сәйкес келеді). Бул санды теориялық болжаулар менен салыстырыу керек: 7 SNU. Теория менен тәжірийбениң арасындағы бундай айырманың мынадай факторлар менен байланысly болыуы мүмкін: Қуяштың химиялық курамының деталлары, "бор" нейтринолары пайда болатуғын Қуяштың орайлық бөлімдегі түрбулент ағыслар,



реакцияларының процентлик үлесинің исенимлі емес баҳаланыуы. Соның менен бирге және бир гипотеза бар: нейтринолық осциялляциялардың салдарынан Қуяштан Жерге шекемгі жолда электронлық нейтриноның $2/3$ бөлігі тап сондай киші энергияларда ис жүзінде бақланбайтуғын мюонлық хәм тау-нетриноға айланады.

"Бор" нейтриносынан "протонлық" нейтринолардың парқы



реакцияларында пайда болған нейтринолар исенимлі түрде болжанады. Себеби бул реакциялардың кесімлері төменгі кулонлық барьердің салдарынан температурадан әзірек ғәрезлі. Энергиясы киші болған протонлық нейтриноны эффективлі түрде бақлау ушын төменгі босағаға ийе детектор керек. Усындай детектор сыпатында нейтриноны регистрациялау босағасы 0,231 МэВ болған ^{71}Ga детекторы хызмет ете алады. Бир суткада бир "протонлық" нейтриноны регистрациялай алатуғын 60 тонна галлий қуыылған детекторды соғыу жобаластырылмақта.

Арнаұлы салыстырмалық теориясы (АСТ) — барлық физикалық процесслердің кеңіслик-ұақытлық қәсіетлерінің фундаменталлық физикалық теориясы.

Арнаұлы салыстырмалық теориясының тийкарында екі принцип жатады. Биринші принципке сәйкес жабық физикалық системаның ишінде өткерілген хеш бир физикалық тәжірийбе бул системаның тынышлықта тұрғанлығын ямаса туұры сызықты тең өлшеулі қозғалып баратырғанлығын (шексіз қашықтықтағы жұлдызлар системасына салыстырғанда). Бул принципті Галилей-Эйнштейн принципі, ал сәйкес есаплау системаларын инерциялық деп атайды.

Екінші принципке сәйкес физикалық объектлер менен тәсірлесіулердің тарқалыуының шеклі тезлігі бар (дүньялық c константасы, c тезлігі менен фотонлар ("жақтылық") хәм басқа да массаға ийе емес бөлекшелер вакуумда қозғалады). Солай етип, хәр қыйлы инерциаллық есаплау системаларындағы барлық физикалық қубылыслар, солардың ишіндегі жақтылықтың тарқалыуы (усыған сәйкес тәбияттың барлық ызамлары) пүткіллей бирдей болып көрінеді. Тәбияттың ызамларының усындай инвариантлығын Лоренцлик инвариантлығы деп аталады.

Тәбияттың ызамларының Лоренцлик инвариантлығының екі ұақыяның (дүньялық ноқаттың) арасындағы кеңіслик қашықтықлар менен ұақытлық аралықлардың бир есаплау системасынан екінші есаплау системасына өткенде ғана орынланатуғынлығын тексеріп көріу қыйын емес. Атап айтқанда, бир координаталар системасындағы бир ұақытта жүзеге келетуғын хәм кеңісликте бир биринен қашықлатылған екі ұақыя басқа есаплау системасында бир ұақытта жүзеге келмейді. Солай етип, Ньютон механикасында орын алатуғын бир ұақытлық түсинігі өзінің мәнісін жоғалтады.

Бұрынғы инерциаллық системаға салыстырғанда ν тезлігі менен қозғалатуғын жаңа инерциаллық a хәм b екі ұақыясының кеңіслик хәм ұақытлық координаталарының (x, y, z, t) арасындағы айырманың $(x = x_a - x_b, y = y_a - y_b, z = z_a - z_b, t = t_a - t_b)$ түрлендіріулері Лоренц түрлендіріулері деп аталады хәм мынадай түрге ийе болады (ν тезлігі x көшерінің бағытында болған жағдай ушын)

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Бұл түрлендіріулердің $c^2 t'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2$ интервалын өзгеріссіз (инвариант) қалдыратуғынлығын аңсат тексеріп көріуге болады.

x^0, x^1, x^2, x^3 (ct, x, y, z) координаталарын Минковский кеңісliğіндегі төрт өлшемлі вектордың координаталары деп қарауға болады. Лоренц түрлендіріулері бұл кеңісліктегі псевдоайланыуларға жуып береді. Бөлекшелердің (ямаса бөлекшелер системасының) энергиясы E менен импульси $\mathbf{p}c$ да төрт өлшемлі векторды пайда етеді. Усының менен бірге бөлекшелердің массасы m инвариант болып табылады: $m^2 c^4 = E^2 - \mathbf{p}^2 c^2$.

Кеңісліклік айландырыулардың генераторлары менен бир қатарда кеңісліклік координаталық көшерлер бойындағы үш лоренцлік түрлендіріулердің генераторлары алгебраны хәм оның менен байланысly болған Лоренц группасын пайда етеді. Лоренц группасының $SL(2, C)$ группасының бир мәнісли көринісі (бирақ өз-ара бир мәнісли емес) екенлігін көрсетіуге болады. Егер Лоренц Группасының генераторларына төрт кеңісліклік-ұақытлық жылжыулардың генераторларын қосатуғын болсақ, онда Пуанкаренің алгебрасы менен группасын аламыз.

Лоренц векторларының еки типі бар: контравариантлық $x^\mu = x^0, x^1, x^2, x^3$ хәм ковариантлық $x_\mu = x_0, x_1, x_2, x_3$. Олар $x_\mu = \eta_{\mu\nu} x^\nu$. Бұл теңлікте $\eta_{\mu\nu}$ арқалы метрлік тензор белгіленген, ал қайталанатуғын индекслер (олар үнсиз индекслер деп аталады) бойынша суммалау нәзерде тұтылады. Метрлік тензорда тек диагоналық құраушылар нолге тең емес $\eta_{00} = -\eta_{11} - \eta_{22} - \eta_{33} = 1$. Гейде бұны $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ түрінде белгілейді. Еки u_μ хәм v_μ векторының скаляр көбеймеси метрлік тензордың жәрдемінде пайда етиледі:

$$uv = u_\mu v^\mu = u_\mu v^\nu \eta^{\mu\nu} = u^\mu v^\nu \eta_{\mu\nu} = u^0 v^0 - u^1 v^1 - u^2 v^2 - u^3 v^3 = u^0 v^0 - \mathbf{uv}.$$

Бұл кітапта бизлер Фейнман қабыл еткен тәртіп бойынша жүріп, ковариантлық хәм контравариантлық индекслердің арасындағы айырмаға итибар бермейміз хәм, сонлықтан, төрт өлшемлі векторлардың скаляр көбеймесін былайынша жазамыз:

$$u_\mu v^\mu = u_0 v^0 - u_1 v^1 - u_2 v^2 - u_3 v^3.$$

(салыстырмалық теориясы хәкқындағы параграфқа қараңыз, бұл параграфта мынадай ескерту ісленген:

Бұл жерде де, кейін де, бирдей болған индекслердің жұбы ("үнсиз" индекс деп аталатуғын) суммалауды аңғартады. Төрт өлшемлі индекслер болған жағдайда кеңісліклік құраушылардың көбейтіушілерінің алдына қосымша минус белгісін қойыу менен жүзеге келтириледі. Сонлықтан төрт өлшемлі a_μ хәм b_μ векторларының көбеймеси мынаған тең:

$$ab = a_\mu b^\mu = a_0 b^0 - a_1 b^1 - a_2 b^2 - a_3 b^3.$$

Ұақытлық хәм кеңісліклік қосылыушылардың белгілерінің хәр қыйлы болыуы Минковский кеңісliğінің псевдоевклидлігі менен байланысly.

Симметрияның спонтан бұзылыуы — симметрияның бұндай бұзылыуында лагранжиан базы бир симметрияға ийе болады, бирақ ұсы лагранжиан тәрийиплейтуғын орнықты физикалық хал, соның ишінде вакуум бұндай симметрияға ийе болмайды. Бұндай жағдайда симметриялы хал орнықты емес хәм оғада киші болған сыртқы тәсірлерде симметриялы болмаған орнықты халларға өтеді. Мысаллар: ушының үстінде вертикал бағытта тұрған ийне құлайды, ал пиво құйылатуғын шийшенің түбінің орайына мұқыятлы түрде жайластырылған дән домалайды хәм ұсыған сәйкес цилиндрлік симметрияны бұзады.

Майданның квантлық теориясында өзіне өзі тәсір етиў энергиясы (яғный өзі менен өзінің арасындағы сызықлы болмаған тәсір етисіў) $\lambda^2(\varphi^2 - \eta^2)$ түрине ийе болған φ скаляр майданының тәсірінде жүзеге келтириўге болады. Бул аңлатпада λ — өлшем бирлигине ийе болмаған параметр, ал η параметриниң бирлиги массаның бирлигиндей. Бундай жағдайда φ майданы барлық кеңісликте нолге емес ал η шамасына тең болғанда өзіне өзі тәсір етиў энергиясы максималлық (бул орнықты вакуумға сәйкес келеди). Бул, мысалы, $\lambda^2(\varphi^2 - \eta^2)$ типіндеги өзі өзіне тәсір етиў болған жағдайда көринип еди.

Бирден-бир электр-эззи тәсірлесіўдиң теориясында төрт массаға ийе болмаған векторлық майданлар менен калибровкалық түрде тәсір етисетуғын φ скаляр майданларының изотоплық дублети бар. Симметрияның $SU(2) \times U(1)$ ден $U(1)_{em}$ ге шекем спонтан бұзылыўының нәтижесинде φ майданы ноллик болмаған вакуумлық η мәнисине ийе болады, W^+ —, W^- — хәм Z -бозонлар $e\eta$ шамасындағы массаға ийе болады (e арқалы электр заряды белгиленген) хәм тек фотон ғана массаға ийе болмай қалады. Бул қубылыс "Хиггс механизми" деп аталады. Скаляр майданның басланғыш изотоплық дублетинен тек бир нейтраль майдан — Хиггс бозоны майданы деп аталатуғын майдан қалады. Атап айтқанда, Хиггс бозонлары тәжірибелерде еле табылған жоқ болғанлықтан, тәбиятта тап ұсындай картинаның жүзеге келетуғынлығы хәзірше дәлилленген жоқ. Оларды излеў жоқары энергиялар физикасының әхмийетли мәселелериниң бири болып табылады.

Супермультиплет — фермионлар менен бозонларды бириктиретуғын суперсимметриялы мультиплет. Ең әпиўайы супермультиплет бир векторлық хәм бир спинорлық бөлекшеге ийе болады (мысалы фотон хәм массаға ийе болмаған нейтраль фотино). Бундай супермультиплетти $N = 1$ - суперсимметрияның калибровкалық мультиплети деп атайды. $N = 1$ - суперсимметрияда супермультиплеттиң және бир түри бар - ол майоран нейтриносы менен еки спинге ийе болмаған еки массасыз бозонға ийе кираллық супермультиплет: скалярлық хәм псевдоскалярлық. Кеңейтилген суперсимметрияның вариантларында ($2 \leq N \leq 8$) супермультиплетлер көп санлы бөлекшелерге ийе.

Суперструналар — сызықлы өлшемлери Планк ұзынлығы $l \approx l_p = 1/m_p \approx 10^{-33}$ см, ал өзіне тән болған керимниң мәниси m_p^2 шамасындағы (m_p арқалы Планк массасы белгиленген) гипотезалық объектлер. Суперструнаның тийкарғы халына массаға ийе болмаған (ямаса m_p ның масштабындағы дерлик массаға ийе болмаған) бөлекшелер жуўап береді. Бундай бөлекшелердиң саны струнаның түри хәм ишки симметриясының группасы бойынша анықланады. Суперструнаны қоздырыў өзіне тән масштабы, "адымы" m_p болған қәддилердиң шексиз спектрин пайда етеди. Солай етип, квантлық-майданлық көз-қараслар бойынша бир суперструнаның квантлық теориясы шексиз көп санлы квантлық майданлардың теориясы болып табылады екен.

"Супер" префикси (түбир алды қосымтасы) суперструна тәрепинен тәрийпленетуғын бөлекшелердиң спектриниң суперсимметрияға, яғный бозон-фермионлық симметрияға ийе болатуғынлығын көрсетеди. Атап айтқанда, бозонлық хәм фермионлық қозыўлардың санлары бирдей, ал олардың массалары азғынған.

Туйық емес, ашық струналарға ("таяқшаларға") спинлери 1 ге хәм $\frac{1}{2}$ ге тең бөлекшелер, ал туйық суперструналарға ("сақыйналарға") спинлери 2, $3/2$, 1, $\frac{1}{2}$ хәм 0 болған бөлекшелер жуўап береді. Қарама-қарсылықсыз суперструналар теориясын қурыў мүмкин болған кеңіслик-ұақыттың минималлық өлшеми 10 ға тең: олардың бири ұақытлық, ал қалған тоғызы кеңіслик-координата. "Сақыйналар" теориясының иштен өзі-өзі менен үйлескен болыўы ушын (аномалияларға ийе болмаўы ушын) суперструнаның калибровкалық симметриясының группасы $E_8 \times E_8'$ болыўы керек. 10-өлшемли кеңісликти компактификация қылғанда алты өлшем өзіне тән өлшеми $1/m_p$ шамасына тең болған

компактлы көп түрлілікті, ал қалған төрт өлшем "бизиң" әдеттегі Минковский кеңіслігін пайда етеді. Компактификацияда E_8 группасы бұзылады ($E_8 \rightarrow E_6 \rightarrow SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3)_c \times U(1)$ схемасы ямаса қандай да бір басқа изобиликте). E'_8 группаға келсек, онда ол "бизиң" бөлекшелер менен тек гравитациялық тәсірлесетүгін гипотезалық бөлекшелерді тәрийиплейді.

Суперструналар теориясы менен ол "барлығының теориясы" - барлық бөлекшелер менен гравитацияны да өзінің ишине алатуғын тәсірлесіулердің теориясы болып есапланады деген үміт байланысly. Бирақ, ұсы ұллы мақсетке жеңіл болған хәм түүры жол хәзірше көринип тұрған жоқ.

Сбөлекшелер (инглиз тилиндегі sparticles) — гипотезалық бөлекшелер — әдеттегі бөлекшелердің супер сериклери. Сбөлекшелердің (супербөлекшелердің) бар екенлігі суперсимметрияға тийкарланған теориялық моделлер тәрепинен болжанады. Супербөлекше әдетте сәйкес бөлекшениң символы, бирақ үстине тильда қойыу менен белгиленеди. Мысалы, $\tilde{\gamma}, \tilde{e}, \tilde{q}$ (штрихлар γ', e', q' ямаса қалпақлар $\hat{\gamma}, \hat{e}, \hat{q}$ жүдә сийрек қолланылады). Усыған байланысly антибөлекшелерді белгилеу үшін тильда белгиси сийреклеу пайдаланыла баслады хәм оның орнына сызықша белгиси пайдаланылып атыр. Хәр қыйлы сбөлекшелердің атамасын сайлап алыуда елеге шекем пикирлердің бирлігі қәлиплескен жоқ. Фотино менен глюино терминлери илимге нық түрде кирди. Кварклар менен электронлардың суперсериклерин әдетте скварклар хәм сэлектронлар деп атайды. W- хәм Z-бозонлардың суперсериклери вино хәм зино, ал хиггс бозоны —схиггс ямаса хиггсино атамасына ийе болды.

Элементар бөлекшелердің бирдейлігі (тождественность элементарных частиц) — элементар бөлекшелердің ең фундаменталлық қәсийетлеринің бири, оның мәніси берілген сорттағы бөлекшелердің барлығы да бирдей. Әлемнің бақланатуғын бөлімінде шама менен 10^{80} электрон бар. Олардың барлығы да бирдей хәм олардың бир биринен парқы жоқ. Бул гәплер протонларға да, нейтронларға да, усындай бөлекшелерден тұратуғын атомларға да тийисли. Жоқары энергиядағы соқлығысыуларда түүылатуғын хәр бир берілген типтегі орнықты емес бөлекшелердың де бир биринен парқы жоқ. Усының менен бирге берілген типтегі барлық бозонлар Әлемде олардың орынларын алмастырып қойыуға қарата симметриялы халда, ал барлық фермионлар - антисимметриялық халда тұрады. Бозонлар менен фермионлардың барлық қәсийетлери бозонлар үшін Бозе-Эйнштейн статистикада хәм фермионлар үшін Ферми-Дирак статистикасында өзлеринің көриниуін табады. Хәзір ғана шығарылған фотон дүньядағы барлық фотонлар менен симметрияланған, ал хәзір ғана түүылған электрон қалған электронлар менен антисимметрияланған. Майданның квантлық теориясында бозонлар менен фермионлардың бул қәсийетлери бозонлардың түүылыу операторларының бир бири менен коммутацияланатуғынлығы, ал фермионлардың түүылыу операторларының бир бири менен анти коммутацияланатуғынлығы менен тәмийинленеди.

Жоқарыда айтылған жағдайдың дұрыс ямаса дұрыс емес екенлігіне қарсылық көрсетиуге болады. Себеби бөлекшелердің бирдейлігі экспериментлерде шекли дәллікте ғана тексериледи. Ал жоқарыда келтирилген бөлекшелердің бирдейлігі хәққындағы тастыйықлау абсолют характерге ийе. Хәр қыйлы электронлардың бир биринен "азмаз" болса да айырмасының болыуы мүмкин бе? Бул сорауға берилетуғын жууап мынадан ибарат: хәзіргі заман теориясының математикалық аппараты "азмазға" жол қоймайды — жүдә киши болған айырма еркинлік дәрежелеринің (сортлардың санын) санын дискрет түрде өзгериске ушыратады хәм олардың статистикасын өзгертеді. Сонлықтан, биз бүгін бирдейлік тексерилип көрилген дәллікті феноменологиялық параметрлестиріуді қалайынша әмелге асырыуды билмеймиз. Бұндай параметризация майданның квантлық теориясын революциялық қайта құруды талап еткен болар еди. Бул

мәселедегі исенимлі ұсынысты мен ұсы ұақытқа шекем ұшыратпадым.

Тоқ — бөлекшелердің берілген векторлық майдан менен тәсирлесіуін анықлайтуғын физикалық шама. Мысалы, электромагнит тоқ бөлекшелердің электромагнит майданы менен тәсирлесіуін анықлайды. Лагранжиандағы бұл тәсирлесіуіге сәйкес келетуғын ағза $eA_\alpha j_\alpha$ түрине ийе. Бұл жерде e - өлшем бирлигине ийе болмаған константа ($\hbar, c = 1$ системасында $e^2/4\pi = \alpha \approx 1/137$); A_α - электромагнит майданды тәрийиплейтуғын төрт өлшемлі вектор ($\alpha = 0, 1, 2, 3$); j_α - ол да төрт өлшемлі вектор болып табылатуғын электромагнит тоқ. A_α шамасының өлшеми массаның өлшеминдей: $[A_\alpha] = [m]$, j_α шамасының өлшеми $[m^3]$ тиң өлшеминдей. $A_\alpha j_\alpha$ аңлатпасы

$$A_\alpha j_\alpha = A_0 j_0 - A_1 j_1 - A_2 j_2 - A_3 j_3$$

скаляр көбеймесін аңлатады.

Майданның квантлық теориясында электронның электромагнитлік тоғының операторы ψ электронды жоқ қылыұ хәм позитронды туұдырыұ операторы $\bar{\psi}$ менен былайынша аңлатылады:

$$j_\alpha = \bar{\psi} \gamma_\alpha \psi.$$

Бұл теңлікте γ_α арқалы Дирактың төрт матрицасы белгиленген. Кварклардың электромагнит тоқлары $2/3$ ке және $-1/3$ ке тең болған бөлшек электр зарядларын есапқа алатуғын қосымша көбейтиұшилерге ийе болады.

Лептонлар менен кварклардың электромагнит тоқларының электромагнит майданының квантлары болған фотонлардың дереги болып табылатуғынындай, лептонлар менен кварклардың әззи тоқлары әззи тәсирлесіулердің алып жүриұшилери болған аралықлық векторлық W^+ -, W^- хәм Z -бозонлардың дереклери болып табылады. W^\pm зарядланған бозонларын шығаратуғын әззи тоқларды зарядланған тоқлар деп атайды. Ал нейтраль болған Z бозонларын шығаратуғын тоқларды нейтраль тоқларды деп атайды. Таза векторлық электромагнитлік тоқтан айырмасы, әззи тоқлар вектор менен аксиаллық вектордың қосындысы болып табылады. Әззи тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу барлық әззи процесслер ушын жүәпкер.

Барлық күшли тәсирлесіулер сегиз глюоны бар сегиз реңли тоқлардың өз-ара тәсирлесіулері менен тәрийипленеди.

Уллы бирлесіу моделлерінде аса аұыр болған X - хәм Y -бозонларының шығарылыұы менен жутылыұына жүәпкер болған тоқлар бар; бұл тоқлар кваркларды антикваркларға ямаса антилептонларға айландырады. Бұл тоқлардың өз-ара тәсирлесіулері протонның ыдыраұына алып келеди.

Феноменология — хәзирги теориялық физикада қубылысларды (эмпирикалық мағлыұматларды) олардың терең тәбиятын, ишки механизмін (грекше "феномен"- болып табылады деген мәнисти береді) анықламай, қубылыслардың сыртқы белгилеріне белгили болған нызамларды қолланыұдың тийкарында классификациялаұ.

Фермионлар — ярым пүтин спинге ийе болған элементар ямаса қурамлық бөлекшелер. Фермионлар Ферми-Дирак статистикасына бағынады. Берілген квантлық халда берілген типтегі тек бир фермион ғана жайласады. Бұл принципті Паули принципі деп атайды (W. Pauli, 1900— 1958; Паулидің өзи бұл принципті қадаған етиұ принципі деп атады). Электрон хәм басқа лептонлар, кварклар, протон хәм басқа барионлар, ярым пүтин спинге ийе атом ядролары менен атомлар фермионлар болып табылады. "Фермион" сөзи Италиялы физик Фермидің (E. Fermi, 1901—1954) фамилиясынан келип шыққан.

ФИАН — СССР Илимлер Академиясының П. Н. Лебедев атындағы физикалық институты (Москва).

ФНАЛ (FNAL — Fermi National Accelerator Laboratory) — Ферми миллий тезлеткишлер лабораториясы (Чикагоның қасындағы Батавия, АҚШ).

Фотон — массасы нолге тең хәм спини бирге тең элементар бөлекше. Фотон хеш

қандай зарядқа ийе емес хәм хақыйқый нейтраль бөлекше болып табылады. Өзиниң энергиясынан ғарезли фотон радиотолқынлар, әдеттеги жақтылық, рентген нурлары, қатты ү-квантлар түрінде хәрекет етеди. Зарядланған бөлекшелер тәрәпинен фотонлардың жұтылыуы менен шығарылыуы барлық электромагнитлик процесслердиң тийкарында жатады.

Функционал — базы бир сызықлы кеңисликтеги (функциялар кеңислигиндеги) санлы функция. Мысалы, берилген ұзынлыққа ийе туйық иймеклик пенен шекленген майдан функционал болып табылады.

Функционаллық интеграл — континуаллық интеграл, жоллар бойынша интеграл - интеграллаудың саны шексизликке умтылғандағы көп рет интеграллаудың шегі. !

Хиггс бозонлары — симметрияның спонтан бузылыуы орын алатуғын электр-әззи тәсирлесіудеги хәм басқа да теориялардағы әхмийетли орынды ийелейтуғын спинге ийе емес бөлекшелер.

Аударыушыдан - Хиггс бозоны, хиггсон (инглиз тилинде *Higgs boson*) — электр-әззи симметрияның спонтан бузылыуының хиггс механизмнен зәрүрли түрде келип шығатуғын элементар бөлекшелер физикасының стандарт моделіндеги элементар бөлекше (бозон). Оның ашылыуы Стандарт моделди жуўмақлайды. Бул моделдиң шеклерінде бозонлар сыяқлы элементар бөлекшелердиң инерт массасына жуўап береді. Хиггс майданының жәрдемінде әззи тәсирлесіуди алып жүретуғын бөлекшелердиң (W- хәм Z-бозонлар) инерт массаға ийе болатуғынлығы хәм күшли тәсирлесіуди алып жүретуғын (глюонлардың) және электромагнит тәсирлесіуди алып жүретуғын (фотонлардың) массасының жоқ екенлиги түсиндириледі. Құрылысы бойынша Хиггс бозоны скаляр бөлекше болып табылады, яғный ноллик спинге ийе болады.

Массасы $125,26 \pm 0.21$ ГэВ/сек², жасаў ўақыты $1,56 \cdot 10^{-22}$ сек.

ЦЕРН (CERN — Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire) — Ядролық изертлеўлердиң Европалық шөлкеми, Женеваның қасында жайласқан. Хәзирги ўақытлары атамадағы Conseil сөзи Organisation сөзи менен алмастырылған, бирақ CERN атамасы сақланды.

СРТ-теорема ("цэ-пэ-тэ" деп оқылады) — майданның квантлық теориясының фундаменталлық теоремасы. Бул теорема бойынша теорияның теңлемелери үш түрлендириўдиң көбеймесине қарата инвариант: зарядлық түйинлеслик C ға, кеңисликлик инверсия P ға хәм ўақыттың өтиў бағытының кери қарай өзгериўи T ға. Егер тәбиятта базы бир процесс жүзеге келетуғын болса, онда тәбиятта СРТ-түйинлес болған процесстиң жүриўи де мүмкин. Бундай жағдайда барлық бөлекшелер антибөлекшелери менен алмастырылған, спинниң проекциялары белгисин өзгерткен, ал процесстиң басланғыш хәм ақырғы халлары орын алмастырған. СРТ-теоремадан бөлекшелер менен антибөлекшелердиң массалары менен жасаў ўақытларының бирдей, олардың магнит моментлериниң белгиси бойынша ажыралатуғынлығы хәм гравитациялық майдан менен тәсирлесіўиниң бирдей болатуғынлығы келип шығады. Тәжирийбелерде СРТ-инвариантлықтың бузылыуының бир де жағдайы анықланған жоқ. P- хәм C-инвариантлықтың бузылыуының ашылыуы (1956-жылы) менен CP-инвариантлықтың бузылыуының ашылыуы (1964-жылы) физиканың теориялық аппаратына дерлик тәсир еткен жоқ. Бул аппарат усы құбылысты өзине тәбийий түрде қосып алды. Ал, егер тәжирийбеде СРТ-инвариантлықтың бузылыуы табыла қойған жағдайда, себеплилик принципи (лагранжианның локаллығы) хәм спинниң статистика менен байланысы сыяқлы майданның квантлық теориясының тийкарларын түпкилики түрде өзгерткен болар еди.

СРТ-теорема Г.Людерс (1954-жылы) хәм В.Паули (1955-жылы) тәрәпинен ойлап табылды хәм дәлилленди.

Чармоний — сүйкимли (charm) кварктан хәм сүйкимли кварктан туратуғын

мезонлардың жыйнағы ($c\bar{c}$). Бұл мезонлардың барлығы (жасырын сүйкімлікке ийе болған мезонлар деп аталатынын) чармонийдің хәр қыйлы энергиялық қаддилери болып табылады. Чармонийдің қаддилерин позитронийдің қаддилери сыяқты мынадай квант санлары менен белгилейди: J, L, S, P, C, n_r . Бұл белгилерде J - толық мүйешлік момент, L — кварк пенен антикварктың орбиталық мүйешлік моменти, S — олардың қосынды спини, P — қаддиниң кеңисликлик жұплығы, C — оның зарядлық жұплығы, n_r — радиаллық квант саны.

Әдеттеги атомлар менен позитронийдағыдай, $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ болған жағдайларда $S-, P-, D-, F-, \dots$ қаддилер хаққында гәп етеди. $S = 1$ болған қаддилерди орточармонийдің, ал $S = 0$ болған қаддилерди парачармонийдің қаддилери деп атайды.

P — жұплық $P = (-1)^{L+1}$ аңлатпасының; C — жұплық — $C = (-1)^{L+S}$ аңлатпасының жәрдемінде есапланады. $L = 0 (^3S_1)$ арқалы белгиленетуғын орточармонийдің ең төменги халы J/ψ - мезон деп аталады. Бұл халдың радиаллық қозыұы $\psi', \psi'', \psi''', \dots$ арқалы белгиленеди. Бұл жерде штрихлардың саны радиаллық қозыұдың номерине тең. Парачармонийдің төменги халы [оны $L = 0 (^1S_1)$ арқалы белгилейди] η_c — мезон деп аталады. $L = 1$ хәм $J = 0, 1, 2$ ортохаллары сәйкес χ_0, χ_1, χ_2 арқалы белгиленеди.

Қара құрдым — гравитациялық майданы гравитациялық радиус r_g дан киши болған областта топланған масса m тәрәпинен пайда етилген космослық объект. m массасы ушын гравитациялық радиус r_g

$$r_g = 2G_N m / c^2$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бұл аңлатпада G_N - Ньютон турақлысы. $\hbar, c = 1$ системасында

$$r_g = 2G_N m = 2m \cdot m_p^{-2}$$

аңлатпасына ийе боламыз. m_p арқалы Планк массасы белгиленген. Массасы $2 \cdot 10^{33}$ г болған Қуяш ушын $r_g \sim 3$ км екенлигин аңсат тексерип көриўге болады. Жақтылық та, басқа бөлекшелер де радиусы r_g шамасына тең болған сфераның шеклеринен шығып кете алмайды. Бирақ, ұсындай жағдайдың орын алғанлығына қарамастан, қара құрдымлардың нурланыўы нолге тең емес. Хокинг квантлық эффектлердің орын алатуғынлығына байланыссы радиусы r_g шамасына тең болған қара құрдымның температурасы $T = 1/4\pi r_g$ шамасына тең қара денедей болып нурланатуғынлығын көрсетти. Егер тек нурланатуғын фотонларды есапқа алатуғын болсақ, онда ўақыттың өтиўи менен қара құрдымның массасының өзгериси

$$\frac{dm}{dt} = -\sigma T^4 4\pi r_g^2$$

шамасына тең. Бұл теңликте σ арқалы Стефан-Больцман константасы белгиленген. Сонлықтан $\frac{dm}{dt}$ ушын

$$\frac{dm}{dt} \approx -\frac{m_p^4}{15 \cdot 2^{10} \pi m^2}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Буннан қара құрдымның жасаў ўақыты ушын

$$t \approx 5 \cdot 2^{10} \pi m^3 m_p^{-4}$$

аңлатпасын аламыз. Есаплаўлар $m > 10^{15}$ г болған қара құрдымлар ушын жасаў ўақытының Әлемнің жасынан үлкен болатуғынлығын көрсетеди.

Жоқарыда келтирилген аңлатпалардағы коэффициентлерди дәл коэффициентлер деп қабыл етпеў керек. Себеби олар бир қатар эффектлерди есапқа алмайды. Санлы есаплаўлар (Пейдж, 1976-жылы) $m \gg 10^{17}$ г болған қара құрдымлар ушын

$$\frac{dm}{dt} \approx -2 \cdot 10^{-4} m_p^4 m^{-2}$$

аңлатпасын береді. Бундай жағдайда энергияның 81 процентин ν_e менен ν_μ лар

(есаплайларда ν_τ есапқа алынбады), 17 процентин фотонлар хәм 2 процентин гравитонлар алып кетеди.

Жуплық — бөлекшелердің ямаса бөлекшелер системасының толқын функциясының базы бир дискрет түрлендириулерге қарата симметриясын тәрийиплейтуғын квант саны. Р-жуплық (кеңисликлик жуплық) хаққында гәп етилгенде координаталар басы арқалы өтетуғын бир бирине перпендикуляр болған үш тегисликтеги айналық шағылыстырыу нәзерде тутылады. С-жуплықта (зарядлық жуплық) гәп зарядлық түйинлеслик - бөлекшелерди сәйкес антибөлекшелер менен алмастырыу хаққында жүреди. СР-жуплық ямаса Ландаудың берген атамасы бойынша комбинацияланған жуплық Р- хәм С-жуплықлардың көбеймеси болып табылады. 1956—1957 жыллары әззи процесслердің айналық шағылысыу менен зарядлық түйинлесликке қарата симметрияға ийе емес екенлиги табылды. Әззи процесслердеги Р- хәм С-жуплықлардың бузылыу эффектлери үлкен, шама менен 1 ге жақын. 1964-жылы узақ жасайтуғын нейтраль К-мезонлардың ыдырауларындағы СР-инвариантлықтың бузылыуының жүдә киши болған эффектлери табылды.

Р - жуплықтың сақланбайтуғынлығының тийкарында әззи тоқлардың вектор менен аксиаллық вектордың қосындысынан тұратуғынлығы жатыр. Айналық шағылысыуда вектор белгисин өзгертеди, ал аксиаллық вектор болса белгисин өзгертпейди. Векторлық хәм аксиаллық тоқлар оларға киретуғын бөлекшелердің С- түйинлеслигинде хәр қыйлы болып түрленеди. Ал СР-жуплыққа келсек, онда оның дереги хәзирше айқын емес.

Бозонлар ушын бөлекшелердің Р-жуплығы менен сәйкес антибөлекшелердің Р-жуплығы бирдей. Сонлықтан олардың көбеймеси 1 ге тең. Фермионлар ушын бул көбейме -1 ге тең. Сонлықтан әдетте Дирак фермионы ушын жуплықты +1 ге тең, ал антифермион ушын -1 ге тең деп қабыл етеди. Егер қарауға хақыйқый нейтраль болған фермионларды (мысалы, Майоран нейтриноларын) киргизетуғын болсақ, онда фермионлар менен антифермионлардың Р-жуплығын бирдей хәм жормал ($\pm i$) деп қабыл етиуге түүры келеди.

Эйнштейн — Подольский — Розен парадоксы — үш автордың 1935-жылы "Физикалық реаллықты квантлық-механикалық тәрийиплеуди толық деп есаплайға бола ма" атамасындағы мақаласында қарап өтилген ойдағы экспериментти әдетте ұсындай деп атайды. Бул ойдағы тәжирийбеде бир квантлық системаның еки подсистемасы бир биринен үлкен қашықлықтарға ушып кетеди. Бирақ, бир биринен қанша қашықласқан болса да, олардың бир бири менен қатаң түрде корреляцияланған болыуы керек. Подсистемалардың хәр қайсысы өз бетинше хал векторы (ψ -функциясы) менен тәрийипленбейди, ал тығызлықтың матрицасы деп аталатуғын матрица менен тәрийипленеди. Бир объекттиң халын өлшеу екинши объекттиң халының сол заматтағы өзгерисин (редукциясын, кемейиуін) болдырыуы керек.

Квантлық механиканың түсиниклери менен қағыйдалары ишки қарама-қарсылықтарға ийе емес хәм көп санлы тәжирийбелерде тастыйықланады. Квантлық механиканың шеклеринде бир заматлық редукцияда парадокслық хеш нәрсе де жоқ. Бирақ, базы бир физиклер бир заматлық редукцияны себеплилик хаққындағы интуитивлик көз-қарасларға қайшы келеди деп есаплайды хәм сонлықтан Эйнштейн-Подольский-Розен парадоксын таллау ұсы күнлерге шекем тоқтамай атыр. Бул таллаулардың нәтийжелери квантлық механикадағы өлшеу процессин тереңнен түсиниу болып табылатуғын шығар.

Экзотикалық барионлар — квант санлары барионлардың үш кварктан (qqq) тұрыуына мүмкиншилик бермейтуғын хәм сонлықтан минимум төрт кварктан ($qqqq$) хәм бир антикварктан тұратуғын барионлар ($qqqq\bar{q}$). Мысал сыпатында ерсилги +1 ге хәм соған сәйкес валентли \bar{s} антикваркқа ийе болған Z-барионлар хызмет ете алады. Егер Z-барионлар хақыйқатында да бар болса, онда олар K^+ - мезонлардың нуклонларындағы шашырауында резонанслар түриндеги көриниуи керек. Базы бир эксперименталлық

группалар бундай резонанстардың бақланғанлығын хабарлады, бірақ олар "1982-жылға бөлекшелердің қасиеттерін шолу" киргизилген жоқ. Экзотикалық барионлардың бар екенлигине басқа мысал ретінде изотоплық спини $5/2$ ге тең болған ерки емес барионлық резонанстар хызмет ете алады. Бундай резонанстардың бар болыуы адронлардың базы бир теориялық моделлери тәрәпинен болжанады.

Криптоэкзотикалық (грекше "криптос" — сырлы, жасырын) деп өзиниң квант санлары менен әдеттеги үш кварклық барионлардан айырмаға ийе емес, бірақ $qqqq\bar{q}$ ямаса $qqqg$ түріндеги структураға (g арқалы глюон белгиленген) ямаса оннан да құрамалы структураға ийе болған барионға айтады. Тәжирийбелерде криптоэкзотикалық барионлардың бар екенлиги еле анықланған жоқ.

Экзотикалық мезонлар — квант санлары кварк пенен антикварктан ($\bar{q}q$) тұрмайтуғынлығын, ал минимум еки кварк пенен еки антикварктан ($qq\bar{q}\bar{q}$) ямаса кварк, антикварк хәм глюоннан ($q\bar{q}g$) тұратуғынлығына сәйкес келетуғын мезонлар. Қапшықлар моделинің тийкарында өткерилген есаплаулар квант санларының $J^{PS} = 1^{-+}$ экзотикалық жыйнағына ийе болған $q\bar{q}g$ халының Υ''' — мезонға салыстырғанда жеңил болыуының мүмкин екенлигин көрсетеди.

Криптоэкзотикалық деп $q\bar{q}$ ке салыстырғанда құрамалы структураға ийе болған, бірақ әдеттеги мезонлардан өзлериниң квант санлары бойынша айрылатуғын мезонларға айтады.

Бөлекшелердің электрлик диполлик моменти — бөлекшелердің статикалық электромагнит майданы менен тәсирлесіуін тәрийиплейтуғын физикалық шамалардың бири (басқа шамалар: заряд, магнитлик диполлик момент, квадруполлик электр хәм магнит моментлери хәм т. б.). Электрлик диполлик момент \mathbf{d} ның электр майданы \mathbf{E} менен тәсирлесіу энергиясы \mathbf{dE} ге тең. Элементар бөлекшелер, атом ядролары ямаса атомлар сыяқлы әпиұайы объектлерде \mathbf{d} векторы тек \mathbf{J} спининиң бағытында бағытланыуы мүмкин хәм соған сәйкес \mathbf{dE} көбемеси \mathbf{JE} көбеймесине тең. Кеңисликлик инверсияда \mathbf{E} белгисин өзгертеди (\mathbf{E} - поляр вектор), ал \mathbf{J} болса белгисин өзгертпейди (\mathbf{J} - аксиаллық вектор), ал ўақыттың өтиуиниң бағыты өзгерсе, онда \mathbf{E} белгисин өзгертпейди, ал \mathbf{J} белгисин өзгертеди. Солай етип \mathbf{dE} тәсирлесіуі, ал, соған сәйкес электрлик диполлик моменттің бар болыуы тәбияттағы айналық инвариантлықтың да, ўақыттың өтиу бағытының өзгериуіне қарата инвариантлықтың да бузылыуының салдарынан ғана жүзеге келеди екен.

K^0 - мезонлардың ыдырауында СР-инвариантлықтың бузылыуы менен Т-қайтымлылықтың бузылуы эффекти табылғаннан кейин, элементар бөлекшелердің диполлик электр моментлериниң улыўма айтқанда нолге тең емес екенлиги айқын болды. Бірақ, Т-қайтымлылықтың (СРТ-теореманың орын алыуының себебинен СР-инвариантлықтың) бузылыуының механизмин түсиникли болғанша олардың күтилген шамаларын болжаудың мүмкиншилиги жоқ. Ең қатаңырақ эксперименталлық шеклер нейтронның диполлик моменти үшін орнатылған: $|d_n| \lesssim |e| \cdot 6 \cdot 10^{-25}$ см, e арқалы электронның заряды белгиленген (Бул шаманы нейтронның магнит моменти $|\mu_n| \lesssim |e| \cdot 6 \cdot 10^{-14}$ см менен салыстырыңыз).

Юкава тәсирлесіуі — спини $1/2$ ге тең болған бөлекше тәрәпинен спинге ийе болмаған бозонның шығарылыуы ямаса жутылыуы. Бул тәсирлесіуді тәрийиплейтуғын өлшем бирлигине ийе болмаған коэффициент Юкава константасы деп аталады. Мысаллар: нуклон тәрәпинен π -мезонның жутылыуы ямаса шығарылыуы, кварк ямаса лептон тәрәпинен Хиггс бозонының шығарылыуы ямаса жутылыуы. Хидэки Юкава (1907—1981) π -мезонның бар екенлигин болжаған япон физик-теоретиги.

Лагранжиандағы Юкава тәсирлесіуін тәрийиплейтуғын ағза улыўма жағдайда $\bar{\psi}_b(f + f'\gamma_5)\psi_a\varphi$ түрине ийе болады. Бул аңлатпада ψ_a - спини $1/2$ ге тең болған бөлекшелерди жоқ қылатуғын a хәм антибөлекшелерди түўдыратуғын \bar{a} операторы, $\bar{\psi}_b = \psi_b^\dagger \gamma_0$ (крест

эрмитлик түйинлесликти аңғартады), φ — скаляр (псевдоскаляр) майданның операторы, $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. P-жұплық сақланған жағдайда Юкава константаларының бири (майданның жұплығына байланысly f ямаса f') нолге тең болыуы керек.

Ядролық күшлер (жұплықты сақламайтуғын) — атом ядроларында айналық-асимметриялық эффектлер түрінде көринетуғын нуклонлардың арасындағы әззи тәсирлесулер. Бундай эффектлердин мысалы ядролық γ -квантлардың P-тақ мүйешлик тарқалыуы хәм циркулярлық поляризациясы, уран менен торийдин сынықларының тақ мүйешлик тарқалыуы, $n + p \rightarrow d + \gamma$ реакциясындағы фотонлардың циркулярлық поляризациясы ғ.б. болып табылады.

Янг—Миллс майданлары — абеллик емес калибровкалық симметрияға ийе болған векторлық, массаға ийе емес бозонлардың калибровкалық майданлары. Мысал: глюонлық майданлар — реңли $SU(3)_c$ группасының калибровкалық майданлары. Абеллик емес калибровкалық майданларды 1954-жылы биринши рет Янг Чженьнин хәм Р. Л. Миллс қарады.