

Cəfərov İsgəndər Həsən oğlu – imişli rayonunun Əlipənahlı kəndində anadan olmuş, Sarxanlı kənd orta məktəbini (1957) və Azərbaycan Dövlət Universitetinin Fizika fakültəsini fərqlənmə diplomu ilə bitirmişdir (nəzəri fizika ixtisası üzrə, 1962). M.A.V. Lomonosov adına Moskva Dövlət Universiteti (MDU) Nəzəri fizika kafedrasının aspirantı olmuş (1962-65), MDU-nun İxtisaslaşmış Elmi Suraxsında namizədlik (1966) və doktorluq (1979) dissertasiyaları müdafiə etmişdir. O, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professorudur.

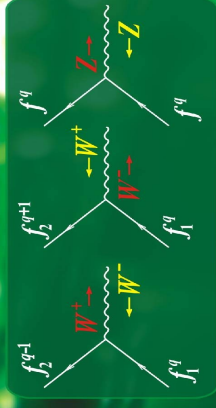
Prof. İ. H. Cəfərovun elmi fəaliyyət sahəsi elementar zərrəciklərin elektrozaif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsidir. Xarici ölkələrin və Respublikanın möhtəbər elmi jurnallarında nəşr edilmiş 150-dən çox elmi əsərin, dərslək, üç dərs vəsaiti və üç elmi-kütləvi kitabın müəllifidir.

Prof. İ. H. Cəfərov 1990-cı ildən Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universitetində çalısır (Fizika fakültəsinin dekanı, 1995-cı ildən Nəzəri fizika kafedrasının müdiri vəzifələrində). O, əmək fəaliyyətinə 1966-cı ildə Azərbaycan Dövlət Polixexnik İnstitutunda baş müəllim kimi başlamış, 1969-85-cı illərdə Azərbaycan Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutunun Nüvə fizikası laboratoriyasında baş elmi işçi və laboratoriya müdiri vəzifələrində çalışmış, 1985-89-cu illərdə Y. Məmmədaliyev adına Naxçıvan Dövlət Pedaqoji İnstitutunun rektoru vəzifəsində işləmiş, onun universitete çevrilməsinin təşəbbüsçüsü olmuş və bu yöndə önəmli fəaliyyət göstərmişdir. Naxçıvan MR-də elm və təhsilin inkişafındakı xidmətlərinə görə Ali Sovetdən Fəxrli Fərmanla ilə təltif edilmişdir.

ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLER FIZIKASININ ƏSASLARI

İ. H. CƏFƏROV

ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLER FIZIKASININ ƏSASLARI



İ. H. CƏFƏROV



BAKİ 2009

İ.H.CƏFƏROV

**ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏR
FİZİKASININ ƏSASLARI**

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi
tərəfindən ali məktəb tələbələri üçün dərslik
kimi təsdiq edilmişdir.*

BAKİ – 2009

Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi Elmi-Metodik Şurasının «Fizika» bölməsinin 03 mart 2009-cu il tarixli iclasının qərarına əsasən dərslik kimi təsdiq olunmuşdur (protokol №1).

Elmi redaktor:

N.A.Quliyev

AMEA-nın akademiki

Rəyçilər:

S.A.Hacıyev

AMEA-nın müxbir üzvü

M.İ.Murquzov

fizika-riyaziyyat

elmləri doktoru, professor

İ.H.Cəfərov.Elementar zərrəciklər fizikasının əsasları

Bakı,...,2009–287 s.

Dərslik universitetlərin fizika fakültələrinin tələbələri üçün “Elementar zərrəciklər fizikası” fənni üzrə proqrama müvafiq yazılmışdır. Dərslikdə aləmin dərininə dərkə prosesində ön mövqə tutan və böyük sürətlə inkişaf edən elementar zərrəciklər fizikasının mütəxəssislər tərəfindən qəbul edilən və əfkari-ümumiyyəyə çevrilən ən mühüm məsələləri şərh edilmişdir.

*Bir heç görünsə də hər zərrə əgər,
Bil, dünya evində o da iş görər.*

*Nizami Gəncəvi
(«İsgəndərnamə»dən)*

*Bütün problemlərdən ən dərinini–zərrəciklərin
böyük rəngarəngliyi önündə «Elementarlığın
meyarı nədir?» sualına cavab tapmaqdan
ibarətdir.*

*Əbdüs Səlam
(Pakistan nəzəriyyəçi-fiziki,
Nobel mükafatı laureatı)*

M Ü N D Ə R İ C A T

Ön söz	9
I FƏSİL. Atom, nüvə və elementar zərrəciklər haqqında ilkin məlumatlar	11
§1. Elementarlıq probleminin həll mərhələlərinə ötürü nəzər.....	11
§2. Atom və nüvə. Subatom və subnüvə fizikası.....	22
§3. Ölçü vahidləri haqqında.....	23
§4. Təbii Vahidlər Sistemi və onun Beynəlxalq Vahidlər Sistemilə əlaqəsi.....	26
§5. Proses və hadisələrin bəzi təsnif əlamətləri.....	30
5.1. Fiziki proseslərin sürətə (enerjiyə) görə təsnifi..	31
5.2. Fiziki hadisələrin miqyasa görə təsnifi.....	32.
§ 6. Fundamental qarşılıqlı təsirlər haqqında ümumi məlumat.....	35
§ 7. Atom, nüvə və onların tərkibinin müəyyənləşdirilməsi barədə qısa tarixi xülasə.....	42
7.1. Atomin mürəkkəbliyinə dəlalət edən ilk siqnal	42
7.2. Elektronun kəşfi. Atomin planetar modeli.....	43
7.3. Protonun kəşf	44
7.4. Nüvənin proton-elektron modeli.....	45
7.5. Nüvə fizikasında qarşıya çıxan ilk	iki əsas
çətinlik.....	46
7.6. Neytrinonun mövcudluğu barədə Pauli hipotezi.....	47
7.7 Neytronun kəşfi, nüvənin proton - neytron modeli.....	51
§ 8. Materiya quruluşunun əsasını təşkil edən zərrəciklər.....	.
54	

8.1. Elektron (e^-)	54
8.2. Proton (P)	59
8.3. Neytron (n)	60
8.4. Foton (γ)	62
§ 9. Antizərrəcik, antimaddə	65
§10. Keçən əsrin ortalarında məlum olan daha bir sıra zərrəciklər haqqında	69

II FƏSİL. Elementar zərrəciklərin xarakteristikaları və sistemləşdirilməsi.....72

§ 11. Elementar zərrəciklərin təsnifatı	72
§ 12. Elementar zərrəciklərin sistematikas	77
§ 13. Elementar zərrəciklərin həndəsi xarakteristikaları	79
13.1. Kütlə	80
13.2. Spin	82
13.3. Fəza cütliyü	82
§ 14. Elektrik yükü və onun saxlanması qanunu	88
§ 15. Barion yükü və onun saxlanması qanunu	91
§ 16. Lepton yükləri və onların saxlanması qanunları	92
§ 17. Qəribə zərrəciklər, qəribəlik kvant ədədi (yükü)	95
§ 18. İzospin və onun proyeksiyası. Yük multipletləri	100
§ 19. Hiperyük. Gell - Mann - Nişicima düsturu	105
§ 20. Füsunkar zərrəciklər, füsün kvant ədədi (yükü)	111
§ 21. Gözəl zərrəciklər, gözəllik kvant ədədi (yükü)	114
§ 22. Yük cütliyü	116

III FƏSİL. Saxlanma qanunları və onların pozulması halları.....122

§ 23. Elementar zərrəciklər fizikasında saxlanma qanunları	122
23.1. Həndəsi simmetriyalarla əlaqədar saxlanma qanunları	122

23.2.Daxili simmetriyalarla bağlı saxlanma qanunları.....	124
§ 24. Fəza cütlüyünün saxlanmaması.....	128
§ 25. Kombinəlaşdırılmış cütlük.....	132
§ 26. Zamanın dönməsi.....	136
§ 27. CPT - teorem.....	138
§ 28. Kombinəlaşdırılmış cütlüyün saxlanma qanununun neytral kaonlara tətbiqi.....	140
§ 29. Kombinəlaşdırılmış cütlüyün saxlanmaması.....	147

IV FƏSİL. Kvarklar, hadronların kvark quruluşu, qlüonlar..... 152

§ 30. Hadronların ilk tərkib modelləri haqqında.....	152
§ 31. Kvarklar və onların əsas xarakteristikaları.....	154
§ 32. Hadronların kvark quruluşu.....	157
§ 33. Rəng yükü və ya rəng kvant ədədi.....	159
§ 34. Kvarkların əsirliyi.....	163
§ 35. Qlüonlar.....	166

V FƏSİL.Fundamental qarşılıqlı təsirlər.....168

§	36.
Cərəyanlar.....	168
36.1.Cərəyan haqqında ümumi məlumat.....	168
36.2 Yüklü cərəyanlar və onların qarşılıqlı təsiri.....	169
36.3.Neytral cərəyanlar və onların qarşılıqlı təsiri.....	174
36.4.Cərəyanların quruluşu.....	176
§37.Elektromaqnit qarşılıqlı təsir.....	177
§ 38. Zəif qarşılıqlı təsir.....	186
38.1. Zəif qarşılıqlı təsirlə şərtlənən proseslərin	

nümunələri.....	18
6	
38.2. Zəif qarşılıqlı təsirin Fermi və bəzi başqa İlkin nəzəriyyələri barədə.....	187
38.3. Zəif qarşılıqlı təsirlərin universal dördfermionlu kontakt nəzəriyyəsi haqqında.....	192
38.4. Zəif qarşılıqlı təsirin aralıq zərrəciklərlə ötürülməsi.....	194
§39. Güclü qarşılıqlı təsir.....	200
§ 40. Kvarkların asimptotik sərbəstliyi.....	209

VI FƏSİL. Qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyələri haqqında.....213

§ 41. Zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsi.....	213
41.1. Elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin əsas oxşar və fərqli cəhətləri.....	213
41.2. Vaynberq-Səlam modelində daxil edilən vektori və skalyar bozonlar.....	216
41.3. Simmetriyanın spontan pozulması.....	219
41.4. Vaynberq-Səlam modelində daxil edilən bozon sahələrinin qarşılıqlı təsiri və simmetriyanın pozulmasının nəticələri.....	270
41.5. Leptonların elektrozəif qarşılıqlı təsiri. Vaynberq-Səlam modeli.....	227
§ 42. Böyük birləşmə.....	236
§ 43. Supersimmetriya, superqravitasiya, genişlənmiş superqravitasiya.....	243

Son söz.....246

ƏLAVƏLƏR.....247

§A. Parçalanma, reaksiya və astana enerjiləri.....	247
§B. Metastabil zərrəciklərin əsas parçalanma kanallar.....	252.
§C. Barionların mümkün kvark	
tərkibləri.....	255
§D. Pauli və Dirak matrisaları.....	259
D.1. Törəmə matrisalar.....	259
D.2. Pauli matrisaları və onların xassələri.....	261
D.3. Dirak matrisaları və onların xassələri.....	264
§E. Dördfermionlu kontakt zəif qarşılıqlı təsir hamiltonianı haqqında.....	268
§F. $SU(2) \times U(1)$ simmetriyasının Qoldstoun- Hiqqz izodubletlə pozulması.....	271
§G. Bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olan Yanq-Mills, Maksivell, Qoldstoun - Hiqqz sahələri və simmetriyanın spontan pozulması.....	273
G.1. Sərbəst sahə	
laqranjianı.....	274
G.2.Sahələrin qarşılıqlı təsir	
laqranjianı.....	278
G.3. Sahələrin görüş nöqtələri (təpələri) və onların təsviri.....	281

Ön söz

Elementar zərrəciklər fizikasının müasir inkişaf mərhələsi keçən əsrin 50-ci illərinin sonlarından başlamışdır. 60-cı illər ərzində elementar zərrəciklər və onların qarşılıqlı təsirləri barədə təsəvvürlərimiz son dərəcə genişlənmişdir.

Elementar zərrəciklər fizikası müasir fizikanın ən sürətlə inkişaf edən oblastlarından biridir. Son yarım əsrdə bu sahədə, bir tərəfdən, olduqca zəngin təcrübi material toplanmış və onun həcmi durmadan böyüməkdədir, digər tərəfdən isə, təcrübi faktları izah edən nəzəriyyənin qurulması yollarında böyük nailiyyətlər qazanılmışdır.

Bu kitabda elementar zərrəciklər fizikasının hamı tərəfindən qəbul edilən və əfkarı-ümumiyyəyə çevrilən ən mühüm məsələləri şərh edilmişdir. Elementar zərrəciklər fizikasının inkişaf yoluna nəzər salınmış, elementar zərrəciklər, onların növləri və xarakteristikaları, elementar zərrəciklər aləmində fəaliyyət göstərən saxlanma qanunları və onların pozulması halları barədə kifayət qədər dolğun məlumat verilmiş, kvarklar, onların növləri və xarakteristikaları, hadronların kvark quruluşu, kvarkların hadron daxilində əbədi əsirliyi və asimptotik sərbəstliyi məsələləri şərh edilmişdir. Kitabda həmçinin elementar zərrəciklərin qarşılıqlı təsirləri, onların ötürülmə mexanizmi və Feynman diaqramları vasitəsi ilə təsviri qaydaları gətirilmişdir.

Nəhayət, kitabda fundamental qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyələri barədə söhbət açılmışdır. Bu sırada leptonların zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərinin vahid nəzəriyyəsi—bu sahədə pioner olmaqla, həm də ən realist sayılan Vaynberq - Səlam nəzəriyyəsi əsas yer almışdır. Sonra zəif, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsi—böyük birləşmə, zərrəciklərin bu sxemə daxil edilmə qaydası, modelin ilk müvəffəqiyyətləri və ən barız öncəgörmələri barədə məlumat verilmişdir. Kitabda həmçinin supersimmetriya, superqravitasiya və genişlənmiş superqravitasiya – dörd fundamental

qarşılıqlı təsirin hamısını əhatə edən vahid nəzəriyyə haqqında da qısaca məlumat verilmişdir.

Kitab universitetlərin fizika fakültəsi bakalavrları üçün dərslük, nəzəriyyəçi fizik-magistrlər üçün dərs vəsaiti kimi nəzərdə tutulmuşdur. O, həmçinin elementar zərrəciklər fizikası ilə maraqlanan hər kəs üçün faydalı ola bilər.

Faydalı məsləhətlərinə görə kitabın elmi redaktoru akademik N.A.Quliyevə, rəyçiləri AMEA-nın müxbir üzvü S.A.Hacıyev və professor M.İ.Murquzova dərin minnətdarlığımı bildirirəm. Eləcə də kitabın hazırlanıb araya gəlməsində böyük əmək sərf etmiş ADPU Fizika fakültəsi “Nəzəri fizika” kafedrasının əməkdaşları Lyüdmila Vahabova və Ayşə İbadovaya, eləcə də qızlarım Mehriban və Nərgizə səmimi təşəkkür edirəm.

I FƏSİL

ATOM, NÜVƏ VƏ ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏR HAQQINDA İLKİN MƏLUMATLAR

§1.Elementarlıq probleminin həll mərhələlərinə ötəri nəzər

Elementarlıq problemi fizikanın və bütövlükdə təbiətşünaslığın ən dərin, vacib və eyni zamanda olduqca romantik bir problemidir. Bu problem materiya quruluşunun ən sadə, ən bəsit hissəciklərinin, obrazlı desək, dünya evinin ilkin kərpiclərinin müəyyənləşdirilməsi və öyrənilməsindən ibarətdir. Bu problemin yaranma tarixi çox qədimdir. Maddə quruluşunun ilkin hissəciklərinin, müasir dildə desək, həqiqi elementar zərrəciklərin mövcud olmaları barədə ilk ideyalar bizim eradan əvvəl XII-XI əsrlərdə Qədim Şərq, Qədim Hind və Qədim Çin təlimlərində meydana gəlmiş və təqribən 2600 il bundan əvvəl yunan filosofu Miletli Fales tərəfindən «**Dünya nədən və necə qurulmuşdur?**»sualı şəklində formulə edilmişdir.

Elementarlıq problemi haqqında təlimin inkişafını şərti olaraq bir neçə mərhələyə ayırmaq olar.

1.Qədim yunan filosofları Levkipp və Demokritə qədər mərhələ. Qədim yunan filosoflarının–Fales (b.e.ə.624-547), Anaksimandr (b.e.ə.610-646), Anaksimən (b.e.ə.588-525), Heraklit (b.e.ə.544-483), Anaksaqor (b.e.ə.500-428), Empedokl (b.e.ə. 483-423)–mövcud olan bütün şeylərin əsasında dörd ilk elementin (su, hava, od, torpaq) və dörd keyfiyyətin (isti, soyuq, rütubət, quruluq) durması haqqında nəzəriyyələri ilə məşhur olan bu mərhələni sadələvh təsəvvürlər mərhələsi adlandırırlar.

2. *Levkip* (b.e.ə.500-440), *Demokrit* (b.e.ə.460-370), *Epikur* (b.e.ə.341-270), *Lukretsi* (b.e.ə.99-55) **mərhələsi**. «Dünya nədən təşkil olunmuşdur?» sualına ən dərin və ardıcıl cavab ilk dəfə Levkip və onun dahi şagirdi Demokrit tərəfindən verilmiş və onların ardıcılları olan yunan filosofu Epikur və Roma filosof-şairi Lukretsi Kar tərəfindən inkişaf etdirilmişdir. Bu təlimə görə dünyadakı bütün şeylər olduqca kiçik, bölünməz, dəyişməz, əbədi mövcud olan zərrəciklərdən təşkil olunmuşlar. Həmin zərrəcikləri Demokrit **atom** adlandırmışdır (yunanca «atomos»-bölünməz-sözündən).

Yeri gəlmişkən bir məsələni dəqiqləşdirək. Demokritin nəzərdə tutduğu və atom adlandırdığı obyektlər heç də bu gün bizim, necə deyərlər, tanıdığımız, bildiyimiz atomlar deyildirlər. Məlum olduğu kimi, hazırda atom adlandırdığımız obyektlər mürəkkəb sistemlərdir. Demokrit «atom» adı altında, hər şeyin əsasında duran ilkin obyektləri nəzərdə tuturdu ki, onlar da indi bizim «həqiqi elementar» adlandırdığımız zərrəciklərdir.

3. *Eramızın ilk on beş əsri* təbiətşünaslığın inkişafında **yuxu dövrü** adlandırılır. Orta əsrlərdə bütün qabaqcıl və mütərəqqi fikirlər təqib və məhv və məhkum edilirdi. Elmi və mütərəqqi baxışlarına görə İtalya astronomu Cordan Brunonun (1548-1600) diri-diri tonqalda yandırılmasını, Polşa astronomu Nikolay Kopernikin (1473-1543) katolik kilsə

tərəfindən daim təqib olunmasını və kitablarının oxunuşunun qadağan edilməsini, Azərbaycan şairi və mütəfəkkiri İmadəddin Nəsiminin (1369-1417) diridiri dərisinin soyulmasını xatırlamaq kifayətdir.

Qədim yunan filosofları Sokrat (b.e.ə.469-399), Platon (b.e.ə.428-347) və xüsusən Aristotel (b.e.ə.384-322) ideyalarına əsaslanan bu dövr sxolastika («doqmatizm») dövrü adlanır. Bu dövr əl-kimya («empirizm»), astrologiya (münəccimlik), magiya (sehrbazlıq, cadugərlik, ovsunçuluq) kimi anti-elmi cərəyanların geniş vüsət alması ilə məşhurdur. Bu dövrün fəlsəfi təlimləri bəşəriyyəti təbiət hadisələrinin anlanmasında bir addım belə irəlilətməmişdir.

4. Dirçəliş dövründə alimlər yenidən materialist ideyalara qayıtdılar. Demokritin atomist fikri yenidən doğuldu. Lakin indi qədim yunan filosoflarından fərqli olaraq alimlər təbiəti təkcə mühakimə yolu ilə deyil, həm də eksperiment qoymaq, mühakimə ilə irəli sürülən hökmü təcrübədə yoxlamaq yolu ilə öyrənirdilər.

XIX əsrin sonlarında klassik fizika öz inkişafının ən yüksək zirvəsinə çatmışdır. O cümlədən, artıq təkzibedilməz şəkildə sübut edilmişdir ki, aləm, doğrudan da, Demokritin dediyi kimi, atomlardan təşkil olunmuşdur. Həm də, 1897-ci ildə elektronun kəşfinə qədər atom alimlər üçün öz bütövlüyünü, bölünməzliyini saxlamaqda və materiya quruluşunun ilkin zərrəciyi olaraq qalmaqda davam edirdi.

5.1897-1963-cü illər. Elektronun kəşfindən sonra məlum oldu ki, atom maddənin heç də ilkin, bölünməz hissəciyi olmayıb, mürəkkəb sistemdir. 1932-ci ildə artıq sübut edilmişdir ki, o, proton və neytronlardan ibarət nüvədən və elektronlardan təşkil olunmuşdur. Bununla da elementarlıq etiketi təbii olaraq atomdan götürülüb protona, neytrona və elektrona şamil edildi.

Qeyd edək ki, proton 1914-cü ildə ingilis alimi E. Rezerford, neytron 1932-ci ildə ingilis alimi C.Çedvik tərəfindən kəşf olunmuşdur. Elə həmin il sovet alimi D. İvanenko və alman alimi V. Heyzenberq bir-birindən asılı olmadan nüvənin proton-neytron quruluşu modelini irəli sürmüşlər. Təbii ki, atomun quruluş mənzərəsi daha əvvəl məlum idi. 1911-ci ildə Rezerford atomun planetar (günəş sistemə bənzər) modelini irəli sürmüş, 1913-cü ildə Danimarka alimi N.Bor həmin modelin bəzi çətinliklərini aradan qaldırmaq üçün özünün məşhur postulatlarını vermişdir.

Beləliklə, XX əsrin 30-cu illərində alimlər əmin idilər ki, dünyanın quruluş mənzərəsi artıq açılmışdır: bizi əhatə edən aləm atomlardan, atomlar isə öz növbəsində proton, neytron və elektronlardan təşkil olunmuşlar. Əlbəttə, təbiətin bu cür quruluş mənzərəsi estetik baxımdan tamamilə təminedicidir və indiyə qədər bu mənzərəni inkar edən heç bir fakt yoxdur. Bu mənzərədə estetik gözəllik-əlduqca rəngarəng olan aləmin cəmi üç elementar

zərrəciklə, necə deyərlər, üç sadə kərpiclə qurulmasında, başqa sözlə desək, dünya evinin ilkin kərpicləri sayının bu qədər az, bu qədər minimal olmasındadır.

Lakin iki başlıca səbəb alimləri elementarlıq probleminə yenidən baxmağa vadar etdi. **Birinci səbəb** elementar zərrəciklərin bir-birinə çevrilmə proseslərinin kəşf edilməsi oldu. Məsələn, aydınlaşdırıldı ki, neytron dayanıqsız zərrəcik olub, bir müddət (təxminən 15 dəqiqə) yaşadıqdan sonra öz-özünə proton, elektron və antineytrinoya çevrilir*: $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, bəzi kimyəvi elementlərə xas olan beta-radioaktivlik hadisəsi, yəni onların öz-özünə elektron buraxmaları, məhz nüvədə gedən bu çevrilmə prosesinin nəticəsidir.

Zərrəciklərin bir-birinə çevrilmə proseslərinin ən bariz nümunələrindən biri antizərrəciklərin kəşfi ilə əlaqədardır. Elementar zərrəciklər fizikasının sərbəst bir istiqamət kimi ayrılması və fəaliyyət göstərməsinin tarixi

□ Qeyd edək ki, bu proses heç də neytronun proton, elektron və antineytrinodan təşkil olunduğunu göstərmir. Əgər bu belə olsaydı, onda birinci əlamət olaraq, əmələ gələn zərrəciklərin kütlələri cəmi neytronun kütləsindən böyük olmalı idi (necə ki, məsələn, hər bir nüvənin kütləsi onu təşkil edən proton və neytronların kütlələri cəmindən kiçikdir). Əslində isə proton və elektronun kütlələri cəmi (antineytronun kütləsi nəzərə alınmayaraq dərəcədə kiçikdir, hətta ola bilsin ki, sıfıra bərabərdir) neytronun kütləsindən kiçikdir. Göstərilən prosesi və hazırda məlum olan çoxlu sayda bu tipli çevrilmə proseslərini əsla makroskopik cismin parçalanması, hissələrə bölünməsi, yaxud mürəkkəb molekulun öz tərkib hissələrinə (onu təşkil edən ayrı-ayrı atomlara) ayrılması və b.k. proseslərlə müqayisə etmək, qarşıdurmaq olmaz. Zərrəciklərin çevrilmə prosesləri materiyanın yalnız mikroaləm obyektlərinə xas olan tükənməz və sonsuz xassələrinin təzahürüdür. Obrazlı desək, «boxçanı açarkən içərisindən yalnız əvvəlcədən ora qoyulmuş şeylər çıxar», yaxud «nə atarsan aşına, o da çıxar qarşına» kimi vərdiş etdiyimiz prinsiplər mikroaləmdə özünü heç də həmişə doğrultmur: bu aləmdə qarşımıza, necə deyərlər, «boxçada əvvəlcədən olmayan», «aşımıza atılmayan» şeylər də çıxır.

pozitronun-antielektronun kəşfindən sayılır^{*}: 1932-ci ildən! Pozitron bizi əhatə edən cisimlərin tərkibinə daxil deyildir, o, kosmik şüalarda müşahidə edilmişdir (Amerika alimi K.Anderson tərəfindən; qeyd edək ki, antielektronun varlığı onun kəşfindən hələ xeyli əvvəl ingilis alimi P.Dirak tərəfindən nəzəri olaraq söylənmişdir). Bu kəşf təbiətdə bizə məlum olmayan başqa elementar zərrəciklərin də mövcud ola bilmələri barədə bir signal rolunu oynadı və göstərdi ki, materiyanın quruluşu və xassələri heç də o zaman düşünüldüyü qədər sadə deyildir.

1933-cü ildə müşahidə edildi ki, elektron və pozitron (elektron-pozitron cütü) qarşılıqlı surətdə annigilyasiya edərək (məhv olaraq) iki foton-ışıq kvantına çevrilirlər: $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$; həmçinin, nüvə sahəsində bulunan foton elektron-pozitron cütünə çevrilir: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$. Bu reaksiyaların kəşfi dünyagörüşü baxımından iki böyük nəticəyə gətirdi. **Əvvəla**, təcrübi olaraq ilk dəfə parlaq surətdə sübut edildi ki, materiyanın müvafiq şəraitdə bir-birinə keçə bilən iki mövcudluq forması vardır – **maddə** və **sahə**. Bununla da materiyanı maddiliklə eyniləşdirənlərə (materiyanın sahə formasını qəbul etməyənlərə), eləcə də materiyanın iki formasını

^{*} Antizərrəcik (ətraflı §9-da)-zərrəciyin, necə deyərlər, əkizi, oxşandır. Antizərrəciyin kütləsi, spini, yaşama müddəti eynilə onun əkizi olan zərrəciyinki kimidir; o, zərrəcikdən elektrik yükü və maqnit momentinin işarələri ilə fərqlənir. Qeyd edək ki, elementar zərrəciklər fizikasında zərrəcik və antizərrəcik üçün müxtəlif işarəyə (lakin eyni qiymətə) malik olan bir sıra digər «yükklər» (kvant ədədləri) də daxil edilir: lepton yükü, barion yükü, qəribəlik və s.(bu barədə ətraflı II fəsildə).

qəbul edən, lakin onlar arasında keçilməz sədd çə-kənlərə güclü zərbə vurulmuş oldu. Bu kəşflər, həmçinin, enerji ilə kütlənin ekvivalentliyinə ($E_0 = mc^2$, C –ışığın boşluqdakı sürətidir) gətirən Eynşteyn nisbilik nəzəriyyəsinin bir təntənəsi idi. **İkincisi**, təbiətşünaslıq tarixində ilk dəfə olaraq isbat edildi ki, hər bir zərrəcik məhv olma və yenidən yaranma xassələrinə malikdir (qeyd edək ki, haqqında danışdığımız proseslər müşahidə edilənə qədər hələ atomların beta-radioaktivliyinin mexanizmi – neytronun parçalanma prosesi dərk edilməmişdir).

Beləliklə, zərrəciklərin qarşılıqlı surətdə bir-birinə çevrilmə prosesləri üzrə faktlar aşkar şəkildə göstərirdi ki, «elementarlıq» anlayışı Demokrit təlimində olan mexaniki-metafiziki təsəvvürlərdən, yəni «materianın bölünməz, dəyişməz, əbədi mövcud olan ilkin kərpicləri» kimi hərfi mənasından azad olub, yeni məna kəsb etməlidir. Bununla da elementarlığın meyarını tapmaq, onun yeni tərifini vermək zərurəti meydana çıxdı. Nəzəri fizikanın ən görkəmli nümayəndələrindən biri olan Pakistan alimi Ə. Səlamın epiqraf kimi gətirdiyimiz (səh.3-də) sözlərindən bu problemin necə dərin və necə çətin bir problem olduğu aydın görünür. Bu problem indi də həll edilməmiş qalır. Daha müəyyən, daha ciddi meyar bilməmək üzündən bu gün də elementarlığın aşağıdakı kimi ümumi təyini ilə kifayətlənməli oluruq: materianın **ən sadə, ən**

bəsit hissəcikləri. Başqa sözlə, elementar zərrəcik dedikdə, insanın təbiəti dərketmə prosesinin verilən mərhələsində məlum olan bütün proseslərdə özünü **tam və bütöv** kimi aparən mikroobyekt başa düşülür.

Fizikləri elementarlıq probleminə yenidən və böyük ciddiyətlə baxmağa məcbur edən **ikinci səbəb** yeni elementar zərrəciklərin kəşfi ilə əlaqədardır. XX əsrin 30-cu illərindən etibarən yeni-yeni zərrəciklər tapılmağa başladı. Zərrəciklərin kəşfi 40-cı illərin sonu 50-ci illərin əvvəllərində xüsusilə geniş vüsət aldı. Bu vəziyyət alimləri narahat etməyə bilməzdi. Əgər əvvəllər fizik bu və ya digər hipotezin təsdiqi üçün çatışmayan zərrəciyi axtarırdısa*, indi o, mövcud olan çoxlu sayda zərrəciyin «təyinat»ını başa düşməkdə çətinlik çəkir, anlaya bilmir ki, təbiətə bu qədər ilkin zərrəcik nə üçün lazımdır? Axı, yuxarıda dediyimiz kimi, dünya evinin tikintisində onlardan yalnız üçü-proton, neytron və elektron iştirak edir. Əlavə edək ki, bir neçə zərrəcik də bu tikintidə sement, yapışqan rolunu oynayır (foton-atomda nüvə ilə elektronlar arasında, pionlar-nüvədə nuklonlar arasında). Qalan zərrəciklər nə bu tikintidə iştirak edir, nə də gündəlik həyatımızda rast gəldiyimiz hadisələrin (fiziki, kimyəvi, bioloji,

* Bu münasibətlə neytrino, pozitron və pionların mövcudluğu barədə hipotezlərin irəli sürülmə və həmin zərrəciklərin kəşf edilmə tarixlərini xatırlamaq kifayətdir. Neytrino: hipotez (V.Pauli)-1931, kəşf (F.Raynes və K.Kouen)-1953; pozitron: hipotez (P.Dirak)-1928, kəşf (K.Anderson) -1932; pion: hipotez (X. Yukava) -1935, kəşf (S.Pauell)-1947. Qeyd edək ki, yuxarıda adları çəkilən alimlər (K.Kouendən başqa) müxtəlif illərdə Nobel mükafatına layiq görülmüşlər.

psixoloji və s.) izahında lazımdırlar. Qeyd edək ki, belə zərrəciklər indi də kəşf olunmaqdadır, hazırda onların sayı yüzlərlədir. Elementar zərrəciklərin belə çox olması, həddən artıq bolluğu alimlərin təbiətin qənaətçiliyinə inamları ilə, onların sadəliyə yaxınlaşmaq meylləri ilə kəskin təzad təşkil edir.

Bu vəziyyətdə təbii olaraq belə bir fikir yaranır: ola bilsin ki, indiyə qədər elementar kimi baxdığımız zərrəciklərin heç də hamısı həqiqi elementar zərrəcik deyildir, hətta ola bilsin ki, onların heç biri elementar deyildir. Beləliklə də elementarlıq problemi «İndiyə qədər elementar hesab etdiyimiz zərrəciklər həqiqətənmi elementardırlar?» sualı şəklində yeni forma alır, **fundamental (həqiqi elementar, ilkin)** və **qurma (mürəkkəb, ikinci)** zərrəciklər ideyası meydana çıxır. Öz başlanğıcını 1949-cu ildən İtaliya alimi E.Fermi və Çin alimi Ç. Yanqın birgə işlərindən götürən bu ideya sonralar çoxlu miqdar tərkib modellərinin meydana gəlməsinə səbəb olmuşdur (daha ətraflı §30-a bax).

Tarix təkrar olunur! Bildiyimiz kimi, alimlər analogi vəziyyətlə keçmişdə də qarşılaşmışlar: makroaləmdə-maddələr aləmində qayda yaratmaq cəhdləri zamanı. Uzun və inadlı tədqiqatlar nəticəsində məlum olmuşdur ki, təbiətdə mövcud olan maddə və şeylərin sonsuz rəngarəngliyi sonlu sayda elementdən-kimyəvi baxımdan bölünməyən bir neçə növ atomdan təşkil olunmuşdur. Beləliklə də 1869-cu ildə elementlərin rus alimi D.Mendeleyevin

adını daşıyan dövrü sistemi yaradılmışdır. Bu gün tarix doğrudan da təkrar olunur, özü də materiya quruluşunun daha dərin, daha incə səviyyəsində. Mikroaləmdə-elementar zərrəciklər aləmində də məhz belə bir sistem, belə bir nizam yaratmaq və bununla da fundamental və qurma zərrəcikləri ayırd etmək zərurəti meydana gəlmişdir.

Hazırda məlum olan zərrəcikləri əsasən üç sinfə bölmək olar (§11-ə bax): **leptonlar, hadronlar və kalibronlar**. Lepton və kalibron siniflərinə daxil olan zərrəciklər bütün məlum proseslərdə özlərini həqiqi elementar zərrəciklər kimi aparırlar. Hadronlar sinfinə daxil olan zərrəciklər isə mürəkkəb, qurma zərrəciklərdir. Odur ki, zərrəciklərin quruluş, tərkib modelləri haqqında söhbət getdikdə məhz hadronların nəzərdə tutulduğu başa düşülməlidir.

Hadronların tərkib modellərinin qurulması cəhdlərinin ilk dövrlərində (1949-1963-cü illər) məlum zərrəciklərdən bir neçəsi ilkin zərrəciklər kimi qəbul edilib qalanları onlardan qurulurdu. Bir model digərindən, əsasən, ilkin kimi götürülən zərrəciklərin növünə və sayına görə fərqlənirdi. Məsələn, yuxarıda adı çəkilən Fermi-Yanq modelində proton (P), neytron (n) və onların antiləri (\tilde{p}, \tilde{n}) ilkin zərrəciklər olaraq götürülür, pionlar (π^+, π^0, π^-) isə onlardan qurulur (§30-a bax). Qeyd edək ki, bu qəbildən olan (yəni əsasına ilkin zərrəciklər olaraq məlum zərrəciklər qoyulan)

modellər sırasında ən məşhuru, necə deyərlər, ən çox yaşayanı Sakata modeli (1956) olmuşdur. Həmin modelə görə proton, neytron, lyambda (Λ)-hiperon və onların antiləri ilkin, qalan məlum hadronlar (söhbət adi və qəribə hadronlardan gedir – §11 və §17-yə bax) isə onlardan qurulmuş mürəkkəb obyektlərdir. Lakin təcrübi faktların sayı artdıqca, bu tipli modellərin gücsüzlüyü aşkara çıxmağa başladı.

6. 1964-cü il və sonrakı dövr. Hazırda hadronların 1964-cü ildə bir-birindən asılı olmadan M.Gell-Mann və G.Sveyq tərəfindən irəli sürülən və sonralar genişləndirilən quruluş modeli realist hesab olunur. Bu modelə görə bütün hadronlar hər biri üç kvant halında («rəng»də) ola bilən altı növ kvark və onların antilərindən qurulmuşdur (IV fəslə bax).

Beləliklə, müasir nəzəriyyə və təcrübi faktlara əsasən ilkin, həqiqi elementar zərrəciklər olaraq bugün leptonlar, kvarklar və kalibronlar qəbul edilir. Bu, elementarlıq probleminin son həll mərhələsidirmi?

§2. Atom və nüvə. Subatom və subnüvə fizikası

Atom–kimyəvi elementin elə ən kiçik hissəsidir ki, o, elementin xassələrini özündə ehtiva edir. Atomun bütün fiziki və kimyəvi xassələri onun quruluşunun xüsusiyyətləri ilə müəyyən olunur. Atom müsbət elektrik yüklü ağır nüvədən və onun sahəsində hərəkət edən mənfi yüklü yüngül elektronlardan ibarətdir. Atom bütövlükdə neytraldır. Onun ölçüsü $r_A \sim 10^{-10} m$ tərtibindədir.

Nüvə – atomun müsbət yüklü ağır «mərkəzi» hissəsidir. Nüvə 1911-ci ildə Ernest Rezerford tərəfindən kəşf edilmişdir (α - zərrəciklərin maddədən keçərkən səpilməsi təcrübələrində). O, müsbət yüklü proton və elektrikcə neytral neytronlardan təşkil olunmuşdur.

Nüvənin ölçüsü $r_N \sim 10^{-15} m$ tərtibindədir. Göründüyü kimi,

$$\frac{r_N}{r_A} \sim 10^{-5} \quad \left(\frac{r_A}{r_N} \sim 10^5 \right).$$

Buradan çıxır ki, əgər biz nüvəni $1 sm$ radiuslu kürəcik kimi təsəvvür etsək, onda atom $\sim 1 km$ radiuslu sfera kimi təsəvvür olunmalıdır.

Bu kitabda biz bəzən (və qəsdən – fizikada işlədilən belə terminlərlə oxucunu tanış etmək üçün) subatom və subnüvə fizikası terminlərindən istifadə edəcəyik. **Subatom fizikası** dedikdə, atomun ölçüsündən kiçik məsafələrdə baş verən hadisələr fizikası, başqa sözlə, fizikanın, ölçüləri atomun ölçüsündən kiçik olan obyektləri – atom nüvəsi və elementar zərrəcikləri öyrənən bölməsi

başə düşülür. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, fizikanın nüvə və elementar zərrəciklər bölmələri çoxlu ümumi cəhətlərə malikdir və bu səbəbdən də, bizcə, onları birgə, bir-birilə sıx əlaqədə öyrənmək (tədris etmək) gərəkdir. Bu kitabda biz əsasən **subnüvə fizikası** adlandırılan elementar zərrəciklər fizikasıdan söhbət edəcəyik.

Budur, bir əsrdən də çox müddətdir ki, subatom fizikası fiziklər üçün sürprizlər, gözlənilməz hadisələr, qeyri-adi yeniliklər və təbiət qanunlarına yeni baxışlar mənbəyinə çevrilmiş, fizikanın aparıcı sahəsi olmuşdur. Qeyd edək ki, subatom fizikası öz inkişafını 1896-cı ildə Fransa alimi Anri Bekkerel tərəfindən radioaktivlik hadisəsinin kəşfi ilə başlamışdır.

§3. Ölçü vahidləri haqqında

Fizikada bir qayda olaraq **Beynəlxalq Vahidlər Sistemindən** (*BVS* və ya, qısaca olaraq, *BS* -dən) istifadə edilir. Orta məktəb kursundan məlum olduğu kimi, bu sistemdə uzunluq vahidi metr (*m*), zaman vahidi saniyə (*san*) və kütlə vahidi kiloqramdır (*kg*). Lakin enerji (*E*), kütlə (*m*) və impuls (*P*) arasında mövcud olan

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \quad (1)$$

Eynşteyn münasibətindən istifadə edərək, subatom fizikasında kütləni, eləcə də impulsu enerji vahidləri ilə ifadə edirlər (bu daha əlverişli hesab olunur).

Əgər m kütləli zərrəcik sükunətdə olarsa ($p=0$), onda (1) ifadəsilə təyin olunan tam enerji yalnız

$$E_0 = mc^2 \quad (2)$$

sükunət enerjisindən ibarət olar. Əgər enerjini elektronvollarla (eV -lərlə) ifadə etsək, onda (2)-yə əsasən kütlə eV/c^2 vahidlərilə ifadə olunur.

Əgər zərrəcik sükunət kütləsinə malik olmazsa ($m=0$), onda (1) düsturu

$$E = pc \quad (3)$$

şəklinə düşər. Buradan da çıxır ki, impuls eV/c vahidləri ilə ifadə olunur.

Xatırlayaq ki, $1eV$ -aralarındakı potensiallar fərqi $1V$ olan iki nöqtə arasında sürətlənən (təcillənən) elektronun qazandığı enerjidir, yəni

$$\begin{aligned} 1eV &= 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl (Kulon)} \cdot 1V (\text{Volt}) = \\ &= 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C (Coul)} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ erq.} \end{aligned}$$

(1)-(3) düsturlarından aydındır ki, nə üçün subatom fizikasında kütlənin eV/c^2 vahidi, impulsun eV/c vahidi daha əlverişlidir. Doğrudan da, əgər zərrəciyin kütləsi və enerjisi məlumdursa, onda (1) düsturuna əsasən onun eV/c vahidlərilə ifadə olunmuş impulsunun qiymətini dərhal təyin etmək olar.

Yazılışın qısalığı üçün bəzən kütlənin vahidindəki c^2 -ni buraxıb, elementar zərrəciyin

kütləsini bilavasitə elektronvoltlarla (eV), meqaelektronvoltlarla (MeV) və s. göstərilər. Məsələn, elektronun kütləsini $\sim 0,51MeV$, protonun kütləsini $\sim 938MeV$ və s. kimi yazırlar. Eləcə də yazılışın sadəliyi xatirinə impulsun vahidindəki c -ni buraxıb, elementar zərrəciyin impulslarını da enerji vahidləri ilə göstərilər.

Cədvəl 3.1- də yuxarıda göstərilən vahidlərin ($m, san, eV, eV/c^2, eV/c$) onluq misilləri və onluq hissələrini (qisimlərini) göstərən önlüklərin (ön sözlərin) adları gətirilmişdir. Məsələn, $10^9 eV = 1GeV$ (qıqaelektronvolt), $10^{-9} san = 1nsan$ (nanosaniyə), $10^{-15} m = 1fm$ (femtometr). Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, bu sonuncu vahid (1 femtometr) nüvə və elementar zərrəciklər fizikasında çox tez- tez rast gəlinir. Enriko Ferminin şərəfinə onu, sadəcə olaraq, **fermi**

Cədvəl 3.1

Dərəcə	Önlük	Simvol	Dərəcə	Önlük	Simvol
10^1	deka	<i>d</i>	10^{-1}	desi	<i>d</i>
10^2	hekto	<i>h</i>	10^{-2}	santi	<i>s</i>
10^3	kilo	<i>k</i>	10^{-3}	milli	<i>m</i>
10^4	meqa	<i>M</i>	10^{-4}	mikro	<i>mk</i>
10^9	qiqa	<i>G</i>	10^{-9}	nano	<i>n</i>
10^{12}	tera	<i>T</i>	10^{-12}	piko	<i>p</i>
			10^{-15}	femto	<i>f</i>
			10^{-18}	atto	<i>a</i>

adlandırırlar, yəni $10^{-15} m = 1 fm$ (maraqlıdır ki, $10^{-15} m$ məsafənin düzgün «femtometr» adı ilə ona alimin şərəfinə verilən «fermi» adının qısaltılmış yazılışları eynidir – fm).

Subatom fizikasında Beynəlxalq Sistemin vahidləri ilə yanaşı, digər (sistemdənənar) vahidlərdən də istifadə olunur. Yuxarıda adını çəkdiyimiz fermi bu qəbildən olan uzunluq vahididir. Onun kvadratının 100 misli sahə (reaksiya kəsiyi) vahidi kimi istifadə olunur və **barn** adlandırılır:

$$1barn = 10^2 fm^2 = 10^{-28} m^2.$$

§4. Təbii Vahidlər Sistemi və onun Beynəlxalq Vahidlər Sistemi ilə əlaqəsi

Elementar zərrəciklər fizikasında düsturların yazılışının sadəliyi üçün bir çox hallarda **Təbii Vahidlər Sistemi** (*TVS* və ya, sadəcə olaraq, *TS*) adlanan sistemdən istifadə olunur. Həmin sistemlə tanış olaq. Bu sistemdə işığın boşluqdakı sürəti c , Plank sabiti h və Bolsman sabiti k vahidə bərabər qəbul edilir:

$$c = h = k = 1. \quad (1)$$

Aydınır ki, bu sistemdə sürət (v), təsir (S) və impuls momenti (M) ölçüsüz kəmiyyət olacaq: $[v]=[S]=[M]=1$, fəza koordinatları (r) və zaman (t) eyni ölçülü kəmiyyətlərə çevriləcək: $[r]=[t]$ (çünki $r = vt$). Bu sistemdə enerji (E), impuls (P) və

kütlə (m) də eyni ölçülü kəmiyyətlərdir: $[E]=[p]=[m]$ (çünki $E=mc^2, p=mv$). Əgər enerji ilə tezlik ($\omega=2\pi/T$) arasında olan $E=\hbar\omega$, impuls ilə dalğa uzunluğu (λ) arasında olan $p=\hbar/\lambda$ əlaqələrini yada salsaq, yaza bilərik*:

$$[r^{-1}]=[t^{-1}]=[E]=[p]=[m]. \quad (2)$$

Əgər sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerjinin $E=kT/2$ olduğunu yada salsaq, deyə bilərik ki, TS -də temperatur da enerji vahidlərilə ölçülür: $[T]=[E]$.

Asanca əmin olmaq olar ki, Beynəlxalq Vahidlər Sisteminin əsas vahidləri TS -də aşağıdakı kimi görünür:

$$\begin{aligned} 1m &= \frac{4,7546 \cdot 10^{15}}{m_p} \cdot \frac{1}{c} \rightarrow \frac{4,7546 \cdot 10^{15}}{m_p}, \\ 1san &= \frac{1,4254 \cdot 10^{24}}{m_p} \cdot \frac{1}{c^2} \rightarrow \frac{1,4254 \cdot 10^{24}}{m_p}, \\ 1kq &= 5,9787 \cdot 10^{26} m_p, \\ 1K &= 9,1853 \cdot 10^{-14} m_p \frac{c^2}{k} \rightarrow 9,1853 \cdot 10^{-14} m_p, \end{aligned} \quad (3)$$

burada m_p —protonun kütləsidir. Bu hesablamalarda və aşağıda sabitlərin

* Bu nəticəyə TS -də Et və pr hasillərinin (təsirlərinin) ölçüsüz kəmiyyət olmalarına (yəni $[Et]=[pr]=[]=1$) əsasən də gəlmək olar.

$$\begin{aligned}
 c &= 2,9979 \cdot 10^8 \frac{m}{san}, \\
 &= 1,0546 \cdot 10^{-34} C \cdot san, \\
 k &= 1,3807 \cdot 10^{-23} \frac{C}{K}
 \end{aligned}$$

(4)

qiymətlərindən, eləcə də protonun kütləsinin $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} kq$ qiymətindən istifadə edilmişdir.

(3) münasibətlərinə əsasən alınır ki, adi vahidlərə keçid

$$\begin{aligned}
 \frac{m_p}{m_p c} &= 2,1032 \cdot 10^{-16} m, \\
 \frac{m_p}{m_p c^2} &= 7,0156 \cdot 10^{-25} san, \\
 \frac{1}{m_p} &= 5,9787 \cdot 10^{26} kq^{-1} (m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} kq), \\
 \frac{m_p c^2}{k} &= 1,0887 \cdot 10^{13} K
 \end{aligned}$$

(5)

münasibətlərini nəzərə almaqla həyata keçirilir.

TS -də kəmiyyətləri adətən enerji vahidlərində ifadə edirlər. Bunun üçün (3)-də protonun kütləsini $m_p = 0,93828 GeV$ ($m_p c^2 = 0,93828 GeV$) kimi, yəni enerji vahidlərində götürmək lazımdır. Onda alırıq:

$$1m = 5,0674 \cdot 10^{15} \frac{c^2}{GeV} \rightarrow 5,0674 \cdot 10^{15} GeV^{-1},$$

$$1san = 1,5192 \cdot 10^{24} \frac{c^2}{GeV} \rightarrow 1,5192 \cdot 10^{24} GeV^{-1},$$

$$1kq = 5,6097 \cdot 10^{26} \frac{GeV}{c^2} \rightarrow 5,6097 \cdot 10^{26} GeV,$$

$$1K = 8,6184 \cdot 10^{-14} \frac{GeV}{k} \rightarrow 8,6184 \cdot 10^{-14} GeV.$$

(6)

İndi də əks münasibətləri yazaq:

$$1GeV = 5,0674 \cdot 10^{15} m^{-1} \quad (GeV^{-1} = 1,9734 \cdot 10^{-16} m),$$

$$1GeV = 1,5192 \cdot 10^{24} san^{-1} \quad (GeV^{-1} = 6,5824 \cdot 10^{-25} san),$$

$$1GeV = 1,7826 \cdot 10^{-27} kq,$$

$$1GeV = 1,1604 \cdot 10^{13} K.$$

(7)

Bir misal olaraq, BS və TS -də qravitasiya və zəif qarşılıqlı təsir sabitlərinin qiymətlərini gətirək:

$$G_N = 6,672 \cdot 10^{-11} \frac{m^3}{kq \cdot san^2} = \frac{5,904 \cdot 10^{-39}}{m_p^2} \quad \text{■} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{5,904 \cdot 10^{-39}}{m_p^2},$$

$$G_F = 1,436 \cdot 10^{-62} C \cdot m^3 = \frac{1,027 \cdot 10^{-5}}{m_p^2} \frac{3}{c} \rightarrow \frac{1,027 \cdot 10^{-5}}{m_p^2}.$$

(8)

Enerji vahidlərində

$$G_N = 6,706 \cdot 10^{-39} GeV^{-2},$$

$$G_F = 1,166 \cdot 10^{-5} GeV^{-2}.$$

(9)

Qravitasiya və zəif qarşılıqlı təsir sabitlərinin BS -dəki (8) qiymətlərinə ötəri nəzər G_N -in G_F -dən çox-çox böyük olması təsəvvürü yaradır. Lakin sabitlərin TS -dəki (9) qiymətləri (eyni vahidlərə gətirilmiş) göstərir ki, əslində məsələ tərsinədir: qravitasiya sabiti zəif qarşılıqlı təsir sabitindən 33-34 tərtib kiçikdir.

Əgər Bolsman sabitinin qiymətində [(4)-ə bax] Couldan elektronvolta keçsək ($1C = 6,2414 \cdot 10^{18} eV$),

$$k = 8,6175 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K} = \frac{1eV}{11604K},$$

buradan

$$1eV = k \cdot 11604K .$$

(10)

Deməli, Bolsman sabiti k Kelvin temperaturundan enerji vahidlərinə keçid əmsəlidir. Göründüyü kimi, (7) münasibətlərinin sonuncusu elə, TS -də ($k=1$ halında) götürülmüş (10) münasibətidir.

Daha bir maraqlı məsələ barədə. İki relyativist zərrəciyin qravitasiya qarşılıqlı təsiri inersiya mərkəzi sistemində onların enerjisinin kvadratı kimi artmalıdır. Bu enerjinin elə bir xarakterik qiyməti vardır ki, həmin qiymətdə qravitasiya qarşılıqlı təsiri güclü olur. Bu qiymət **Plank kütləsi** adlanır (adətən, sadəcə olaraq, belə deyirdilər ki, aşağıdakı münasibətlə təyin olunan kütləyə Plank kütləsi deyilir):

$$m_p = \sqrt{\frac{c}{G_N}} = 2,177 \cdot 10^{-8} kq = 1,221 \cdot 10^{19} GeV . \quad (11)$$

Məlum elementar zərrəciklərin kütlələri və sürətləndiricilərdə əldə edilən enerjilər m_p ilə müqaisədə nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğundan, müasir elementar zərrəciklər fizikasında qravitasiya qarşılıqlı təsirin rolu fəvqəladə dərəcədə kiçikdir.

§5. Proses və hadisələrin bəzi təsnif əlamətləri

Elementar zərrəciklər fizikasının müasir fizika elmində yerini müəyyən etmək üçün fiziki proses və hadisələri müəyyən qayda ilə təsnif etmək lazımdır. Fizikanın inkişaf tarixi göstərir ki, fiziki proses və hadisələrin təsnif əlaməti rolunu yalnız onlar üçün xarakterik olan kəmiyyətlər oynaya bilər. Sürət (enerji) və miqyas bu qəbildən olan xarakteristikaldır.

5.1. Fiziki proseslərin sürətə (enerjiyə) görə təsnifi. Məlum olduğu kimi, təbiətdə minimal sürət sıfır, maksimal sürət isə xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinə görə işığın boşluqdakı sürətinə (c) bərabərdir. Sərbəst zərrəciyin tam enerjisi (E) onun sükunət (mc^2) və kinetik (T) enerjilərinin cəminə bərabərdir, yəni

$$E = mc^2 + T .$$

Zərrəciyin minimal kinetik enerjisi sıfıra bərabər ($T_{\min} = 0$) olduğundan, onun minimal tam enerjisi sükunət enerjisinə bərabərdir:

$$E_{\min} \equiv E_0 = mc^2.$$

Cismin maksimal enerjisinə (temperaturuna) gəldikdə isə onun nəyə bərabər olduğunu demək çətinidir, o, məlum deyildir (ola bilsin ki, hələlik). Deməli, limit enerjinin (və ya limit temperaturun) mövcudluğu sualı bu gün açıqdır.

Əgər zərrəciyin (cismin) sürəti işıq sürətinə nəzərən çox-çox kiçikdirsə ($v \ll c$) və ya kinetik enerjisi sükunət enerjisindən çox-çox kiçikdirsə ($T \ll mc^2$), onda belə zərrəciyə (cismə) **qeyri-relyativist zərrəcik (cisim)** deyilir və belə zərrəciklərlə əlaqədar hadisələri Nyuton mexanikasına əsaslanan qeyri-relyativistik fizika öyrənir.

Əgər zərrəciyin sürəti işıq sürətilə müqayisə ediləndirsə ($v \sim c$) və ya zərrəciyin kinetik enerjisi onun sükunət enerjisilə müqayisə olunandırısa ($T \sim mc^2$), onda belə zərrəcik **relyativist zərrəcik** adlanır. Əgər $T \gg mc^2$ olarsa, onda belə zərrəciyə **ultrarelyativist zərrəcik** deyilir. Relyativist və ultrarelyativist zərrəcikləri xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinə əsaslanan relyativistik fizika öyrənir.

Baxılan təsnif əlamətlərinə müvafiq fundamental sabit işığın boşluqdakı sürətidir: $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/san. .

Relyativistik mexanika xüsusi hal kimi özündə Nyuton mexanikasını saxlayır və $c \rightarrow \infty$ limit halında o, Nyuton mexanikasına keçir.

5.2. Fiziki hadisələrin miqyasa görə təsnifi. İndi də fiziki hadisələri öz xarakterik miqyaslarına görə, yəni tədqiq olunan obyektlərin tipik ölçülərinə və ya onlar arasındakı tipik məsafələrə görə sistemləşdirək. Müasir fizikanın nail olduğu **minimal məsafə** təxminən $\sim 10^{-18} m$ tərtibindədir. Bu o deməkdir ki, sürətləndiricilərdə alınan elektron dəstələrinin köməylə zərrəciklərin quruluşunu məhz bu dərinliyədək yoxlamaq mümkün olur.

Astronomların «əllərinin çatdığı» (əməliyyat apardıqları) **maksimal məsafə** təxminən $\sim 10 \text{ mlrd işıq ili} \approx 10^{26} m$ -dir*. Bu, Kainatın görünən hissəsinin ölçüsüdür və ola bilsin ki, bu elə Kainatın ölçüsünə yaxındır (əlbəttə, Kainat qapalıdırsa). Yuxarıda göstərilən məsafələrlə xarakterik zamanlar əlaqədardır. Onları almaq üçün xarakterik ölçüləri xarakterik sürətə bölmək lazımdır. Belə sürət olaraq, işıq sürəti götürülür. Beləliklə, **minimal zaman** üçün alırıq:

* **İşıq ili** – astronomiyada işlədilən sistemdənkənar uzunluq vahididir. 1 işıq ili – boşluqda işığın bir ildə qət etdiyi məsafədir. Asanca görmək olar ki, **1 işıq ili = 9,4605 · 10¹⁵ m**. Qeyd edək ki, astronomiyada **parsek (ps)** adlandırılan böyük uzunluq vahidindən də istifadə olunur: **1 ps = 3,0857 · 10¹⁶ m**, odur ki, **1 işıq ili = 0,30659 ps**. Həmçinin xatırlayaq ki, **1 il = 3,1557 · 10⁷ san**.

$$t_{\min} \sim \frac{10^{-18} m}{c} = \frac{1}{3} \frac{10^{-18}}{10^8} \text{ san} \approx 10^{-26} \text{ san}.$$

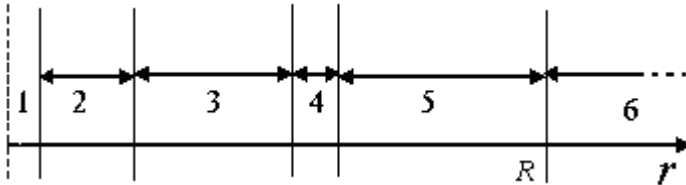
Yada salaq ki, laboratoriyada qeyd edilən ən dayanıqsız zərrəciyin yaşama müddəti $\sim 10^{-24} \text{ san}$ tərtibindədir (§11, §12-yə bax).

Maksimal zaman üçün

$$t_{\max} \sim \frac{10 \text{ mlrd işıq ili}}{c} \approx \frac{1}{3} \frac{10^{26}}{10^8} \text{ san} \approx 10^{18} \text{ san} \sim 10 \text{ mlrd il}$$

alırıq. Bu rəqəm Kainatın yaşı ilə tutuşdurulur; müasir baxışlara əsasən Kainatın yaşı 10–15 mlrd ildir.

Beləliklə, yuxarıda deyilənləri də nəzərə almaqla, fiziki hadisələri onlar üçün xarakterik olan miqyaslara görə aşağıdakı kimi sistemləşdirmək olar (şəkil 5.1):



Şəkil 5.1. Dünyanın miqyasa görə təsnifi:

1. Submikroaləm ($< 10^{-18} m$);
2. Müasir yüksək enerjilər fizikası ($10^{-18} - 10^{-15} m$);
3. Nüvə və aşağı enerjili zərrəciklər fizikası ($10^{-15} - 10^{-10} m$);
4. Molekulyar və atom fizikası ($10^{-10} - 10^{-8} m$)
[1-4 oblastları birlikdə (başqa sözlə, $r \leq 10^{-8} m$ şərtini ödəyən oblast) mikroaləmi təşkil edir];
5. Makroaləm ($10^{-8} m - R$, $R = 100 \text{ mln işıq ili}$);
6. Meqaaləm ($r > R$).

1. $10^{-18} m$ -dən kiçik məsafələrdə **submikroaləm** oblastı yerləşir. Bu oblastda, ola bilsin ki, adi fəza-zaman konsepsiyaları öz mənasını itirir. İstisna deyildir ki, məsələn, hansısa fundamental uzunluq mövcuddur, fəza və zaman isə diskret quruluşa malikdir (kvantlanır).

$10^{-18} m$ -dən $10^{-15} m$ -dək müasir **yüksək enerjilər fizikası** hökm sürür. $10^{-15} - 10^{-10} m$ məsafə **nüvə və aşağı enerjili zərrəciklər fizikası** üçün xarakterikdir. $10^{-10} m$ -dən $10^{-8} (10^{-7}) m$ -dək **molekulyar və atom fizikası** hökm sürür. Beləliklə, $r < 10^{-8} m$ məsafələrdə baş verən hadisələr **mikroaləm** hadisələridir. Bu aləmi **kvant fizikası** öyrənir. Göründüyü kimi, mikroaləm, necə deyərlər, incə quruluşa malikdir.

2. Bizi əhatə edən cisimlər «adi» ölçülərə malikdir və **makroaləmi** təşkil edirlər. Bu aləmi, ümumi dildə desək, **makroskopik fizika** öyrənir.

3. Xarakterik miqyasları $R > 100 m$ *ışq ili şərtini* ödəyən cisimlər aləmi **meqadünya (meqaaləm)**, bu **kosmologiya** adlanır. aləmin xassələrini və təkamülünü öyrənən elm

§6. Fundamental qarşılıqlı təsirlər haqqında ümumi məlumat

Fiziki proses və hadisələrin təsnif əlamətlərindən biri fundamental qarşılıqlı təsirdir. Bizi əhatə edən aləmdə baş verən hadisələrin müxtəlifliyinə və

olduqca böyük rəngarəngliyinə baxmayaraq, onlar cəmişi dörd fundamental (əsas) qarşılıqlı təsirlə şərtlənir: **güclü, elektromaqnit, zəif və qravitasiya** qarşılıqlı təsirlərlə.

Hazırda yüzlərlə elementar zərrəcik məlumdur. Bu zərrəciklər hədsiz sayda prosesdə (elastik və qeyri-elastik səpilmə, parçalanma, yaranma, məhv olma və s.) iştirak edirlər.

Hər bir fundamental qarşılıqlı təsir əsasən üç ədədi parametrlə xarakterizə olunur: **intensivlik, təsir radiusu və təsir müddəti**. Hər bir fundamental qarşılıqlı təsir üçün bu parametrlərin qiymətləri cədvəl 6.1-də gətirilmişdir.

Cədvəl

6.1

Qarşılıqlı təsir	İntensivlik	Təsir radiusu (m)	Xarakterik zaman (səsn)
Güclü	0,1–10	10^{-15}	$\sim 10^{-23}$
Elektromaqnit	1/137	∞	$\sim 10^{-20}$
Zəif	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$	$\sim 10^{-13}$
Qravitasiya	$\sim 10^{-38}$	∞	

Güclü qarşılıqlı təsir. Bu qarşılıqlı təsir elementar zərrəciklərin hadronlar adlanan (§11-ə bax) çox böyük qisminə xasdır. Onların ən məşhur nümayəndələri

proton (p) və neytrondur (n). Güclü qarşılıqlı təsirin ən vacib təzahürü nüvə qüvvələridir.

Güclü qarşılıqlı təsir ən intensiv olub, $\sim 10^{-15} m$ təsir radiusuna və $\sim 10^{-24} - 10^{-23} san$ təsir müddətinə malikdir. Güclü qarşılıqlı təsirin nəzəriyyəsi **kvant xromodinamikası** (KXD) adlanır. O, kvant elektrodinamikasına bənzər yaradılır. Güclü qarşılıqlı təsir **qlüonlar** adlanan zərrəciklər vasitəsilə ötürülür (ətraflı §35 və §39-a bax).

Elektromaqnit qarşılıqlı təsir. Bu qarşılıqlı təsir elektrik yüklü zərrəciklərə xasdır. Elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə bilvasitə neytral zərrəciklər də iştirak edə bilər. Bu qarşılıqlı təsir **foton** vasitəsilə ötürülür (ətraflı § 37-yə bax). Elektromaqnit qarşılıqlı təsirin nəzəriyyəsi **kvant elektrodinamikası** (KED) adlanır.

Fundamental qarşılıqlı təsirlərin ən geniş təsir dairəsinə malik olanı və ən yaxşı öyrəniləni elektromaqnit qarşılıqlı təsirdir. Sonsuz böyük təsir radiusuna və kifayət qədər böyük intensivliyə malik olduğuna görə (cədvəl 6.1-ə bax) elektromaqnit qarşılıqlı təsir özünü həm meqadünyada, həm makrodünyada və həm də mikroaləmdə nəzərəçarpan dərəcədə göstərir. Xüsusi halda o, nüvə ilə elektronlar arasında əlaqə yaradır, nəticə etibarilə atomun (və molekulun) mövcudluğunu şərtləndirir. Qeyd edək ki, ağırlıq qüvvəsindən başqa qalan bütün qüvvələr – elastiklik qüvvəsi,

sürtünmə qüvvəsi, səthigərilmə qüvvəsi və s.– elektromaqnit qarşılıqlı təsirə gətirilir.

Zəif qarşılıqlı təsir. Bu qarşılıqlı təsir demək olar ki, bütün elementar zərrəciklərə xasdır. Onun ən məşhur təzahürü beta-parçalanma prosesidir.

Cədvəldən göründüyü kimi, zəif qarşılıqlı təsir çox kiçik təsir radiusuna, kiçik intensivliyə və bunların nəticəsi olaraq nisbətən böyük təsir müddətinə malikdir. Təsir radiusu kiçik olduğundan, o, yalnız mikroaləmdə meydana çıxır. Zəif qarşılıqlı təsirin daşıyıcıları ağır W^{\pm} və Z **bozonlardır** (ətraflı §38-ə bax).

Qravitasiya qarşılıqlı təsiri. Bu qarşılıqlı təsirdə bütün zərrəciklər, eləcə də makro və meqadünyaların bütün cisimləri iştirak edir. Olduqca kiçik intensivliyə malik olduğundan (cədvəl 6.1-ə bax), mikroaləmdə bu qarşılıqlı təsirin rolu nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçikdir. Qravitasiya qarşılıqlı təsiri **qgraviton** vasitəsilə ötürülür.

Cədvəl 6.2-də dünyanın quruluş mənzərəsi gətirilmişdir. Təbiətdə zəif qarşılıqlı təsirlə qurulan obyekt məlum deyildir.

Cədvəl 6.2

Qurulan obyekt	Kərpik	Sement	Qarşılıqlı təsir
Nüvə	p, n	qlüonlar	güclü
Atom (molekul)	nüvə, e^- (atomlar)	foton	elektromaqnit
Kainat	göy cisimləri	qgraviton	qgravitasiya

İndi qarşılıqlı təsirlərin intensivlikləri üzərində bir qədər ətraflı dayanaq. Fundamental qarşılıqlı təsirlərin intensivliklərini müqayisə etmək üçün onları ölçsüz sabitlərlə ifadə etmək qəbul olunmuşdur (bu daha əyani və daha münasibdir). Asanca görmək olar ki, fundamental c və sabitlərinin (eləcə də bəzi digər məlum kəmiyyətlərin) köməyiylə belə kombinasiyalara qurmaq olar.

Bildiyimiz kimi, elektromaqnit qarşılıqlı təsirin intensivliyi elementar elektrik yükü

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \quad (1)$$

ilə əlaqələndirilir. Lakin bu kəmiyyət ölçüyə malikdir və odur ki, onu

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 c} \approx \frac{1}{137,03} \quad (2)$$

ölçsüz kombinasiya şəklinə salır və elektromaqnit qarşılıqlı təsirin intensivliyini onun vasitəsilə ifadə edirlər. (2) ifadəsində \hbar – Plank sabiti ($\hbar = h/2\pi = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$), c – işığın boşluqda yayılma sürəti

($c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/san}$), ϵ_0 – elektrik sabitidir ($\epsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ F/m}$). Bəzən

$$e_* = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \approx 1,52 \cdot 10^{-14} \text{ kq}^{1/2} \text{ m}^{3/2} \text{ san}^{-1}$$

(3)

kimi işarələmə qəbul edərək, **incə quruluş sabiti** α -ni

$$\alpha = \frac{e_*^2}{c} \approx \frac{1}{137,03} \quad (4)$$

kimi yazırlar.

Qeyd edək ki, başqa fundamental qarşılıqlı təsirlərin də intensivlikləri həmin qarşılıqlı təsirlərə xas olan «yük»lə (əlaqə sabitləri ilə) əlaqələndirilir.

Zəif qarşılıqlı təsirin intensivliyini ənənəvi olaraq Fermi sabiti adlanan G_F kəmiyyətilə («zəif yük»lə) əlaqələndirirlər. Bu sabit

$$G_F \approx 1,436 \cdot 10^{-62} \text{ C} \cdot \text{m}^3 \quad (5)$$

kimi təyin olunur. Göründüyü kimi, G_F sabitinə müvafiq ölçüsüz kombinasiyanı yaratmaq üçün hansısa kütlə, daha doğrusu, hansısa zərrəciyin kütləsini daxil etmək lazımdır. Belə zərrəcik olaraq, adətən, proton götürülür və zəif qarşılıqlı təsirin intensivliyini aşağıdakı kimi xarakterizə edirlər:

$$\beta = \frac{G_F^2}{(\hbar)^2} \left(\frac{m_p c}{\hbar} \right)^4 \approx 1,054 \cdot 10^{-10}.$$

(6)

Zəif qarşılıqlı təsirin intensivliyinin ölçüsü kimi çox vaxt

$$\sqrt{\beta} = \frac{G_F}{\hbar} \left(\frac{m_p c}{\hbar} \right)^2 \approx 1,027 \cdot 10^{-5} \quad (7)$$

kəmiyyətindən istifadə edirlər. (6)-nın (2) ilə müqayisəsindən görünür ki, zəif qarşılıqlı təsir elektromaqnit qarşılıqlı təsirə nəzərən çox zəifdir (onun adı da elə buradandır). Əgər (7)-də TVS -yə keçsək ($c = \hbar = 1$), onda

$$G_F = \frac{1,027}{m_p^2} 10^{-5} \sim \frac{10^{-5}}{m_p^2}$$

(8)

yaza bilərik. Qeyd edək ki, yüksək enerjilər fizikasına aid ədəbiyyatlarda Fermi sabiti üçün əksər hallarda (5) yox, məhz (8) qiyməti gətirilir.

Ümumdünya cazibə qanunundan məlum olduğu kimi, qravitasiya qarşılıqlı təsirində «yük» rolunu $\sqrt{G_N}$ m kəmiyyəti oynayır, burada m –hansısa zərrəciyin kütləsi, G_N –qravitasiya (Nyuton) sabitidir:

$$G_N = 6,672 \cdot 10^{-11} \frac{m^3}{kg \cdot san^2}.$$

Yuxarıda baxdığımız hallarda olduğu kimi, yenə $m = m_p$ götürək. Bu halda qravitasiya qarşılıqlı təsirin intensivliyi ölçüsüz

$$\gamma = \frac{G_N m_p^2}{c} \approx 6 \cdot 10^{-39} \quad (9)$$

kəmiyyətilə müəyyən olunur. Aydınır ki, γ -nın α - ya nisbəti bir-birindən fiksə edilmiş məsafədə yerləşən iki protonun qravitasiya və elektromaqnit qarşılıqlı təsir intensivliklərinin nisbətlərinə bərabərdir, yəni

$$\frac{\gamma}{\alpha} = \frac{G_N m_p^2}{e_*^2} \approx 8 \cdot 10^{-37}. \quad (10)$$

Göründüyü kimi, bu nisbət olduqca kiçik kəmiyyətdir. γ kəmiyyəti hətta zəif qarşılıqlı təsir sabiti β - dan da çox tərtib kiçikdir ($\gamma/\beta \sim 10^{-28}$). Ona görə də elementar zərrəciklər dünyasında qravitasiya qarşılıqlı təsiri adətən nəzərə almırlar.

Nəhayət, güclü qarşılıqlı təsirin intensivliyi barədə. Keçən əsrin 50-ci illərinin əvvəllərində hadronlardan yalnız nuklonlar (proton və neytron) və pionlar məlum idi. Nüvə qüvvələrinə nuklonların bir-birilə pionlar vasitəsilə mübadiləsinin nəticəsi kimi baxılır və qarşılıqlı təsir hamiltonianı üçün bir-birilə rəqabət aparən iki sxem irəli sürülürdü (daha ətraflı §39-a bax). Bu sxemlərdə aparılan nəzəri hesablamaların nəticələrinin təcrübə ilə müqayisəsi ölçüsüz əlaqə sabitləri («güclü yüklər») üçün

$$\frac{g^2}{c} \approx 14, \quad \frac{f^2}{c} \approx 0,08$$

(11)

qiymətlərinə gətirir. Cədvəl 6.1-də güclü qarşılıqlı təsirin intensivliyi olaraq məhz bu kəmiyyətlərin yuvarlaqlaşdırılmış orta qiymətləri gətirilmişdir. Qarşılıqlı təsirlərin müqayisəsində güclü qarşılıqlı təsirin intensivliyi adətən vahid tərtibində götürülür. Beləliklə, deyə bilərik ki, güclü qarşılıqlı təsir elektromaqnit qarşılıqlı təsirdən kifayət qədər intensivdir. Elə buna görə də o, güclü qarşılıqlı təsir adlanır.

Sonda qeyd edək ki, yalnız keçən əsrin 70-ci illərində elementar zərrəciklərin vahid elektrozaif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi (Vaynberq-Səlam-Qleşou nəzəriyyəsi) yaradıldıqdan və böyük müvəffəqiyyət qazandıqdan sonra güclü qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinin yeni, realist formasının əsası qoyuldu (bu barədə VI fəslə bax).

§ 7. Atom, nüvə və onların tərkibinin müəyyənləşdirilməsi barədə qısa tarixi xülasə

7.1. Atomun mürəkkəbliyinə dəlalət edən ilk signal. Belə signal rolunu Fransa alimi Antuan Bekkerel tərəfindən radioaktivliyin kəşfi oynamışdır. 1896-cı ildə Bekkerel müxtəlif lüminessens maddələrin, xüsusi halda uran duzlarının fotolöv-

həyə təsirini öyrənərkən, lüminessens şüalanma ilə heç bir ümumi əlaqəsi olmayan və yalnız uran duzlarına məxsus olan naməlum (o vaxtadək məlum olmayan) şüalanma kəşf etdi. Uran duzları tərəfindən biixtiyar, xarici təsirdən asılı olmayan, xüsusi təbiətli bu şüaların buraxılması hadisəsi **radioaktivlik** adlandırılmışdır. Qeyd edək ki, bu nəticəyə görə, yəni uranın təbii (öz-özünə) radioaktivliyinin kəşfinə görə A.Bekkerel 1903-cü ildə Nobel mükafatına layiq görülmüşdür.

7.2. Elektronun kəşfi. Atomun planetar modeli. Elektronun kəşfi (C.C.Tomson, 1897*) atomun mürəkkəb quruluşa malik olmasına dəlalət edən tutarlı

fakt oldu. Qəbul olundu ki, atom bütövlükdə elektrikcə neytral sistem olub, mənfi yüklü elektronlardan və müsbət yüklü hansısa zərrəciklərdən təşkil olunmuşdur.

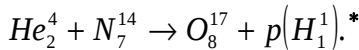
Beləliklə, yeni suallar meydana çıxdı: həmin müsbət yükün təbiəti necədir, bu mənfi və müsbət yüklər atom daxilində necə paylanmışdır? Atom necə quruluşa malikdir? Bu suallar üzərində düşüncələr xeyli müddət davam etsə də və bir sıra modellər (məsələn, atomun Tomson modeli) irəli sürülsə də, bu məsələ öz həqiqi həllini Ernest Rezerfordun α -zərrəciklərlə apardığı məşhur

* Qeyd etmək lazımdır ki, elektronun kəşfi əslində 60 ildən də çox uzanmışdır. Bu kəşf yolunda çox alim çalışmış, çox tədqiqatlar aparmışdır (elektroliz qanunlarının müəllifi Maykl Faradeydən başlamış). Lakin bu gün fakt belədir ki, elektronun kəşfi 1897-ci ilə və C.C.Tomsona şamil edilir.

təcrübələr nəticəsində tapdı. Bu nəticələr Rezerford tərəfindən 1911-ci ildə **atomun planetar modelinin (atomun Rezerford modelinin)** yaradılmasına gətirdi. Bu modelə görə atom müsbət yüklü ağır, kiçik ölçülü mərkəzi hissədən (nüvədən) və onun sahəsində hərəkət edən («fırlanan») mənfi yüklü yüngül elektronlardan ibarətdir.

«Nüvə nədir, o nədən ibarətdir?» şəklində yeni sual meydana çıxdı. Bu suala alimlərin yalnız 20 illik gərgin və hərtərəfli tədqiqatlarından sonra cavab tapıldı.

7.3. Protonun kəşfi. 1919-cu ildə E.Rezerford ilk dəfə olaraq, elementlərin bir-birinə süni çevrilmələrini öyrənərkən, müasir işarələmələrdə aşağıdakı kimi yazılan reaksiyanı müşahidə etmişdir:



Bu, faktik olaraq, atom nüvəsinə daxil olan, onun tərkib hissəsini təşkil edən müsbət yüklü ağır zərrəciyin (P) kəşfi idi. Ernest Rezerford bu zərrəciyi **proton** (yunanca «birinci» mənasını verən protos sözündən) adlandırmışdır. Proton ən yüngül

* X_Z^A işarələməsində X – kimyəvi elementin işarəsini, Z və A – uyğun olaraq, elementin atom nüvəsindəki protonların və nuklonların sayını göstərir (A – **kütlə ədədi** adlanır). Aydınır ki, bu kontekstdə nüvədə neytronların sayı $N = A - Z$ olar. Xatırlayaq ki, kimyada Z – dövrü sistemdə elementin sıra nömrəsi, A – elementin nisbi atom kütləsinin yuvarlaq qiymətidir.

atomun-hidrogen atomunun nüvəsidir, yəni ən yüngül nüvədir.

7.4. Nüvənin proton-elektron modeli. XX əsrin 30-cu illərinin əvvəllərində, daha doğrusu, neytronun kəşfinədək (1932) atom və nüvənin quruluşları haqqında yaranmış mənzərəni aşağıdakı kimi xülasə etmək olar:

1) yalnız iki zərrəcik (əgər fotonu hesaba almasaq) məlum idi: elektron və proton;

2) hesab edilirdi ki, bütövlükdə elektrikcə neytral olan atom bərabər sayda proton və elektronlardan ibarətdir. Onların atom daxilində paylanma, yerləşmə qaydaları 1911-ci ildə E.Rezerford tərəfindən irəli sürülən planetar modellə müəyyən olunurdu. Məsələn, helium atomunun hidrogen atomundan təqribən 4 dəfə ağır olmasından belə nəticəyə gəlinirdi ki, helium atomu elə dörd hidrogen atomundan qurulmuşdur. Elementlərin dövri sistemində heliumun ikinci yerdə durmasını da nəzərə alaraq hesab edirdilər ki, dörd proton və iki elektron nüvəni təşkil edir, qalan iki elektron isə atomun elektron örtüyünü yaradır. Qalan atomlar da bu qayda ilə qurulurdu. Gələcəkdə bizə lazım olan bir atomun – azot atomunun da bu sxemə görə quruluş mənzərəsini təsvir edək. Azotun nisbi atom kütləsi (yuvarlaqlaşdırılmış) 14-ə, elementlərin dövri sistemində sıra nömrəsi 7-yə bərabərdir. Qeyd etdiyimiz sxemə görə bu o deməkdir ki, azot

atomunun nüvəsi 14 proton və 7 elektrondan ibarətdir, 7 elektron isə onun elektron örtüyünü təşkil edir;

3) Rezerfordun planetar modeli çərçivəsində atomun dayanıqlığını və spektrindəki qanunauyğunluqları izah etmək üçün Danimarka fiziki Nils Borun irəli sürdüyü (1913) məşhur postulatlar məlum idi.

7.5. Nüvə fizikasında qarşıya çıxan ilk iki əsas çətinlik. Burada söhbət yenidən yaranmaqda olan nüvə fizikasında qarşıya çıxan ilk məşhur çətinliklərdən gedir. XX əsrin 20-30-cu illərində fizikləri çıxılmaz vəziyyətə salan iki çətinlik meydana gəlmişdi. Onlardan biri «**azot fəlakəti**» adlanır və mahiyyətcə aşağıdakından ibarətdir: nüvə quruluşunun proton-elektron modelinə görə azot atomunun nüvəsi təkyarım spinə malik olmalıdır, təcrübə isə onun tam spinə malik olduğunu göstərirdi. Doğrudan da, yuxarıda dediyimiz kimi, azot atomunun nüvəsində cəmi 21 zərrəcik (14 proton və 7 elektron) olmalıdır, digər tərəfdən, təcrübə olaraq məlum idi ki, həm proton, həm də elektron $1/2$ -ə bərabər spinə malikdir. Tək sayda, yəni 21 dənə yarım ($1/2$) spin toplanaraq yalnız təkyarıma bərabər ədəd verə bilər.

Həmin illərin ikinci müəmması **nüvələrin beta-parçalanması**, yəni X nüvəsinin elektron buraxaraq Y nüvəsinə çevrilməsi ($X \rightarrow Y + e^-$) prosesi idi. O dövrdə elektrona nüvəni təşkil edən

zərrəciklərdən biri kimi baxıldığından, bu proses tamamilə təbii qəbul edilirdi. Qəribəlik isə başqa şeydə idi.

Nüvənin göstərilən çevrilmə prosesində elektron dəqiq, fiksə (təsbit) edilmiş $E_e = E_X - E_Y$ enerjisiylə yaranmalıdır. Burada E_X və $E_Y - X$ və Y nüvələrinin tam daxili enerjiləridir və nüvələrin kütlələrilə məşhur Eynşteyn düsturu ($E = Mc^2$) vasitəsilə ifadə olunurlar.

Lakin müşahidələr göstərirdi ki, “ X nüvələrindən elektronlar müxtəlif enerjilərlə çıxır”, daha doğrusu, onların enerjiləri kəsilməz spektr təşkil edir. Bu təcrübi fakt o dərəcədə sadə və aydın idi ki, onun doğruluğu heç bir şübhə yaratmırdı və fizikləri enerjinin saxlanması qanununa şübhə ilə yanaşmağa vadar edirdi. Vəziyyətdən çıxmaq üçün hətta böyük Danimarka fiziki Nils Bor enerjinin saxlanması qanunundan imtina etməyi təklif edirdi. O, enerjinin saxlanması qanununun hər bir elementar aktda ($X \rightarrow Y + e^-$) deyil, çoxlu sayda çevrilmə aktlarında orta hesabla saxlanması ideyasını irəli sürürdü.

7.6. Neytrinonun mövcudluğu barədə Pauli hipotezi. Meydana çıxan göstərilən çətinliklər üzərində demək olar ki, dünyanın bütün mütəxəssis alimləri düşünməkdə idi.

...1930-cu il dekabr ayının əvvəllərində Almanyanın Tübingen şəhərində radioaktivlik məsələləri üzrə konfrans keçirilirdi. Şübhəsiz ki, yuxarıda göstərilən məsələlərin də müzakirəsi

konfransın gündəliyinə daxil idi. Bunu bilən, lakin konfransda iştirak edə bilməyən Volfqanq Pauli həmin sirlərin açılması yolunda öz təsəvvürlərini konfransa toplanan «Radioaktiv xanımlara və cənablara!» başlığı ilə yazdığı (1930-cu il dekabr ayının 4-də) məhşur və o qədər də ciddi olmayan məktubunda şərh etmişdir.

Pauliyə görə «**Azot fəlakəti**» və «**Enerjinin saxlanmaması**» – eyni bir sirin iki təzahürüdür və hər iki çətinliyi bircə zərbə ilə dəf etmək olar. Bunun üçün, sadəcə olaraq, fərz etmək lazımdır ki, nüvənin daxilində yüklü proton və elektronlardan başqa, $1/2$ -ə bərabər spinli hansısa neytral zərrəcik də vardır.*

İlk baxışda bu ideya hər iki çətinliyi asanlıqla aradan qaldırır. Doğrudan da, əgər fərz etsək ki, nüvənin daxilində proton və elektronlarla yanaşı, $1/2$ -ə bərabər spinli neytral zərrəciklər də vardır, onda azot nüvəsi daxilində zərrəciklərin ümumi sayı cüt də ola bilər, bu da azot nüvəsi spininin tam qiymətinə gətirər.

Digər tərəfdən, həmin neytral zərrəciklər enerjinin saxlanması qanununu da xilas edə bilər. Bunun üçün yalnız fərz etmək lazımdır ki, nüvənin beta-çevrilməsində nüvədən elektronla yanaşı həmin neytral zərrəcik də çıxır ($X \rightarrow Y + e^- + x$), lakin biz onu

* Daxil etdiyi neytral zərrəciyə Pauli ad da quraşdırmışdır: neytron (?). Lakin tezliklə məlum olacaq ki, bu zərrəciyin əsl, necə deyərlər, bu gün tanıdığımız neytronla heç bir oxşarlığı (elektrikcə neytral olmasından başqa) yoxdur. Ona görə də, anlaşılmazlıq olmasın deyə, Paulinin «neytron» adlandırdığı zərrəciyi biz burada (hələlik), sadəcə olaraq, «neytral» adlandıracağıq.

hiss etmirik. Müşahidə edə bilmədiyimiz həmin zərrəcik çevrilmədə ayrılan enerjinin bir hissəsini özü ilə aparır.

Əlbəttə, Pauli əvvəlcədən bilirdi ki, onun «neytral»ı fiziklərin, xüsusilə də eksperimentatorların (təcrübəçilərin) böyük etirazlarına səbəb olacaq: «Beta-parçalanma üzrə təcrübələrdə «neytral» niyə indiyədək müşahidə edilməmişdir?» Bu suala Pauli əvvəlcədən cavab hazırlamışdır: «neytral» maddə ilə çox zəif qarşılıqlı təsirdə olur və ona görə də maneyəsiz olaraq müşahidədən yayınır.

Hər bir eksperimentdən sonra hipotetik zərrəciyin yoxluğu barədə verilən məlumat onun qarşılıqlı təsirinin güman edildiyindən daha zəif olması (nufuzetmə qabiliyyətinin daha böyük olması) nəticəsinə gəlmək məcburiyyətində qoyurdu. Digər tərəfdən, bu əməliyyatı sonsuzluqadək davam etdirmək, həmin zərrəciyin müşahidə edilməzliyi nəticəsinə gətirə bilirdi. «Bax, bu səbəbdən də bu cür mistik zərrəciyin varlığına heç Paulinin özü də çox inanmırdı. O hesab edirdi ki, təklif etdiyi neytral zərrəciklər mövcuddurlarsa, onda onlar çox güman ki, çoxdan müşahidə edilməli idilər».

Konfransa yazdığı məktubdan sonra, təklif etdiyi zərrəciyin xassələri barədə düşündükcə Paulinin skeptisizmi, şəkki artırdı. Bu gərgin düşüncələr nəticəsində o, tezliklə, təklif etdiyi zərrəciyin nüvənin tərkibinə daxil olması fikrindən əl çəkməli

olmuşdur.* Başqa sözlə, bu, «azot fəlakəti» probleminin həllindən əl çəkmək, diqqəti yalnız «enerjinin saxlanması qanunu»nın xilasını üzərində cəmləmək idi. Bu xilas üçün yalnız fərz etmək lazım idi ki, onun daxil etdiyi neytral zərrəcik nüvənin beta-çevrilməsi zamanı yaranır (çevrilməyə qədər nüvədə belə zərrəcik olmur), elektronla birlikdə nüvəni tərk edir və özü ilə enerjinin bir hissəsini aparır. Həmin zərrəciyin təcrübədə müşahidə edilməməsi onun olduqca böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malik olması və bu səbəbdən də müşahidədən yayınması gümanı üçün əsas verir.

Sonralar məlum oldu ki, Paulinin hipotetik daxil etdiyi bu böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malik neytral zərrəcik doğrudan da mövcuddur və Kainatda müstəsna rol oynayır. Həmin zərrəcik neytrino adlandırılmışdır (bu məsələlər barədə «Neytrino» kitabında* daha ətraflı məlumat almaq olar).

* Pauli öz «neytral»ın daxil olduğu nüvəni, necə deyərlər, təhlil etmiş və belə nəticəyə gəlmişdir: əgər «neytral» nüvəyə daxildirsə, onda o böyük kütləyə malik olmalı və nüvə tərəfindən güclü cəzb olunmalıdır. Doğrudan da, Heyzenbergin qeyri-müəyyənlik prinsipinə (1927) görə nüvənin radiusu (R) tərtibli oblasta sıxışdırılmış Pauli «neytralı» $\Delta p \geq \hbar/R$ dəqiqliyi ilə təyin olunan impulsa, yəni heç olmasa $p \sim \hbar/R$ impulsuna malik olmalıdır. Belə impulsa malik zərrəciyin nüvəni tərk etməməsi üçün onun kinetik enerjisi kifayət qədər kiçik olmalıdır. Bunun üçün isə o böyük kütləyə malik olmalıdır ($T = p^2/2M$). Lakin, hətta bu halda, belə zərrəciyi nüvə daxilində saxlayan kifayət qədər böyük nüvə qüvvələri olmalıdır. Belə xassəli zərrəciyin olması «azot fəlakəti» problemini həll edir, lakin beta-çevrilmədə enerjinin saxlanması qanununu zərbə altına alır, çünki belə ağır və nüvə ilə möhkəm bağlı zərrəcik indiyədək beta-parçalanma təcrübələrində diqqətdən kənar qala bilməzdi.

□ Burada və sonralar «Neytrino» dedikdə aşağıdakı kitab başa düşülür: İ.H.Cəfərov, N.A.Quliyev. «Neytrino», Bakı, «Elm», 2005.

7.7. Neytronun kəşfi, nüvənin proton-neytron modeli. Yeni zərrəciyin icadı, yəni təcrübədə müşahidə olunmamış, kəşf edilməmiş zərrəciyin hipotetik irəli sürülməsi heç də şərəfli iş sayılmır. Fizik bu addımı yalnız imkanların tükəndiyini güman etdikdə atır. Eləcə də Pauli! Lakin... Lakin, olduqca böyük istedad sahibi olsa da, o nə biləydi ki, yaranmış situasiyada belə «şərəfsiz» addımın ikisini atmaq, yəni bir yox, birdən-birə iki yeni zərrəciyin varlığını iddia etmək daha düzgün olardı: birini «azot fəlakəti»nin, digərini isə beta-parçalanma probleminin həlli üçün. Pauli bu qənaətə çox yaxın idi...

Çox keçmədi ki, bu neytral zərrəcikdən biri-«azot fəlakəti»nin həlli üçün lazım olan zərrəcik kəşf olundu.

Radioaktiv şüalanmalar (α, β, γ) məlum olduğdan sonra^{**} sistematik olaraq, onların müxtəlif elementlərlə qarşılıqlı təsirlərinin öyrənilməsinə başlandı. 1930-cu ildə alman fizikləri V.Bote və Q.Beker müşahidə etmişlər ki, berilliumu α - zərrəciklərlə bombardıman etdikdə sərt neytral şüalar yaranır. Onlar bu şüanı γ -şüa ilə eyniləşdirərək, nüfuzetmə qabiliyyətinə görə onun enerjisini hesablamış və $5MeV$ almışlar.

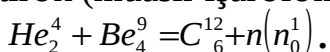
^{**} Radioaktivliyin kəşfi 1896-cı ildən hesablanır və fransız fiziki Anri Bekkerelin adı ilə bağlıdır (o, uranın öz-özünə böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malik olan şüalar buraxdığını müşahidə etmişdir). Tezliklə toriumun da radioaktivliyi aşkar edildi. 1898-ci ildə Mariya Skladovskaya-Küri və Pyer Küri (ər-arvad) urandan millionlarla dəfə intensiv şüalanan iki yeni element-radium və poloniumu kəşf etdilər. E.Rezerford və Kürilərin tədqiqatları ilə üç növ radioaktiv şüalanmanın mövcudluğu müəyyənleşdi: müsbət yüklü α , mənfi yüklü β və neytral γ şüalar.

1931-ci ildə fransız alimləri İren (S.-K.Mariyanın qızı) və Frederik Jolio-Kürilər (ər-arvad) «berillium şüaları»nın xassələrinin tədqiqini davam etdirmiş və onların parafindən (hidrogenlə zəngin maddə) proton çıxardıqlarını müşahidə etmişlər. Yaranan protonun izinin uzunluğuna əsasən göstərmişlər ki, γ -şüa hesab etdikləri «berillium şüaları»nın bu hadisəni törətmələri üçün onların enerjisi $\sim 50\text{MeV}$ olmalıdır. Bu nəticə Bote-Beker nəticələrinə ziddir.

1932-ci ildə ingilis alimi Ceyms Çedvik «berillium şüaları»nı başqa maddələrdən də keçirərək, təkcə protonun deyil, eləcə də başqa nüvələrin (litium, berillium, bor, karbon, azot və s.) də təpmə-sini müşahidə etmişdir. Göstərmişdir ki, məsələn, təpmə-azotu təcrübəsində «berillium şüaları» özlərini $\sim 100\text{MeV}$ (50MeV yox!) enerjili γ -kvantlar kimi aparmışlar. Aşkar ziddiyyət: yaratdığı məhsullardan hansının (protonun, yoxsa başqa bir nüvənin, məsələn, azotun) qeydə alınmasından asılı olaraq, eyni bir γ -kvanta müxtəlif enerjilər şamil edilir!

Çoxlu miqdar təcrübə materiallarının təhlilinə əsasən Çedvik belə nəticəyə gəlir ki, «berillium şüası» γ -kvantlar olmayıb, ağır neytral zərrəciklərdir. O, həmin zərrəciyə kütlə şamil edərək, dərhal təpmə-proton və təpmə-azot reaksiyaları üçün enerji və impulsun saxlanması qanunlarına (qeyri-relyativistik halda) və təcrübələrdə proton və nüvələr üçün alınmış maksimal sürətlərə əsasən

tapır ki, berilliumun buraxdığı neytral zərrəciyin kütləsi protonun kütləsindən təqribən 1,5 dəfə böyükdür. Bax beləcə, düzgün ölçmələr və kinematik hesablamalarla kütləsi təqribən protonun kütləsi qədər olan yeni, neytral zərrəcik kəşf olundu (Ç.Çedvik, 1932). Həmin zərrəcik **neytron** adlandırıldı. Maraq üçün sonda neytronun ilk alınma reaksiyasını gətirək (müasir işarələmələrlə):



Neytronun kəşfindən dərhal sonra, elə həmin 1932-ci ildə praktik olaraq eyni vaxtda sovet fiziki Dmitri İvanenko (E.Qaponla birlikdə) və alman fiziki Verner Heyzenberq bir-birindən asılı olmadan nüvənin proton-neytron modelini irəli sürürlər. Bu hipotezə görə elementlərin dövri sistemində Z sıra nömrəli, A kütlə ədədli nüvə Z sayda protondan və $N = A - Z$ sayda neytrondan təşkil olunmuşdur. Bununla «azot fəlakəti» dərhal aradan qalxdı. Bu modelə görə azot nüvəsində 7 proton və 7 neytron (cüt sayda zərrəcik) vardır.

Beləliklə, XX əsrin 32-ci ilində təcrübi olaraq, dörd elementar zərrəcik məlum idi: onlardan üçü – elektron (e^-), proton (p) və neytron (n) – atomu təşkil edənlər, biri isə elektromaqnit sahəsinin kvantı – foton (γ). Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, foton fotoeffekt hadisəsinin izahında yaranmış çətinlikləri aradan qaldırmaq üçün 1905-ci ildə A.Eynşteyn tərəfindən nəzəri daxil edilmiş 1922-ci ildə A.Kompton tərəfindən təcrübi olaraq kəşf edilmişdir.

§ 8. Materiya quruluşunun əsasını təşkil edən zərrəciklər

İndi atomun tərkibinə daxil olan elementar zərrəciklərin hər birinin (eləcə də fotonun) xarakteristikalarına baxaq və xassələrini müzakirə edək.

8.1. Elektron (e^-). Elektron atomu təşkil edən zərrəciklərdən biridir. O, nüvənin sahəsində hərəkət edərək («fırlanaraq»), atomu, necə deyirlər, tamamlayır.

Elektron –kəşfi ilk rəsmi qeyd olunan elementar zərrəcikdir. Onun kəşfi uzun bir dövrü əhatə etsə də (yarım əsrdən də çox) və bu prosesdə çoxlu görkəmli alim iştirak etsə də (elektroliz qanunlarının müəllifi M.Faradeydən başlamış, 1933-34), elektronun kəşfini 1897-ci ilə aid edir və ilk dəfə katod şüalarının xüsusi yükünü (q/m) ölçən C.C.Tomsona şamil edirlər*.

Elektron mənfi $q_e = -e$ elektrik yükünə malikdir, burada e –elementar müsbət yüküdür və müasir ölçmələrə görə

$$e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ kl} .$$

(1)

* Hərçənd, elektronun şəxsiz mövcudluğu faktı bu zərrəciyin yükünün çox dəqiq ölçülməsi üzrə R.Milliken təcrübələrindən sonra, yəni yalnız 1911-ci ildən sayılır.

Eləcə də müasir ölçmələrə görə elektronun kütləsi

$$m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ kq}$$

(2a)

və ya enerji vahidlərində

$$m_e \rightarrow m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV} . \quad (2b)$$

Elektron $s = 1/2$ -ə bərabər olan (\hbar vahidlərində) spinə malikdir, onun iki proyeksiya halı vardır: $s_z = +1/2$ və $-1/2$. Aydınır ki, $1/2$ spinli elektron fermiondur, Fermi-Dirak statistikasına və Pauli prinspinə tabedir.

Elektron kəhrəba mənasını verən yunan sözüdür.

Relyativistik kvant mexanikasına görə (Dirak kvant mexanikasında) spini $1/2$ olan istənilən zərrəcik

$$\mu = \frac{q}{2Mc}$$

(3)

kimi təyin olunan maqnetona bərabər məxsusi maqnit momentinə malikdir. (3)-də M -zərrəciyin kütləsi, q -elektrik yüküdür.

Əgər (3)-də $q = e$ və $M = m_e$ götürsək, alınan

$$\mu_B = \frac{e}{2m_e c} \approx 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ C / Tl} \quad (4)$$

kəmiyyətinə **Bor maqnetonu**, əgər $q = e$, $M = m_p$ götürsək, alınan

$$\mu_N = \frac{e}{2m_p c} \approx 5,051 \cdot 10^{-27} \text{ C / Tl} \quad (5)$$

kəmiyyətinə **nüvə maqnetonu** deyilir.

Dirak nəzəriyyəsinə görə elektronun maqnit momenti qiymətcə (4) Bor maqnetonuna bərabər olmalıdır:

$$\mu_e = -\mu_B = -\frac{e}{2m_e c}. \quad (6)$$

Doğrudan da, μ_e -nin təcrübi qiyməti μ_B -yə o qədər yaxın idi ki, $|\mu_e| = \mu_B$ bərabərliyi dəqiq hesab olunurdu, lakin bir müddət sonra (1947-48) Dirak nəzəriyyəsində gözlənilən və təcrübədən alınan qiymətlər arasında kiçik də olsa, ziddiyyət (fərq) meydana çıxdı. Amerika nəzəriyyəçi fiziki U.Şvinger göstərmişdir (1948) ki, Dirak nəzəriyyəsi elektronun maqnit momenti üçün birinci yaxınlaşmada

$$\mu_e = -\mu_B \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} \right) \quad (7)$$

qiymətinə gətirir. Əgər incə quruluş sabitinin $\alpha = 1/137,03$ qiymətini yazsaq, (7)-yə əsasən alarıq ki,

$$\frac{|\mu_e|}{\mu_B} - 1 = \frac{\alpha}{2\pi} = 1,1596 \cdot 10^{-3},$$

(8)

yəni elektronun maqnit momenti mütləq qiymətcə Bor maqnetonundan cəmi $\sim 0,12\%$ fərqlənir (çoxdur). Bu o deməkdir ki, artıq elə birinci

yaxınlaşmada nəzəriyyə ilə təcrübə arasında yaxşı uyğunluq vardır.

Dirak nəzəriyyəsinin irəli sürdüyü və bir maqnetona bərabər olan maqnit momenti **normal maqnit momenti** adlanır ($\mu_{norm} = -\mu_B$). Elektronun real maqnit momenti ($\mu_e = \mu_{\text{ТЯЬР}}$) ilə normal maqnit momentinin fərqi **anom al maqnit momenti** deyilir. Aydındır ki, bu kəmiyyətlər arasında aşağıdakı münasibəti yazmaq olar:

$$\mu_{\text{ТЯЬР}} = \mu_{\text{НОРМ}} + \mu_{\text{АНОМ}}. \quad (9)$$

belə ki,

$$\mu_{\text{anom}} = -\frac{\alpha}{2\pi} \mu_B. \quad (10)$$

Kvant sahə nəzəriyyəsində isbat olunur ki, s spin vektoru fəzada sükunətdə olan istənilən elementar zərrəciyin oriyentasiyasını xarakterizə edən, yəni onun üçün istiqamət müəyyənləşdirən yeganə vektordur. Buradan vacib nəticələr çıxır. Bu nəticələrdən biri ondan ibarətdir ki, əgər zərrəcik hansısa A vektoru xarakteristikaya malikdirsə, onda o, zərrəciyin spin vektoru ilə mütənasib olmalıdır, yəni

$$A = a s. \quad (11)$$

Digər tərəfdən, impuls momentinin xassələrinə malik olduğundan, spin həqiqi vektor yox, aksial vektordur (psevdovektordur). Bu göstərir ki,

sağ koordinat sistemindən sol koordinat sisteminə keçdikdə onun komponentləri dəyişmir (adi vektorlar halında isə onlar öz işarələrini dəyişir). Ona görə, (11)-ə əsasən zərrəciyi xarakterizə edən bütün başqa vektorlar yalnız aksial ola bilərlər.

Deyilənlərdən belə nəticə çıxır ki, elektronun məxsusi dipol momenti (yəni zərrəciklə bağlı koordinat sistemindəki dipol momenti) adi vektor olduğundan sıfıra bərabər olmalıdır. Lakin elektron sıfırdan fərqli μ məxsusi maqnit momentinə malik ola bilər, çünki spin kimi o da aksial vektordur. Odur ki, elektron doğrudan da μ -yə malikdir.

Müasir fizikaya görə elektron heç bir quruluş və ölçüyə malik olmayan, həqiqi elementar zərrəcikdir. Əgər onun ölçüsü hətta sıfırdan fərqlidirsə, onda müasir ölçmələrin nəticələrinə görə

$$R_e < 10^{-18} m.$$

(12)

Elektron elektrik yüklü mövcud elementar zərrəciklərin ən yüngülüdür ($m_e = 0,511 MeV$) və odur ki, o mütləq stabil (yaşama müddəti $\tau_e = \infty$ olan) zərrəcikdir. Deməli, onun dayanıqlığı parçalanmanın zəruri şərti ilə («Əlavələr»də § A-ya bax) tamamlanmış elektrik yükünün saxlanması qanunu vasitəsilə tənzimlənir. Müasir təcrübi məlumatlara görə elektronun yaşama müddəti aşağıdan

$$\tau_e > 4,6 \cdot 10^{26} il$$

(13)

kimi məhdudlaşmışdır.

Elektron **leptonlar** sinfinə daxildir (§11-ə bax), elektromaqnit, zəif və qravitasiya qarşılıqlı təsirlərində iştirak edir (güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak etmir).

8.2. Proton (P). Atomun, daha dəqiq desək, onun nüvəsinin tərkibinə daxil olan iki zərrəcikdən biri protondur. Yuxarıda dediyimiz kimi, o, 1914-cü ildə E.Rezerford tərəfindən kəşf edilmişdir. Proton qiymətcə elektronunkuna bərabər müsbət işarəli elektrik yükünə malikdir ($q_p = e$). Müasir məlumatlara görə proton

$$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kq}$$

(14a)

və ya enerji vahidlərində

$$m_p = 938,27 \text{ MeV}$$

(14b)

kütləyə malikdir.

Protonun spini $1/2$ -ə bərabərdir (vahidlərində). Odur ki, o, Fermi-Dirak statistikasına və Pauli prinsipinə tabedir, fermiondur. (11)-ə əsasən apardığımız müzakirəyə görə protonun məxsusi dipol momenti sıfıra bərabərdir.

Proton

$$\mu_p = 2,7928 \mu_N$$

(15)

kimi təyin olunan maqnit momentinə malikdir, burada μ_N – (5) düsturu ilə təyin olunan nüvə maqnetonudur. Əgər (15)-i (9)-a anoloji ifadə etsək, yaza bilərik:

$$\mu_{\text{ТЯБД}} = \mu_p = 2,7928 \mu_N,$$

$$\mu_{\text{НОРМ}} = 1 \mu_N,$$

$$\mu_{\text{АНОМ}} = 1,7928 \mu_N.$$

(16)

Göründüyü kimi, elektronun əksinə olaraq, protonun anomal maqnit momenti $\mu_{\text{АНОМ}} = 1,79 \mu_N^*$ normal maqnit momentindən demək olar ki, iki dəfə böyükdür. Əlavə edək ki, elektrondan fərqli olaraq, protonun anomal maqnit momentinin yaranması heç də sırf elektromaqnit effekti deyildir.

Müasir baxışlara görə proton həqiqi elementar zərrəcik olmayıb, mürəkkəb quruluşa və ölçüyə ($\sim 10^{-15} m$) malik olan zərrəcikdir. Proton bütün qarşılıqlı təsirlərdə iştirak edir. O, **hadronlar** sinfinə, daha dəqiq desək, bu sinfin **barionlar** qrupuna aiddir (§11-ə bax). Protonun barion yükü vahidə bərabərdir. Barion yükünün saxlanması protonun stabilliyini təmin edir. Proton ən yüngül bariondur.

Bəzi şübhələrə rəğmən, proton bu gün də mütləq stabil zərrəcik sayılır. Qeyd edək ki, proton hətta stabil olmasa belə, onun yaşama müddəti olduqca böyükdür. Son məlumatlara görə

* Əlbəttə, biz söhbətlərimizdə baxılan kəmiyyətlərin yuvarlaqlaşdırılmış qiymətlərindən istifadə edəcəyik.

$$\tau_p > 10^{31} \text{ il} .$$

(17)

8.3. Neytron (n). Neytron atomun, daha dəqiq desək, onun nüvəsinin tərkibinə daxil olan iki zərrəcikdən biridir. Neytronun neytrino ilə çəlpəşik və olduqca maraqlı axtarış tarixi «Neytrino» kitabında kifayət qədər geniş təsvir olunmuşdur (həmçinin §7-yə bax).

Neytron elektrikcə neytral zərrəcikdir, yəni onun elektrik yükü $q_n = 0$.

Neytronun kütləsi aşağıdakı qiymətə malikdir (kq və enerji vahidlərində):

$$m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} kq = 939,56 MeV .$$

(18)

Neytron və protonun kütlələri bir-birinə çox yaxındır:

$$\Delta m_N = m_n - m_p = 2,3 \cdot 10^{-30} kq \approx 1,29 MeV . \quad (19)$$

Neytronun spini $1/2$ -ə bərabərdir (Θ vahidlərində). Oudur ki, Fermi-Dirak statistikasına və Pauli prinsipinə tabedir, fermiondur. Proton kimi neytron da dipol momentinə malik deyildir. Dirak nəzəriyyəsinə görə spini $1/2$ olan elektrik yüklü zərrəciyin maqnit momenti bir maqnetona, $1/2$ spinli neytral zərrəciyin maqnit momenti isə sifra bərabər olmalıdır. Elektrikcə neytral olmasına baxmayaraq, neytron

$$\mu_n = -1,9130 \mu_N$$

(20)

kimi təyin olunan maqnit momentinə malikdir. $q_n = 0$ olduğundan, neytronun maqnit momentinin hamısı «anomal»dır (yəni $\mu_{norm} = 0, \mu_{\text{ТЯБР}} = \mu_{anom}$). (20) qiymətinin işarəsinin mənfi olması neytronun μ maqnit momenti və s spin vektorlarının bir-birinə antiparalel yönəldiklərini göstərir.

Proton kimi neytron da mürəkkəb zərrəcikdir. O, bütün fundamental qarşılıqlı təsirlərdə iştirak edir. **Hadronlar** sinfinə daxildir, **bariondur** (§11-ə bax).

Sərbəst neytron qeyri-stabil (dayanıqsız) zərrəcikdir. O, orta hesabla

$$\tau_n = 885,7 \text{ san} \approx 15 \text{ дЯГ}$$

(21)

müddətində

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e \quad (22)$$

sxemi üzrə parçalanır, burada $\tilde{\nu}_e$ -elektron anti-neytrinosudur (§11-ə bax).

(22) prosesi neytronun **β -parçalanma** prosesi adlanır və zəif qarşılıqlı təsirlə şərtlənir.

8.4. Foton (γ). Foton işıq mənasını verən «fotos» yunan sözündəndir. Elektromaqnit şüalanmasının kvantıdır.

Elektromaqnit sahəsi və onunla əlaqədar hadisələrin öyrənilməsinin tarixi çox qədim və miqyası çox böyük (Faradey, Maksvell, Hers və s.) olsa da, elektromaqnit sahəsinin foton quruluşuna malik olması ideyasının ciddi başlanğıcı kimi M.Plank və xüsusilə A.Eynşteyn hipotezlərini götürmək olar.

Alimlərin bütün ciddi cəhdlərinə baxmayaraq, klassik fizika çərçivəsində mütləq qara cismin şüalanmasının spektral sıxlığının təcrübi mənzərəsini heç cür izah etmək mümkün olmamışdır. Odur ki, Plank 1900-cü ildə klassik təsəvvürlərə tamamilə yad olan aşağıdakı hipotezi irəli sürmüşdür: **cisimlər elektromaqnit dalğalarını (ışığı) kəsilməz deyil, hər birinin enerjisi**

$$\varepsilon = \omega \quad (23)$$

kimi təyin olunan ayrı-ayrı porsiyalarla (diskret) buraxırlar (ω -ışığın dairəvi tezliyi, $\varepsilon = h/2\pi$ -mütənasiblik əmsalı olub, **Plank sabiti** adlanır). Bu hipotezə əsaslanaraq, Plank mütləq qara cismin şüalanması nəzəriyyəsinə yaratmış və şüalanmanın spektral sıxlığı üçün aldığı nəzəri ifadə təcrübi faktlarla tamamilə üst-üstə düşmüşdür.

Məlum olduğu kimi, klassik fizika qanunları ilə izah oluna bilməyən hadisələrdən biri də fotoelektrik effektdir. Fotoeffektə bağlı təcrübi faktları izah etmək üçün 1905-ci ildə A.Eynşteyn aşağıdakı hipotezi irəli sürmüşdür: **cisimlər elektromaqnit dalğasını (ışığı) porsiyalarla buraxdıqları kimi, porsiyalarla da udurlar, həm də, cisimlər işığı ona görə yalnız porsiyalarla udur və buraxırlar ki, işığın özü diskret porsiyalardan–korpuskullardan ibarətdir(!). ω tezlikli və k dalğa vektorlu işığa müvafiq korpuskullar**

$$\varepsilon = \omega$$

(23a)

kimi təyin olunan enerjiyə (Plank hipotezində deyildiyi kimi),

$$q = k$$

(23b)

kimi təyin olunan impulsa malikdir. Işıq təşkil edən bu zərrəciklər (korpuskullar) **ışığı kvantı** adlanır.

Bu hipotezdən sonra Eynşteyn fotoeffekt hadisəsinin qanununu yazmış (bu qanun, faktiki olaraq, enerjinin saxlanması qanunundan başqa bir şey deyildir) və fotoeffektin bütün təcrübi nəticələrini tamamilə izah etmişdir.

Qeyd edək ki, Plank hipotezindən Eynşteyn hipotezinin fərqi ondan ibarətdir ki, Plank «diskretlik» xassəsini (enerjinin porsiyalarla buraxılmasını–kvantlanmasını) cismə şamil etdiyi halda, başqa sözlə, cismin ossilyator kimi baxılan atom və molekullarının xassəsi hesab etdiyi halda, Eynşteyn bu xassəni bilavasitə şüalanmanın özünə şamil etmiş, nəzəri olaraq, işıq kvantını kəşf etmiş (onun real mövcudluq ideyasını irəli sürmüş) və bununla da işığın müasir kvant nəzəriyyəsinin əsasını yaratmışdır. Qeyd edək ki, **foton** terminini 1926-cı ildə amerikalı fizik-kimyəçi Hilbert Lyüis daxil etmişdir.

Foton elektrikcə neytraldır ($q_\gamma = 0$), sükunət kütləsi sıfıra bərabərdir ($m_\gamma = 0$).

Təcrübələrdən fotonun kütləsi üçün

$$m_\gamma < 10^{-52} kq \quad (24)$$

məhdudiyət alınır.

Foton bozondur, Boze-Eynşteyn statistikasına tabedir. Fotonun spini vahidə bərabərdir. $s_z = 0$ halı (spinin istiqamətinin fotonun Oz oxu boyunca hərəkət istiqamətinə perpendikulyar olduğu hal) reallaşmır. $m_\gamma = 0$ olduğu üçün foton yalnız iki spin halında ola bilər: spinin fotonun hərəkət istiqamətində proyeksiyasının $s_z = +1$ və $s_z = -1$ olduğu hallarda. Klassik fizikada bu elektromaqnit dalğasının eninə polarizasiyasına uyğundur. Sərbəst foton mütləq stabildir ($\tau_\gamma = \infty$).

§ 9. Antizərrəcik, antimaddə

Verilən zərrəcik qədər kütləyə, spinə və yaşama müddətinə malik olan, lakin bütün additiv kvant ədədlərinin («yük»lərinin), eləcə də maqnit momenti tipli bəzi dinamik xarakteristikalarının işarələrilə ondan fərqlənən zərrəciyə həmin **zərrəciyin antis** deyilir. Additiv kvant ədədi («yük») altında elektrik yükü (Q), barion yükü (B), lepton yükü (L), qəribəlik (S), hiperyük (Y) və s. nəzərdə tutulur.

Cədvəl 9.1

Zərrəcik	Anti-zərrəcik	Kütlə (MeV)	Spin (\hbar)	Yaşama müddəti (sən)	Q (e)	L	B
e^-		0,511	1/2	∞	-1	+1	0
	e^+				+1	-1	0
p		938,3	1/2	∞	+1	0	+1
	\bar{p}				-1	0	-1
n		939,6	1/2	885,7	0	0	+1
	\bar{n}				0	0	-1
π^\pm		139,6	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	+1 -1	0 0	0 0

Elektronun (e^-) antisı antielektron, və ya pozitron (e^+), protonun (p) antisı antiproton (\bar{p}), neytronun (n) antisı antineytron (\bar{n}), π^+ - mezonun antisı π^- - mezon (və ya əksinə, π^- - mezonun antisı π^+ - mezon) adlanır və s. Deyilənlərin daha aydın olması üçün cədvəl 9.1-də yuxarıda sadalanan zərrəcik və antizərrəciklərin bəzi xarakteristikaları gətirilmişdir.

Heç bir yükə (additiv kvant ədədinə) malik olmayan zərrəciyə **həqiqi neytral zərrəcik** deyilir. Belə zərrəciyin özü özünün antisidir. Məsələn, γ (foton), π^0 - mezon (neytral pion), η -mezon və s.

Qeyd edək ki, zərrəcik və antizərrəcik şərti anlayışlardır. Ona görə elektronu zərrəcik, pozitronu antizərrəcik sayırıq ki, bizim Kainatda elektronlar pozitronlara nisbətən çoxluq təşkil edirlər. Eyni sözləri proton – antiproton və neytron – antineytronlar üçün də demək olar. Yüklü pionlara

(və materiya quruluşunun kərpicləri sayılmayan digər zərrəciklərə) gəlincə, burada zərrəcik və antizərrəcik seçimi tam azaddır, çünki təbiətdə π^+ və π^- - mezonlara eyni dərəcədə rast gəlinir.

Antizərrəcik, daha doğrusu, pozitron (e^+) ilk dəfə 1931-ci ildə ingilis nəzəriyyəçi-fiziki Pol Dirak tərəfindən nəzəri olaraq irəli sürülmüş, 1932-ci ildə Amerika fiziki Karl Anderson tərəfindən kosmik şüalarda müşahidə edilmişdir. 1955-ci ildə Berklidə (ABŞ) İtaliya fiziki Emilio Seqre, Amerika fiziki Ouen Çemberlen və b. antiprotonu, 1956-cı ildə İtaliya fiziki Orest Piççioni başqaları ilə birlikdə antineytronu kəşf etmişlər. Demək olar ki, hazırda bütün məlum zərrəciklərin antiləri də kəşf edilmişdir.

Qeyd edək ki, bizi əhatə edən cisim və maddələrdə heç bir antizərrəcik yoxdur. Onlar yalnız bu və ya digər proseslərdə yaranır. Məsələn, pozitron əsas etibarilə aşağıdakı reaksiyalarda yaranır:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu, \quad \gamma + Ze \rightarrow Ze + e^- + e^+,$$

$$X_Z^A \rightarrow X_{Z-1}^A + e^+ + \nu_e \quad (\text{məs., } C_6^{11} \rightarrow B_5^{11} + e^+ + \nu_e).$$

Hazırda pozitronların böyük dəstələri alınır və sürətləndirilir.

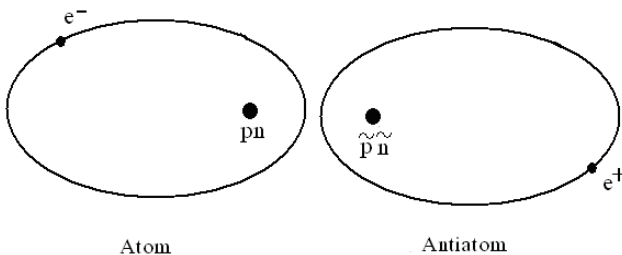
1931-ci ildə P.Dirak nəzəri olaraq belə bir ideya irəli sürmüşdür ki, elektron və pozitron görüşdükdə annigilyasiyaya uğramlı və fotonlara çevrilməlidirlər:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Bu proses dərhal (1932-ci ildə) K.Anderson tərəfindən təcrübi olaraq müşahidə edilmişdir.

Qeyd edək ki, müyyən şəraitdə annigilyasiyadan öncə elektron və pozitron əlaqəli sistem yarada bilər. Bu sistem **pozitronium** adlanır.

Bir neçə kəlmə də antimaddə haqqında. Yük simmetriyasından çıxır ki, zərrəciklərdən adi materiya qurulduğu kimi, antizərrəciklərdən qurulan antimateriya da olmalıdır, yəni nüvəsi antiproton və antineytronlardan təşkil olunmuş və nüvəsi ətrafında pozitron hərəkət edən antiatom olmalıdır. Başqa sözlə, elektron, proton və neytronla yanaşı pozitron, antiproton və antineytron da mövcud olduğundan, onda adi atomla yanaşı **antiatom** da ola bilər (şəkil 9.1). Odur ki, atomlardan təşkil olunmuş maddə ilə yanaşı, antiatomlardan təşkil olunmuş antimaddə, nəticə etibarını ilə antimaddələrdən təşkil olunmuş antidünya da ola bilər. Qeyd edək ki, vaxtaşırı Kainatda antimaddə axtarışı aparılmışdır, bəzən haradasa antimaddə tapılması barədə sensasion xəbərlər verilsə də, hələlik bu barədə astronomlar tərəfindən etibarlı bir nəticə alınmamışdır. Odur ki,



Şəkil 9.1

Kainatda antimaddənin olub-olmaması müasir astrofizika və kosmologiya üçün vacib problem olaraq qalmaqdadır. Sual olunur ki, bu axtarışlar nəyə əsaslanır? Aydınır ki, maddə ilə antimaddə görüşdükdə, elektron və pozitronun fotonlara çevrilməsi prosesində ($e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$) olduğu kimi, annigilyasiya prosesi getməli və olduqca güclü enerji şüalanması baş verməlidir. Bu barədə təsəvvürə malik olmaq üçün qeyd edək ki, kütləsi $1g$ olan maddədə

$$E_0 = mc^2 = 9 \cdot 10^{13} \text{Coul}$$

enerji ehtiyatı toplanmışdır ki, bu təqribən *10 milyon ton* torfun yaxud *2 min ton* benzinin yanmasında ayrılan enerji qədərdir. Odur ki, maddə ilə antimaddə toqquşduqda olduqca güclü, misli görünməmiş işıqlanma müşahidə edilməlidir.

Qeyd edək ki, laboratoriya şəraitində də antimaddə alınması üzrə işlər aparılmışdır. İlk dəfə 1965-ci ildə ABŞ-da antideyterium ($\tilde{\text{H}}_1^2$) nüvəsi, 1969-cu ildə Serpuxovda (Rusiya) antihelium ($\tilde{\text{H}}_2^4$) nüvəsi, 1974-cü ildə yenə orada antitritium nüvəsi ($\tilde{\text{H}}_3^3$) alınmışdır.

§ 10. Keçən əsrin ortalarında məlum olan daha bir sıra zərrəciklər haqqında

Onların bəziləri ilə biz artıq tanışıq. Həmin zərrəciklər də daxil olmaqla, XX əsrin ortalarında məlum olan zərrəciklərə nəzər salaraq. Təcrübi olaraq məlum olan (artıq kəşf edilmiş) zərrəcik və antizərrəciklərin ümumi sayı 12-yə çatırdı. Bunlar elektron və pozitron (e^-, e^+), proton və antiproton (p, \bar{p}), neytron və antineytron (n, \bar{n}), foton (γ), pionlar və ya π -mezonlar (π^+, π^0, π^-), müon (μ^-) və antimüon (μ^+) idi. Qeyd edək ki, pionları 1935-ci ildə Yaponiya nəzəriyyəçi-fiziki Hici Yukava nüvə qüvvələrinin təbiətini izah etmək üçün, başqa sözlə, nüvədə nuklonlar arasında nüvə qüvvələrinin ötürücüləri kimi daxil etmişdir.

Müon 1937-ci ildə K.Anderson və S.Nedermayer tərəfindən kosmik şüalarda kəşf olunmuşdur. İlk vaxtlar müonlar Yukava tərəfindən nüvə qarşılıqlı təsirinin ötürücüləri kimi hipotetik irəli sürülən zərrəciklər hesab olunurdu. Lakin tədricən aydınlaşdı ki, müonların nüvə qüvvələrilə heç bir əlaqəsi yoxdur. Nüvə qüvvələrinin ötürücüləri kimi daxil edilən zərrəciklər, daha doğrusu, yüklü pionlar (π^+ və π^-) 1947-ci ildə S.Pauell və J.Okialini, neytral pion (π^0) isə R.Berklund tərəfindən kəşf edilmişdir.

Nəhayət, nüvələrin beta-çevrilmələrində yaranan, elmə 1930-cu ildə V.Pauli tərəfindən hipotetik olaraq daxil edilən neytrino (ν_e) [və antineytrino ($\bar{\nu}_e$)

* Neytrininun V_e kimi işarələnməsi və müvafiq antineytrininun ($\bar{\nu}_e$) mövcudluğu barədə fikir elementar zərrəciklər fizikasında sonralar formalaşmış mənzərəyə müvafiq yazılmışdır.

] o vaxtlar təcrübi olaraq hələ kəşf olunmasalar da, onların varlığına heç kim şübhə etmirdi. Eləcə də, qravitasiya qarşılıqlı təsirin daşıyıcısı olan və hələ də təcrübi olaraq kəşf olunmamış qravitonun (elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə fotonun funksiyasına analoji funksiya yerinə yetirən və G kimi işarə olunan zərrəciyin) varlığı da həqiqət kimi qəbul olunurdu. Beləliklə, neytrino, antineytrino və qravitonu da nəzərə alsaq, keçən əsrin 50-ci illərində məlum zərrəciklərin sayı 15-ə çatırdı və bu, materiya quruluşunun kifayət qədər mükəmməl mənzərəsini yaratmağa imkan verirdi. Odur ki, fiziklər hesab edirdilər ki, materiya quruluşu üçün lazım olan bütün zərrəciklər artıq məlumdur və daha heç bir yeni zərrəciyə ehtiyac yoxdur. Əksinə, müonların mövcudluğuna, onların təbiətə nə üçün lazım olduğuna təəccüblə yanaşırdı. Elektrondan yalnız kütləcə fərqlənən (ondan ~ 206 dəfə ağır olan), materiya quruluşunda iştirak etməyən bu «ağır elektron»u təbiət nə üçün yaratmışdır? Sonralar məlum olmuşdur ki, μ^- və e^- bir-birindən həm də spesifik lepton yüklərinə (L_μ və L_e) görə fərqlənirlər (§16-ya bax).

II FƏSİL

ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏRİN XARAKTERİSTİKALARI VƏ SİSTEMLƏŞDİRİLMƏSİ

§ 11. Elementar zərrəciklərin təsnifatı

Hazırda məlum olan elementar zərrəciklərin sayı yüzlərlədir. Bütün bu zərrəcikləri üç sinfə bölmək olar: leptonlar, hadronlar, kalibronlar.

Leptonlar – güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak edə bilməyən, $1/2$ -ə bərabər spinli zərrəciklərdir. Lepton sözü kiçik, ensiz (dar) mənasını verən «leptos» yunan sözündəndir. Hazırda üç yüklü [elektron e^- , müon (mü - minus) μ^- və taon (tau - minus) τ^-] və üç yüksüz [elektron neytrinosu ν_e , müon neytrinosu ν_μ və taon neytrinosu ν_τ] lepton məlumdur. Bu zərrəciklərin hər birinin uyğun antisivə vardır (antizərrəcik haqqında §9-a bax): antielektron (pozitron) e^+ , antimüon (mü-plyus) μ^+ , antitaon (tau-plyus) τ^+ və üç antineytrino – elektron antineytrinosu $\tilde{\nu}_e$, müon antineytrinosu $\tilde{\nu}_\mu$, taon antineytrinosu $\tilde{\nu}_\tau$. Yüklü leptonlardan ən yüngülü olan elektron stabildir, müon və taon isə dayanıqsız zərrəciklərdir (zəif qarşılıqlı təsir hesabına parçalanırlar). Cədvəl 11.1-də leptonlar və onların əsas xarakteristikaları gətirilmişdir.

I. Leptonlar

Jədvəl 11.1

Simvol	Kütlə (MeV)	Spin (\hbar)	Lepton yükü (L)	Elektron lepton yükü (L_e)	Miön lepton yükü (L_μ)	Taon lepton yükü (L_τ)	Yaşama müddəti (san)
ν_e	$< 2 \cdot 10^{-6}$	1/2	1	1	0	0	stabil
e^-	0,5110	1/2	1	1	0	0	stabil ($> 4,6 \cdot 10^{26} il$)
ν_μ	$< 0,19$	1/2	1	0	1	0	stabil
μ^-	105,66	1/2	1	0	1	0	$2,20 \cdot 10^{-6}$
ν_τ	$< 18,2$	1/2	1	0	0	1	stabil
τ^-	1776,9	1/2	1	0	0	1	$2,91 \cdot 10^{-13}$

Hadronlar (hadron-böyük, güclü mənasını verən «hadros» yunan sözündəndir) – güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak etmək qabiliyyətinə malik olan zərrəciklərdir.

Hadronlar sinfi zərrəciklərin əksəriyyətini əhatə edən ən böyük sinifdir. Statistikanın* növünə görə bu sinif iki böyük qrupa bölünür: mezonlar və barionlar.

Mezonlar* – spini sıfır və tam (0, 1, 2,...) olan hadronlardır. Onlar Boze - Eynşteyn statistikasına tabedirlər, bozondurlar. Mezonların ilk və ən yüngül nümayəndələri pi-mezonlardır (pionlardır): π^+ (pi-plyus-mezon), π^- (pi-minus-mezon), π^0 (pi-sıfır-mezon). Mezonlar və onların əsas xarakteristikaları cədvəl 11.2a-da verilmişdir.

Barionlar (barion – ağır mənasını verən «barios» yunan sözündəndir) – spini təkyarım (1/2, 3/2, ...) olan hadronlardır. Onlar Fermi-Dirak statistikasına tabedirlər, fermiondurlar. Barionların ən məşhur nümayəndələri atom nüvəsinin tərkibinə daxil olan proton və neytrondur. Barionlar və onların əsas xarakteristikaları cədvəl 11.2b-də gətirilmişdir.

Kalibronlar (kalibrləmə zərrəcikləri və ya qarşılıqlı təsir ötürücüləri) və Hiqqs bozonları.**

M* Məlum olduğu kimi, zərrəciyin tabe olduğu statistika onun spininin qiymətilə müəyyən olunur. Spin – zərrəciyin məxsusi momentidir. Klassik mexanikada bu cür moment cismin öz oxu ətrafında fırlanması nəticəsində meydana gəlir. Kvant mexanikasında isə spinin bu cür mənalandırılması düzgün deyildir. O, elektrik yükü, kütlə, maqnit momenti və s. kimi zərrəciyə xas olan xarakteristikadır. Spin Plank sabiti vahidlərilə ölçülür, müxtəlif zərrəciklər üçün diskret qiymətlər alır – ya tam (0, 1, 2, ...), ya da təkyarım (1/2, 3/2, ...). Hazırda məlum olan zərrəciklərin spinləri 0-6 arasındadır. Məsələn, pionlarınkı – 0, fotonunkı – 1, qravitonunkı – 2, elektron, proton, neytron və neytrinonunkı – 1/2 və s.

Spini sıfır və tam – cütyarım (0, 1, 2, ...) olan zərrəciklər Boze-Eynşteyn statistikasına tabedirlər və bozon adlanırlar.

Spini təkyarım (1/2, 3/2, ...) olan zərrəciklər Fermi-Dirak statistikasına tabedirlər və fermion adlanırlar.

□ Mezon – aralıq mənasını verən «mezos» yunan sözündəndir. Bu termin yarananda nəzərdə tutulurdu ki, mezon elektron və protonun kütlələrinə nəzərən aralıq kütləyə malik olmalıdır, yəni elektronun kütləsindən böyük, protonun kütləsindən isə kiçik. Qeyd edək ki, hazırda terminin bu mənası öz gücünü itirmişdir, çünki protondan çox ağır olan mezonlar da məlumdur.

** Elementar zərrəciklərin təsnifatında əvvəlinci siniflərin adları («Leptonlar» və «Hadronlar») ilə həmahəng olan «Kalibronlar» termininin daxil edilməsini məqsəduyğun hesab edirik.

Kalibronlar – spini tam olan zərrəciklərdir, Boze-Eynşteyn statistikasına tabedirlər, bozondurlar. Cədvəl 11.3-dən görüldüyü kimi, bu sinfə elektromaqnit qarşılıqlı təsirin ötürücüsü foton γ , qravitasiya qarşılıqlı təsirin ötürücüsü graviton G ,

II. Hadronlar: mezonlar və barionlar*

Mezonlar

Jədvəl 11.2a

Simvol	Kvark tərkibi	Kütlə (MeV)	J^{PC}	İzospin (T, T_3)	Barion yükü (B)	Qarəbəllik (S)	Füsünkarlıq (C)	Gözəllik (b)	Əsillik (t)	Yaşama müddəti (sən)
π^0	$\frac{(u\bar{u} - d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	134,98	0^{-+}	(1,0)	0	0	0	0	0	$8,4 \cdot 10^{-17}$
π^+	$u\bar{d}$	139,57	0^{-}	(1,+1)	0	0	0	0	0	$2,60 \cdot 10^{-8}$
K^+	$u\bar{s}$	493,68	0^{-}	(1/2,+1/2)	0	1	0	0	0	$1,24 \cdot 10^{-8}$
K^0	$d\bar{s}$	497,65	0^{-}	(1/2,-1/2)	0	1	0	0	0	50% K_S^0 , 50% K_L^0
η	$\frac{(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})}{\sqrt{2}}$	547,51	0^{-+}	0	0	0	0	0	0	$5,06 \cdot 10^{-19}$
K_S^0			0^{-}		0	0	0	0	0	$8,95 \cdot 10^{-11}$
K_L^0			0^{-}		0	0	0	0	0	$5,11 \cdot 10^{-8}$
D^+	$c\bar{d}$	1869,3	0^{-}	(1/2,+1/2)	0	0	1	0	0	$1,04 \cdot 10^{-12}$
D^0	$c\bar{u}$	1864,5	0^{-}	(1/2,-1/2)	0	0	1	0	0	$4,10 \cdot 10^{-13}$
D_s^+	$c\bar{s}$	1968,2	0^{-}	0	0	1	1	0	0	$5,00 \cdot 10^{-13}$
B^+	$u\bar{b}$	5279,0	0^{-}	(1/2,+1/2)	0	0	0	1	0	$1,64 \cdot 10^{-12}$
B^0	$d\bar{b}$	5279,4	0^{-}	(1/2,-1/2)	0	0	0	1	0	$1,53 \cdot 10^{-12}$
B_s^0	$s\bar{b}$	5367,5	0^{-}	0	0	-1	0	1	0	$1,47 \cdot 10^{-12}$
B_c^+	$c\bar{b}$	6286	0^{-}	0	0	0	1	1	0	$4,6 \cdot 10^{-13}$

* 11.2a və 11.2b cədvəllərində zərrəciklərin 2-ci sütunda gətirilmiş kvark tərkiblərinin mahiyyəti daha ətraflı IV fəsilə aydınlaşacaq.

Barionlar

Cədvəl 11.2b

Simvol	Kvark tərkibi	Kütlə (MeV)	J^PC	Izospin (T, T ₃)	Barion yükü (B)	Qərbəllik (S)	Füsünkarlıq (C)	Qəzəllik (b)	Əsillik (t)	Yaşama müddəti (san)
p	uud	938,27	$1/2^+$	$(1/2, +1/2)$	1	0	0	0	0	stabil
n	udd	939,56	$1/2^+$	$(1/2, -1/2)$	1	0	0	0	0	885,7
Λ	uds	1115,7	$1/2^+$	0	1	-1	0	0	0	$2,63 \cdot 10^{-10}$
Σ^+	uus	1189,4	$1/2^+$	(1, +1)	1	-1	0	0	0	$8,02 \cdot 10^{-11}$
Σ^0	uds	1192,6	$1/2^+$	(1, 0)	1	-1	0	0	0	$7,4 \cdot 10^{-20}$
Σ^-	dds	1197,4	$1/2^+$	(1, -1)	1	-1	0	0	0	$1,48 \cdot 10^{-10}$
Ξ^0	uss	1314,8	$1/2^+$	$(1/2, +1/2)$	1	-2	0	0	0	$2,90 \cdot 10^{-10}$
Ξ^-	dss	1321,3	$1/2^+$	$(1/2, -1/2)$	1	-2	0	0	0	$1,64 \cdot 10^{-10}$
Ω^-	sss	1672,4	$3/2^+$	0	1	-3	0	0	0	$8,21 \cdot 10^{-13}$
Λ_c^+	udc	2286,5	$1/2^+$	0	1	0	1	0	0	$2,00 \cdot 10^{-11}$
Ξ_c^+	usc	2467,9	$1/2^+$	$(1/2, +1/2)$	1	-1	1	0	0	$4,42 \cdot 10^{-13}$
Ξ_c^0	dsc	2471,0	$1/2^+$	$(1/2, -1/2)$	1	-1	1	0	0	$1,12 \cdot 10^{-13}$
Ω_c^0	ssc	2697,5	$1/2^+$	0	1	-2	1	0	0	$6,9 \cdot 10^{-14}$
Λ_b^0	udb	5624	$1/2^+$	0	1	0	0	-1	0	$1,23 \cdot 10^{-12}$

III. Kalibronlar və Hiqq bazonları

Jədvəl 11.3

Simvol	Kütlə (GeV)	J^PC	Yaşama müddəti (san)
g^*	0	1^-	
γ	$<6 \cdot 10^{-26}$	1^{--}	stabil
W^\pm	80,403	1	$3,07 \cdot 10^{-25}$
Z^0	91,188	1	$2,64 \cdot 10^{-25}$
G	0	2^+	stabil
H^0	>114,4	0^+	
H^\pm	>79,3	0	

* Qlüon simvolu qarşısındaki 8 rəqəmi onun növlərinin sayını göstərir.

zəif qarşılıqlı təsirin ötürücüləri W^\pm və Z^0 bozonlar* daxildilər [güclü qarşılıqlı təsirin ötürücüləri olan qlüonlar (8 ədəd) sərbəst şəkildə mövcud olmasalar da, onları da cədvələ daxil etmişik]. Qeyd edək ki, zəif qarşılıqlı təsirin daşıyıcıları ağır zərrəciklərdir ($m_W \approx 80 \text{ GeV}$, $m_Z \approx 91 \text{ GeV}$), qalan kalibronlar isə kütləsizdirlər. Qravitonun spini 2, qalan ötürücülərin spinləri isə 1-dir. W^+ və W^- bozonlar istisna olmaqla, qalan kalibronlar elektrikcə neytraldırlar.

Cədvəl 11.3-ə biz həmçinin xarakteristikaları tam müəyyənləşməyən, lakin mövcudluqlarına böyük inam olan H^0 və H^\pm Hiqqs bozonları da daxil etmişik.

§ 12. Elementar zərrəciklərin sistematikas

Məlum elementar zərrəcikləri bir neçə yolla sistemləşdirmək olar.

1. **Güclü qarşılıqlı təsirə malik olub -olmamağa görə** zərrəcikləri iki qrupa bölmək olar: hadronlar və hadenonlar*[□]. Artıq 11-ci paragrafda deyildiyi kimi, hadronlar güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak edən zərrəciklərdir.

□ Bəzən W^\pm və Z^0 bozonları mezon adlandırılırlar. Bu səhvdir, çünki onlar hadron deyildirlər.

□ * Hər iki termin görkəmli nəzəriyyəçi fizik L.B.Okun tərəfindən irəli sürülmüşdür. Onlardan birincisi hamı tərəfindən qəbul edilmiş və əfkari-ümumiyyəyə çevrilmişdir, ikincisi isə həyata daimi pasport ala bilməmiş və indi çox az işlənilir.

Hadenonlar (hadenon – kiçik, zəif mənasını verən «hadenos» yunan sözündəndir) – güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak etməyən zərrəciklərdir. Leptonlar və kalibronlar sinfinə daxil olan zərrəciklər (qlüonlardan başqa) hadenondurlar.

2. **Yaşama müddətinə görə** zərrəcikləri üç qrupa bölmək olar: stabil (dayanıqlı), metastabil (kvazistabil) və qeyri-stabil (rezonans) zərrəciklər. Müasir ölçmə dəqiqliyi çərçivəsində elektronu, protonu, neytrinoları və onların antilərini, eləcə də foton və qravitonu **stabil zərrəcik** hesab etmək olar.

Yada salaq ki, elektron və protonun yaşama müddətləri üçün hazırda məlum olan aşağı sərhədlər belədir:

$$\tau_e > 4,6 \cdot 10^{26} \text{ il}, \quad \tau_p > 10^{31} \text{ il}.$$

Metastabil zərrəciklər qrupuna elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlə parçalanan zərrəciklər daxildir. Onların yaşama müddətləri $\tau > 10^{-20} \text{ san}$. Bu zərrəciklərə misal olaraq yaşama müddəti $\tau = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ san}$ olan müonu, yaşama müddəti $\tau = 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ san}$ olan π^0 mezonu, yaşama müddəti $\tau = 7,4 \cdot 10^{-20} \text{ san}$ olan Σ^0 hiperonu və s. göstərmək olar. «Əlavələr»də (§B) bir sıra metastabil mezon və barionların, eləcə də metastabil leptonların əsas parçalanma kanalları və onların nisbi ehtimalları gətirilmişdir.

Rezonanslar – güclü qarşılıqlı təsir hesabına parçalanan zərrəciklərdir. Onlar üçün xarakterik

yaşama müddəti $\tau = 10^{-24} - 10^{-22}$ san -dır. Bununla yanaşı, yaşama müddəti bu intervaldan kənara çıxan rezonans zərrəciklər də mövcuddur. Məsələn, §20–§21-də görəcəyimiz kimi, kəşfləri böyük maraq doğuran J/ψ (cey/psi) və Υ (ipsilon) mezonlar bu qəbildəndirlər. Onların yaşama müddətləri $\sim 10^{-20}$ san -dir. Göründüyü kimi, J/ψ və Υ mezonların yaşama müddətləri onları daha çox metastabil zərrəciklər hesab etməyə əsas verir. Lakin bu zərrəciklər ona görə rezonans adlanırlar ki, onların güclü qarşılıqlı təsirlə şərtlənən parçalanma kanalları vardır, amma dinamik səbəblərə görə bu kanallar boğulur.

3. Təbə olduqları statistikanın növünə görə zərrəciklər iki qrupa bölünür: fermionlar və bozonlar. **Fermionlar** – spini təkyarım olan zərrəciklərdir. Bütün leptonlar və barionlar bu qrupa daxildirlər. Onlar Fermi-Dirak statistikasına tabedirlər. **Bozonlar** – spini tam (cütyarım) və sıfır olan zərrəciklərdir. Kalibronlar və mezonlar qrupuna daxil olan zərrəciklər bozondurlar. Onlar Boze-Eynşteyn statistikasına tabedirlər.

§ 13. Elementar zərrəciklərin həndəsi xarakteristikaları

Elementar zərrəcikləri bir-birindən fərqləndirən bir sıra parametrlər-xarakteristikalar

mövcuddür. Onları iki əsas qrupa bölürlər: **həndəsi xarakteristikalar** və **daxili xarakteristikalar**.

Həndəsi xarakteristikaların meydana gəlməsi fəza-zaman simmetriyasının xassələri ilə bağlıdır. Bu xarakteristikaların sayı üçdür.

13.1 Kütlə. Təbiətdə kütlələri tamamilə eyni olan iki zərrəcik yoxdur (zərrəcik və müvafiq antizərrəcikdən başqa). Buradan çıxır ki, kütlə zərrəciyi başqalarından fərqləndirən, onu ən yüksək dərəcədə fərdiləşdirən xarakteristikadır. Elementar zərrəciklər cədvəlinə diqqət yetirsək, kütlə spektrində nəzərə çarpan heç bir qanunauyğunluğun olmadığını görürük (§11-dəki cədvəllərə bax). Ona görə də kütlə əsas təsnif əlaməti ola bilməz, hərçənd zərrəciklərin sayı çox az olduğu ilk vaxtlarda onları kütlələrinə görə sistemləşdirirdilər. Elementar zərrəciklər fizikasında bəzi terminlərin—**lepton** (yüngül), **mezon** (orta, aralıq) və **barion** (ağır)—meydana gəlməsi məhz bununla əlaqədardır. Qeyd edək ki, elementlərin dövrü sisteminin qurulmasında da ilk vaxtlar məhz atomların kütlələrinə əsaslanırdılar. Lakin sonralar məlum oldu ki, dövrü sistemdə atomun yerini, sıra nömrəsini təyin edən daha vacib, daha etibarlı xarakteristika mövcuddür—atom nüvəsinin yükü, yəni nüvədə protonların sayı.

Elementar zərrəciklərin kütlələrini adətən $E_0 = mc^2$ Eynşteyn düsturuna əsasən enerji vahidlərlərilə meqaelektronvoltlarla (MeV -lərlə),

gigaelektronvoltlarla (GeV -lərlə) ifadə edirlər (§3 və §11-ə bax).

13.2.Spin. Bu, elementar zərrəciklərin vacib xarakteristikasıdır. Sükunətdə olan zərrəcik üçün yalnız spin seçilmiş istiqamət göstərir.

Məlum olduğu kimi, zərrəciyin tabe olduğu statistika onun spininin qiyməti ilə müəyyən olunur. Spin– zərrəciyin məxsusi momentidir. Klassik mexanikada bu cür moment cismin öz oxu ətrafında fırlanması nəticəsində meydana gəlir. Kvant mexanikasında isə spinin bu cür mənalandırılması düzgün deyildir. O, elektrik yükü, kütlə, maqnit momenti və s. kimi zərrəciyə xas olan xarakteristikadır. Spin Plank sabiti vahidlərlə ölçülür, müxtəlif zərrəciklər üçün diskret qiymətlər alır– ya tam ($0,1,2,\dots$), ya da təkyarım ($1/2,3/2,\dots$). Hazırda məlum olan zərrəciklərin spinləri $0-6$ arasındadır, belə ki, leptonlar və barionların spinləri $1/2,3/2,\dots,11/2$ qiymətlərini, mezonlar, kalibronlar və Hiqqs bozonların spinləri $0,1,2,\dots,6$ qiymətlərini alır. Konkret desək, leptonların (cədvəl 11.1) və Ω^- hiperon istisna olmaqla 11.2b cədvəlində gətirilən bütün barionların (stabil və metastabil barionların) spinləri $1/2$ -ə, 11.2a cədvəlində gətirilən bütün mezonların (metastabil mezonların) və Hiqqs bozonlarının spinləri sıfır, qraviton istisna olmaqla, bütün kalibronların (cədvəl 11.3) spinləri 1 -ə bərabərdir. Ω^- hiperon $3/2$ -ə, qraviton isə 2 -yə bərabər spinə malikdir.

Əvvəlki paraqrafda deyildi ki, 11.2 cədvəllərinə daxil edilməyən çoxlu sayda rezonans zərrəciklər mövcuddur. Mezon rezonansların spinləri $0, 1, 2, \dots, 6$, barion rezonanslarının isə $1/2, 3/2, \dots, 11/2$ qiymətlər spektrini doldururlar.

Sonda qeyd edək ki, spini $J=0$ olan zərrəciklər skalyar, spini $J=1/2$ olanlar spinor və spini $J=1$ olanlar vektori dalğa funksiyaları ilə təsvir olunurlar və uyğun olaraq, skalyar, spinor və vektori zərrəciklər adlanırlar.

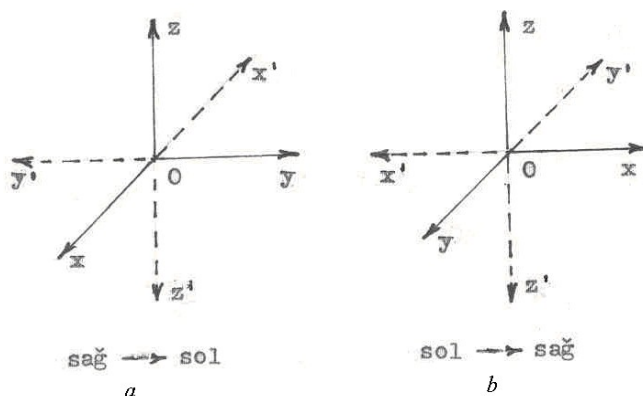
13.3. Fəza cütlüyü– elementar zərrəcikləri xarakterizə edən əsas kəmiyyətlərdən biridir. O, sırf kvantmexaniki anlayışdır. Fəza cütlüyü zərrəciyin (və ya zərrəciklər sisteminin) $\psi(x, y, z)$ dalğa funksiyasının fəza inversiyası (güzgü inikası, güzgü qaytarması) çevirməsində davranışını müəyyən edir. **Fəza inversiyası** dedikdə

$$(x, y, z) \rightarrow (x', y', z') = (-x, -y, -z) \quad (r \rightarrow r' = -r) \quad (1)$$

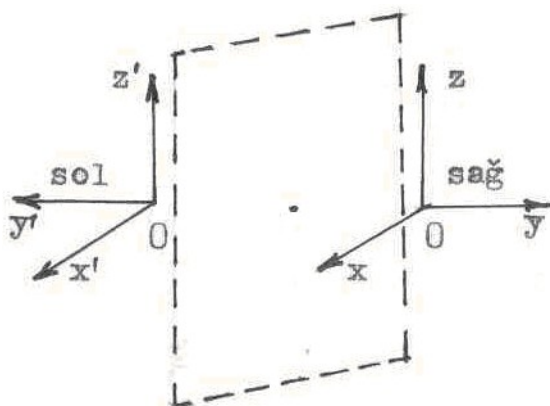
çevrilməsi, yəni bütün koordinatların öz işarəsini dəyişməsi başa düşülür. Başqa sözlə, bu çevrilmə sağ koordinat sistemindən sol koordinat sisteminə (və əksinə) keçidi bildirir (şəkil 13.1)*. Asanca görmək olar ki, güzgüdə əksolmada da bu keçid baş

* Əgər Dekart koordinat sisteminin oxları elə yönəlmişlərsə ki, Oz oxunun hər hansı nöqtəsindən Oxy müstəvisinə baxdıqda Ox oxundan Oy oxuna doğru π - dən kiçik bucaqla fırlanma saat əqrəbinin hərəkət istiqamətinin əksinə baş versin, onda belə sistem **sağ sistem** adlanır (şəkil 13.1a). Əgər yuxarıda göstərilən fırlanma saat əqrəbinin hərəkət istiqamətində baş verərsə, onda sistem **sol sistem** adlanır (şəkil 13.1b).

verir (şəkil 13.2). Məhdud formada olsa da, cütlük anlayışı klassik fizika çərçivəsində də daxil edilir. Əgər



Şəkil 13.1



Şəkil 13.2

verilən fiziki kəmiyyətin komponentləri (1) çevrilmələrində dəyişirsə, onda deyirlər ki, həmin fiziki kəmiyyət müsbət cütlüyə ($\eta=+1$) malikdir, əgər fiziki kəmiyyətin komponentləri işarəsini dəyişirsə, onda deyirlər ki, o, mənfi cütlüyə ($\eta=-1$) malikdir. Məsələn, skalyar kəmiyyət (S) fəza inversiyası çevrilmələrində işarəsini dəyişmir ($\eta=+1$), lakin psevdoskalyar (P) kəmiyyət – işarəsini dəyişir ($\eta=-1$). Eləcə də vektor kəmiyyət (V) fəza inversiyası zamanı işarəsini dəyişir ($\eta=-1$), psevdovektor və ya aksial vektorun (A) komponentləri isə – dəyişmir ($\eta=+1$). Aksial vektora misal olaraq $M=[r p]$ impuls momentini göstərmək olar. Cədvəl 13.1-də bir sıra vacib fiziki kəmiyyətlərin fəza inversiyasında ($r \rightarrow -r$) çevrilmələri gətirilmişdir.

Cədvəl 13.1

Fiziki kəmiyyətlər	Əməliyyat \hat{P}
Koordinatlar	$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$
İmpuls	$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$
İmpuls momenti (spin)	$\vec{M} \rightarrow \vec{M}$
Qüvvə	$\vec{F} \rightarrow -\vec{F}$
Enerji	$E \rightarrow E$
Elektrik sahəsinin gərginliyi	$\vec{E} \rightarrow -\vec{E}$
Maqnit sahəsinin gərginliyi	$\vec{H} = \vec{H}$

Cədvəlin doldurulması zamanı aşağıdakı məlum düsturlardan istifadə edilmişdir (nəzərə alınmışdır ki, zaman t , kütlə m və elektrik yükü e bu çevrilmə zamanı dəyişməz qalır):

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{dt}, \quad M = [r p], \quad F = \frac{dp}{dt},$$

$$E = \frac{m v^2}{2}, \quad \vec{F} = e \vec{E} + e [\vec{v} H].$$

(2)

Klassik fizikada cütlük anlayışı daxil edilsə də (məhdud formada da olsa), onun əsl mahiyyəti və rolu yalnız kvant mexanikasında açılır. Kvant mexanikasında klassik fizikadakından fərqli (yeni) cəhət ondan ibarətdir ki, hesablama sisteminin dəyişməsilə, müvafiq çevrilmələrə təkcə fiziki kəmiyyətlərin qiymətləri deyil, həmçinin zərrəciyin (kvant-mexaniki sistemin) halını təsvir edən dalğa funksiyasının forması da məruz qalır.

Əgər fəza inversiyasında sistemin dalğa funksiyasını dəyişən operatoru \hat{P} ilə işarə etsək, onda yazı bilərik:

$$\hat{P}\psi(x, y, z) = \psi(-x, -y, -z) = \eta\psi(x, y, z).$$

(3)

Burada \hat{P} klassik analoqu olmayan hər hansı fiziki kəmiyyətə müvafiq operatorudur. Əgər (3) münasibətinə \hat{P} operatoru ilə bir dəfə də təsir etsək, aydındır ki, ψ hal funksiyası öz əvvəlki şəklinə qayıdacaq, yəni

$$\hat{P}(\hat{P}\psi) = \hat{P}^2\psi = \eta^2\psi = \psi. \quad (4)$$

Buradan çıxır ki, $\eta^2 = 1$, $\eta = +1$ və ya $\eta = -1$. η kəmiyyəti \hat{P} operatorunun məxsusi qiymətidir. Ona **halın cütlüyü** deyilir. Əgər $\eta = 1$ isə, onda ψ funk-

siyası ilə təsvir olunan hal **müsbət cütlüklü hal** və ya **cüt hal**, əgər $\eta = -1$ olarsa, onda Ψ funksiyası ilə təsvir olunan hal **mənfi cütlüklü hal** və ya **tək hal** adlanır. Beləliklə, həm müsbət cütlüklü ($\eta = +1$), həm də mənfi cütlüklü ($\eta = -1$) hallar ola bilər. Bu halların superpozisiyasından ibarət hallar müəyyən konkret cütlüyə malik deyildir. Belə hallara misal olaraq, zərrəciyin verilmiş impulsa ($p = k$) malik olduğu halları göstərmək olar. Belə halların dalğa funksiyaları $\psi(r) \sim e^{ikr}$ inversiya operatorunun (\hat{P}) məxsusi funksiyası deyildir.

Inversiya çevrilməsində $\psi(x, y, z)$ funksiyasının davranışı bu funksiya ilə təsvir olunan zərrəciklərin daxili xassələrindən asılıdır. Bu asılılığı ifadə etmək üçün deyirlər ki, cüt funksiyalarla təsvir olunan zərrəciklər müsbət daxili cütlüyə ($\eta = +1$), tək funksiyalarla təsvir olunan zərrəciklər isə mənfi daxili cütlüyə ($\eta = -1$) malikdirlər.

Bir zərrəcik halında η -ni

$$\eta = \eta_0 \eta_\ell \quad (5)$$

hasili şəklində göstərmək olar. Bu ifadədə ikinci vuruq η_ℓ **orbital cütlük** adlanır və onun meydana gəlməsi zərrəciyin $\psi(r)$ dalğa funksiyasının argumentində $r \rightarrow -r$ çevrilməsilə əlaqədardır. Orbital cütlük zərrəciyin hərəkətinin xarakteri ilə müəyyən olunur və kvant mexanikasında göstərilirdiyi kimi,

$$\eta_\ell = (-1)^\ell. \quad (6)$$

Burada ℓ -orbital kvant ədədidir. Əgər izolə edilmiş zərrəciyin sükunət sistemə keçsək, onda $\ell = 0$,

$\eta_\ell = 1$ və odur ki, zərrəciyin tam cütlüyü (5) ifadəsindəki birinci η vuruğu ilə müəyyən olunacaqdır. η zərrəciyin **daxili cütlüyü** adlanır. Onun meydana gəlməsi zərrəciyin dalğa funksiyasının dəyişməsi ilə əlaqədardır. Bu dəyişmə dalğa funksiyasının tenzori xassələri ilə fiksə olunur.

Zərrəciyin daxili cütlüyü onun kütləsi, spini, yükü və s. kimi xarakteristikalardan biridir və zərrəciklərin xarakteristikaları cədvəlində məhz onun qiymətləri gətirilir (11.2 və 11.3 cədvəllərinə bax). Başqa sözlə, zərrəciyin kvant ədədləri haqqında söhbət getdikdə, onların sırasında məhz η kəmiyyəti nəzərdə tutulur.

Beləliklə, zərrəciyin cütlüyü üçün son ifadə olaraq,

$$\eta = \eta_0 (-1)^\ell \quad (7)$$

alırıq.

Qravitondan başqa bütün bozonların (metastabil) fəza cütlüyü mənfidir (ona görə, məsələn, pionun dalğa funksiyası skalyar yox, psevdoskalyardır, lakin fotonun dalğa funksiyası psevdovektor yox, vektoridir). Bütün barionların fəza cütlüyü müsbətdir, antibarionların cütlüyü isə mənfidir. Həm mezon, həm də barion rezonansları arasında cütlükləri həm müsbət, həm də mənfi olan zərrəciklər vardır.

Qeyd edək ki, cədvəllərdə zərrəciyin spini və cütlüyü birlikdə J^P kimi göstərilir. Bu xarakteristika, məsələn, foton üçün 1^- , qraviton üçün 2^+ , pion üçün 0^- , proton üçün $1/2^+$ -dir və s.

Qeyd edək ki, cütlük anlayışı amerika nəzəriyyəçi fiziki (Budapeştdə doğulmuşdur) Yucin Viqner tərəfindən daxil edilmişdir (1927).

§14. Elektrik yükü və onun saxlanması qanunu

Əvvəlki paraqrafda qeyd etdik ki, zərrəciyi xarakterizə edən parametrlərin ikinci qrupu **daxili xarakteristikalar-daxili kvant ədədləri** adlanır. Bu xarakteristikalar zərrəciklərin iştirak etdikləri fundamental qarşılıqlı təsirlərin simmetriyasını əks etdirir və onların sayı çoxdur. Onların sırasına aşağıdakıları daxil etmək olar: **elektrik yükü** Q , **barion yükü** B , **lepton yükü** L (həmçinin L_e, L_μ, L_τ), **qəribəlik** S , **füsunkarlıq** C , **gözəllik** b , **əsellik** t , **izospin** T , **izospinin proyeksiyası** T_3 , **hiperyük** Y və **yük cütlüyü** n_c .

Bu və bir neçə növbəti paraqraflarda bu xarakteristikalar üzərində ətraflı dayanacaq və onların mahiyyətini aydınlaşdıracağıq.

Elektrik yükü zərrəciyin daxili xarakteristikalarından, ayrılmaz atributlarından, xassələrindən biridir. O, həm elektromaqnit sahəsinin mənbəyidir, həm də zərrəciyin elektromaqnit qarşılıqlı təsirini müəyyən edir. Odur ki, iki yüklü zərrəcik bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olur (elektromaqnit sahəsi vasitəsilə).

Şerti olaraq müsbət və mənfi adlandırılan iki növ elektrik yükü mövcuddur. Eyni adlı (işarəli) iki yük bir-birini itələyir, müxtəlif adlı yüklər isə bir-birini cəzb edir.

Elektriklənmiş şüşə çubuğun yükünü müsbət, elektriklənmiş kəhrəbanın yükünü isə mənfi qəbul etmişlər. Odur ki, kəhrəbanın yükünə müvafiq yükə malik zərrəciyi elektron adlandırmışlar (**elektron** kəhrəba mənasını verən yunan sözüdür). O biri növ yükə malik ilk kəşf olunan (Rezerford,1914) zərrəcik proton olmuşdur (proton ilk, birinci mənasını verən **protos** yunan sözüdür).

Elektrik yükü diskretdir. Bu o deməkdir ki, təbiətdə elə minimal (elementar) elektrik yükü (e) mövcuddur ki*, bütün zərrəcik və cismlərin yükləri həmin elementar yükün tam misillərinə bərabərdir:

$$q = \pm Ne .$$

Elektrik yükü bütün qarşılıqlı təsirlərdə və zərrəciklərin bütün çevrilmələrində saxlanır. **Elektrik yükünün saxlanması qanunu** təbiətin fundamental qanunlarından biridir. Bu qanunun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, istənilən qapalı sistemin elektrik yüklərinin cəbri cəmi sistemin daxilində hansı proseslərin getməsindən asılı olmayaraq saxlanır. Zərrəciklərin bir-birinə çevrilməsi prosesi halında bu qanun reaksiyanın sol və sağ tərəflərində elektrik yüklərinin cəbri cəmlərinin bir-birinə bərabər olması deməkdir.

* Burada söhbət sərbəst zərrəciyin yükündən gedir.

Elektrik yükünün saxlanması qanunu elektronun dayanıqlığını təmin edir (enerjinin saxlanması qanunu ilə birlikdə). Elektron (pozitron) ən yüngül elektrik yüklü zərrəcikdir və odur ki, onun daha yüngül neytral zərrəciklərə (məsələn, foton, neytrino və s.) parçalanmasının qarşısını elektrik yükünün saxlanması qanunu alır. Elektronun (pozitronun) özündən ağır zərrəciklərə (məsələn, müon və s.) parçalanması isə enerjinin saxlanması qanunu ilə qadağandır.

Elektrik yükünün saxlanması qanunu təbiətin ciddi, dəqiq saxlanma qanunu hesab olunur (indiyədək bu qanundan heç bir kənarçıxma müşahidə olunmamışdır). Qeyd edək ki, bu qanunun dəqiqliyi elektronun yaşama müddətilə müəyyən olunur [(8.13)-ə bax*].

§15. Barion yükü və onun saxlanması qanunu

Barion yükü elementar zərrəciklərin vacib daxili xarakteristikalarından biridir. Elementar zərrəciklər fizikası inkişafının elə ilk vaxtlarından

* Düsturun iki rəqəmlə (i, k) şəklində işarələnməsində birinci rəqəm (i) paraqrafın, ikinci rəqəm (k) isə paraqrafdakı düsturun nömrəsini göstərir. Odur ki, (8.13) işarələməsi §8-də (13) düsturu deməkdir.

aydın olmuşdur ki, bütün məlum proseslərdə barionların sayı (n_B) ilə antibarionların sayı ($n_{\bar{B}}$) fərqi saxlanır, yəni

$$\Delta n = n_B - n_{\bar{B}} = \text{const} . \quad (1)$$

Başqa sözlə bu o deməkdir ki, prosesin əvvəlində və sonunda Δn fərqi eynidir. Barion yükü (barion kvant ədədi) adlı kəmiyyət daxil etməklə, Δn fərqinin saxlanmasını barion yükünün (barion kvant ədədinin) saxlanması qanunu kimi ifadə edirlər. **Barion yükü (B)** aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} +1, \text{ bütün barionlar üçün,} \\ \mathbf{B} = \quad -1, \text{ bütün antibarionlar üçün,} \\ 0, \text{ başqa zərrəciklər üçün.} \end{array} \right.$$

Buradan çıxır ki, zərrəciklər sisteminin barion yükü sistemdəki barionlarla antibarionların sayları fərqi bərabərdir. Eləcə də aydındır ki, nüvənin barion yükü onun kütlə ədədinə (ondakı nuklonların sayına) bərabər olar. §6-da göstərilən qarşılıqlı təsirlərlə şərtlənən bütün proseslərdə barion yükü saxlanır və o dəqiq saxlanma qanunu hesab olunur. Bununla yanaşı qeyd edək ki, böyük birləşmə modellərində (§42-yə bax), yəni güclü, elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyələrində barion yükünün saxlanmadığı proseslərin də mövcudluğu irəli sürülür. Konkret desək, bu modellər, məsələn, protonun bir sıra parçalanma kanallarını –

$$p \rightarrow e^+ \pi^0, \tilde{\nu}_e \pi^+, \mu^+ K^0, \tilde{\nu}_\mu K^+, \dots$$

(3)

–irəli sürür və bununla da protonun qeyri-stabilliyinə gətirirlər. Lakin bu proseslərin heç biri təcrübədə müşahidə olunmamışdır.

Barion yükünün saxlanması qanunu, xüsusi halda, protonun (antiprotonun) dayanıqlığını təmin edir (enerjinin saxlanması qanunu ilə birlikdə). Proton elektrik yüklü ən yüngül bariondur və odur ki, onun daha yüngül zərrəciklərə (məsələn, mezonlara) parçalanmasının qarşısını barion yükünün saxlanması qanunu alır. Protonun özündən ağır barionlara (məsələn, Σ^+ hiperona) parçalanması enerjinin saxlanması qanunu ilə qadağandır.

Qeyd edək ki, barion yükünün saxlanması qanununun dəqiqliyi protonun yaşama müddətilə müəyyən olunur [(8.17)-yə bax].

§16. Lepton yükləri və onların saxlanması qanunları

Barion yükünə analogi olaraq, elmə **lepton yükü (lepton kvant ədədi)** anlayışı daxil edilmişdir:

$$(1) \quad L \begin{cases} +1, & \text{bütün leptonlar üçün,} \\ -1, & \text{bütün antileptonlar üçün,} \\ 0, & \text{başqa zərrəciklər üçün.} \end{cases}$$

Lakin sonralar məlum olmuşdur ki, barion yükünün saxlanması qanunundan fərqli olaraq, lepton yükünün saxlanması qanunu ($L = const$) birtərəfli qanundur, daha doğrusu, bütün məlum proseslərdə bu qanun ödənsə də, bu qanuna əsasən baş verməli olan

proseslərin heç də hamısı təcrübədə müşahidə edilmir. Başa düşülmürdü ki, məlum saxlanma qanunlarının (enerji, impuls, elektrik yükü və eləcə də lepton yükünün saxlanması qanunlarının) heç biri ilə qadağan olunmayan, məsələn,

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+ \quad (2)$$

parçalanma prosesləri təcrübədə niyə müşahidə edilmir? Axı, elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə şərtlənməli olan bu proseslər müonun zəif qarşılıqlı təsirə əsaslanan məlum parçalanma prosesindən ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$) daha ehtimallı olmalıdırlar.

Beləliklə, əgər (2) proseslərinin reallaşmamasına təcrübə əminlik varsa, onda onların baş verməsini qadağan edən qanunu tapmaq (yaxud onu «yaratmaq») lazımdır. Bununla əlaqədar olaraq, (1) kimi təyin olunan lepton yükünü üç toplanana ayırmaq, yəni

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau \quad (3)$$

kimi yazmaq və bu toplananlardan hər birinin ayrılmaqda saxlanmasını tələb etmək lazım gəlmişdir. (3)-ə daxil olan L_e, L_μ və L_τ toplananları, uyğun olaraq, elektron lepton yükü və ya, qısaca olaraq, **elektron yükü (elektron kvant ədədi)**, **müon yükü (müon kvant ədədi)** və **taon yükü (taon kvant ədədi)** adlanır və aşağıdakı kimi təyin olunurlar:

* Əlbəttə, «müşahidə olunmayan» bu növ proseslərin sayını artırmaq da olar. Məsələn, $\mu^+ + e^- \rightarrow \mu^- + e^+$ və $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$ səpilmə prosesləri, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \mu^\pm + e^\mp$ və $\Lambda^0 \rightarrow n + \mu^\pm + e^\mp$ parçalanma prosesləri də bu qəbildəndirlər.

$$(4a) \quad L_e \begin{cases} = +1, e^- \text{ vƏ } \nu_e & \text{üçün,} \\ -1, e^+ \text{ vƏ } \tilde{\nu}_e & \text{üçün,} \\ 0, & \text{başqa leptonlar üçün;} \end{cases}$$

$$(4b) \quad L_\mu \begin{cases} = +1, \mu^- \text{ vƏ } \nu_\mu & \text{üçün,} \\ -1, \mu^+ \text{ vƏ } \tilde{\nu}_\mu & \text{üçün,} \\ 0, & \text{başqa leptonlar üçün;} \end{cases}$$

$$(4c) \quad L_\tau \begin{cases} = +1, \tau^- \text{ vƏ } \nu_\tau & \text{üçün,} \\ -1, \tau^+ \text{ vƏ } \tilde{\nu}_\tau & \text{üçün,} \\ 0, & \text{başqa leptonlar üçün.} \end{cases}$$

L_e , L_μ vƏ L_τ kvant ədədləri saxlandığından, aydındır ki, onların cəmi (3) kimi təyin olunan L lepton kvant ədədi, yəni ümumi lepton yükü də saxlanır.

Hazırda, L_e , L_μ vƏ L_τ yüklərinin (aydındır ki, həmçinin L lepton yükünün) saxlanma qanunları dəqiq saxlanma qanunları hesab olunur. Lakin böyük birləşmə modelləri barion yükü kimi, bu yüklərin (L_e, L_μ, L_τ, L) də saxlanma qanunlarının pozulmasına gətirir [məsələn, protonun (15.3) parçalanma proseslərinə bax].

§17. Qəribə zərrəciklər, qəribəlik kvant ədədi (yükü)

XX əsrin 50-ci illərində fiziklərin təəccübünə səbəb olan, onlar üçün əsla gözlənilməyən bir sıra zərrəciklər kəşf olundu. Bu yeni zərrəciklər aşağıdakılar idi: ka-mezonlar və ya kaonlar – K^+ , K^0 ; lyambda-hiperon – Λ ; siqma-hiperonlar – Σ^+ , Σ^0 , Σ^- ; ksi-hiperonlar – Ξ^0 , Ξ^- . Qeyd edək ki, 60-cı illərdə sürətləndiricilərin köməyilə bütün bu zərrəciklərin antiləri də kəşf olundu. Səbəbi aşağıda aydınlaşacağı kimi, elə kəşf olunduqları vaxtdan etibarən, bu yeni zərrəcikləri qəribə zərrəciklər adlandırmağa başladılar.

Qeyd edək ki, 1964-cü ildə bu seriyadan olan zərrəciklərin , yəni qəribə zərrəciklərin sonuncusu – omeqa-hiperon (Ω^-) – kəşf olundu. Başqa qəribə zərrəciklərdən fərqli olaraq, omeqa-minus hiperonun varlığı hələ kəşfindən xeyli əvvəl nəzəri olaraq irəli sürülmüşdür (M.Gell-Mann,1961).

Cədvəl 11.2a və 11.2b - də qəribə zərrəciklərin əsas xarakteristikaları gətirilmişdir. Cədvəllərdən görüldüyü kimi, bu qəribə zərrəciklərin hamısı qeyri-stabildir. Onların əksəriyyətinin yaşama müddəti $\sim 10^{-10}$ saniyədir. İstisnalığı yalnız K^+ , K_L^0 mezonlar* və Σ^0 hiperon təşkil edir. Belə ki,

* K_S^0 və K_L^0 , eləcə də K^0 və \tilde{K}^0 barədə ətraflı §28-§29-a bax.

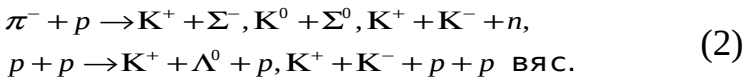
göstərilən mezonların yaşama müddəti $\sim 10^{-8}$ saniyədir. Σ^0 hiperon



kanalı üzrə parçalanır və bu proses elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə şərtlənir.

Yuxarıda göstərilən hiperonlar arasında diqqəti cəlb edən bir məsələni qeyd edək. §9-da dedik ki, π^+, π^0, π^- pionlar üçlüyündə π^- mezon π^+ mezonun antisidir (və ya əksinə). Onlardan fərqli olaraq, hiperonların $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ üçlüyündə Σ^- hiperon Σ^+ hiperonun antisidir. Çünki, hər şeydən əvvəl, onlar müxtəlif kütlələrə malikdirlər.

İndi haqlarında söhbət gedən zərrəciklərin nə üçün qəribə zərrəciklər adlandırılması məsələsinə toxunaq. Bunun səbəbi onların bir sıra qeyri-adi xassələrə malik olmalarındadır. Bunlardan ən parlaq nəzərə çarpan odur ki, adi hadronların güclü qarşılıqlı təsir proseslərində (məsələn, pion-proton və proton-proton toqquşmalarında) çox sürətlə ($\tau \sim 10^{-24} - 10^{-23}$ san müddətində) yaranan bu zərrəciklər həmişə cüt sayda (müxtəlif tərkiblərdə) yaranırlar. Məsələn,



Digər tərəfdən, qəribə zərrəciklər zəif qarşılıqlı təsirlə şərtlənən proseslərlə, yəni çox yavaş ($10^{-10} - 10^{-8}$ san müddətində) parçalanırlar. Misal üçün,

$$\begin{aligned}
 \Sigma^+ &\rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+, \\
 \Omega^- &\rightarrow \Lambda^0 + K^-, \Xi + \pi, \\
 K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^+ + \pi^0 \text{ в.я.с.}
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Adi hadronların toqquşma proseslərində yeni zərrəciklərin yalnız cütlükdə yaranması onların qəribəliklərinin ən bariz təzahürüdür. Qəribə zərrəciklərin cütlükdə yaranması elektron və pozitronun, barion və antibarionun (məsələn, proton və antiprotonun) cütlükdə yaranmalarını xatırladır, hərçənd cütlükdə yaranan qəribə zərrəciklər heç də həmişə zərrəcik və müvafiq antizərrəcikdən ibarət olmur [(2)-yə bax].

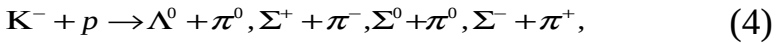
Bildiyimiz kimi, məsələn, pozitron və antiprotonun təklikdə yaranması (məsələn, $\pi^+ + p \rightarrow p + e^+$ və $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \tilde{p}$ prosesləri), uyğun olaraq, lepton və barion yüklərinin saxlanması qanunları ilə qadağandır. Adi zərrəciklərin toqquşma proseslərində qəribə zərrəciklərin də təklikdə yaranması müşahidə edilmədiyindən, təbii ki, saxlanması onların təklikdə yaranmasını qadağan edən yeni kvant ədədi, yalnız qəribə zərrəciklərə xas olan yeni «yük» daxil etmək zərurəti yaradır. Bu kvant ədədi (kvant yükü) **qəribəlik** adını almışdır. obrazlı desək, bu kvant ədədi zərrəciyin qəribəlik dərəcəsinə göstərir. Qəribəlik S hərfi ilə işarə edilir (S -qəribəlik mənasını verən ingiliscə «strange» sözünün baş hərfidir).

Belə yanaşmada, təbii ki, heç bir qəribəlik göstərməyən nuklon və pionların (eləcə də, cədvəl

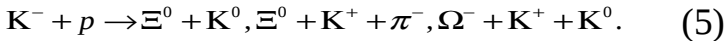
11.2a - ya daxil edilən eta - mezonun: η) qəribəliklərini sıfıra bərabər götürmək lazımdır. Qəribə zərrəciklərə gəlincə, aydındır ki, cütlükdə doğulan zərrəciklər qiymətcə bərabər, işarəcə bir-birinə əks qəribəliyə malik olmalıdırlar. Bu, qəribə zərrəciklərin doğulduqları güclü qarşılıqlı təsir proseslərində qəribəliyin saxlanmasını təmin edir, başqa sözlə, reaksiyanın əvvəlində və sonunda qəribəliklərin cəbri cəmləri eyni olmalıdır. Xüsusi halda, əgər ilk olaraq, K^0 mezonun qəribəliyini $+1$ götürsək, onda, məsələn, $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Sigma^0$ reaksiyasında onunla cütlükdə yaranan Σ^0 hiperonun qəribəliyini -1 götürmək lazımdır ki, reaksiyanın solunda olduğu kimi, sağında da qəribəlik sıfıra bərabər olsun. Qəribə zərrəciklərin cütlükdə yarandıqları məlum proseslərin bu qayda ilə təhlili bütün zərrəcik və antizərrəciklərin qəribəliklərini müəyyənləşdirməyə imkan verir (11.2a və 11.2b cədvəllərinə bax). Göründüyü kimi, K^0 və K^+ mezonlar $+1$ -ə, $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ hiperonlar -1 -ə, Ξ^0 və Ξ^- hiperonlar -2 -yə, Ω^- hiperon isə -3 -ə bərabər qəribəliyə malikdir. Aydındır ki, bu zərrəciklərin hər birinin antisı qiymətcə zərrəciyinkinə bərabər, işarəcə onun əksinə olan qəribəliyə malikdir. Məsələn, \tilde{K}^0 və $\tilde{K}^+ = K^-$ mezonların qəribəliyi -1 -ə, $\tilde{\Sigma}^+$ hiperonun qəribəliyi $+1$ -ə, $\tilde{\Omega}^- = \Omega^+$ hiperonun qəribəliyi $+3$ -ə bərabərdir və s..

Qeyd edək ki, qəribəliyin saxlanması ($S = const$) tələbi adi hadronların toqquşması ($\pi^- + p, p + p$ və s.) proseslərində qəribə zərrəciklərin təklikdə yaranmasını qadağan edir. Beləliklə, qəribəliyin saxlanması tələbi bəzi mikroaləm hadisələrini idarə edən qanun xarakterini alır. Bu qanun **qəribəliyin saxlanması qanunu** adlanır.

Qeyd edək ki, qəribə zərrəciklərin cüt doğulmaları halında tapılmış qəribəliyin saxlanması qanunu həmçinin qəribə və adi zərrəciklərin qarşılıqlı təsir reaksiyaları üçün də doğru olur. Məsələn, qəribəliyi -1 -ə bərabər olan K^- mezonun sıfır qəribəlikli protonla toqquşması nəticəsində, bu qanuna uyğun olaraq, ya π mezonlarla birlikdə qəribəliyi -1 olan hiperon ($\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$) yaranır, yəni



yaxud da qəribəliklərinin cəmi -1 olan bir neçə qəribə zərrəcik yaranır:



Beləliklə, qəribəliyin saxlanması qanunu güclü qarşılıqlı təsirlər üçün ümumi qanun xarakterini alır. O, güclü qarşılıqlı təsirlərdə yalnız elə proseslərin getməsinə imkan verir ki, həmin proseslərdə reaksiyanın əvvəlində və sonunda qəribəliklərin cəmi eyni olsun. Bu tələbin ödənilmədiyi prosesləri isə qadağan edir.

Qeyd edək ki, güclü qarşılıqlı təsirlər üçün doğru olan bu qanunun zəif qarşılıqlı təsir proseslərində də ödənilməsi heç də vacib deyildir. Təcrübələr göstərir

ki, zəif qarşılıqlı təsirlərdə bu qanun pozulur, lakin bu pozulma heç də ixtiyari şəkildə baş vermir. Məlum olmuşdur ki, qəribə zərrəciklərin iştirak etdikləri bütün zəif qarşılıqlı təsir proseslərində qəribəliyin dəyişməsi vahiddən böyük olmur ($|\Delta S| = 0, 1$). Bu, (3) proseslərində aydın görünür.

§ 18. İzospin və onun proyeksiyası. Yük multiplətləri

Çoxsaylı təcrübi nəticələr göstərir ki, proton və neytron, neytron və neytron, proton və neytron arasında təsir göstərən nüvə qüvvələri eynidir, başqa sözlə, bu qüvvələr zərrəciklərin yüklü və ya neytral olmasından asılı deyildirlər. Nüvə qüvvələrinin bu xassəsi **yük müstəqilliyi** adlanır. Ona görə də sırf nüvə qüvvələri baxımından neytron və protona eyni bir zərrəciyin – nuklonun (\mathbf{N}) iki mümkün yük halı kimi baxmaq olar. Eləcə də π^+ , π^0 və π^- mezonlara eyni bir zərrəciyin–pionun (π), yaxud π -mezonun üç mümkün yük halı kimi baxmaq olar. Bu hallar, uyğun olaraq, izodublet və izotriplet adlanır və aşağıdakı bir sütunlu matrisa kimi göstərilir:

$$(1)$$

Yuxarıda dediklərimizdən çıxır ki, əgər elektromaqnit qarşılıqlı təsiri nəzərə almasaq, onda verilən nuklonu proton yoxsa neytron saymağın heç bir fərqi yoxdur. Eyni sözləri π -mezonlar haqqında da demək olar.

Qeyd edək ki, həqiqətdə biz elektromaqnit qüvvələrini nuklonların (eləcə də pionların) qarşılıqlı təsirlərindən kənarlaşdırıb bilmərik. Bu situasiyada biz başqa bir ideyadan – elektromaqnit qüvvələrinin nüvə qüvvələrinə nisbətən çox-çox kiçik olması faktından istifadə edərək, onları nəzərə almaya bilərik. Bu təqdirdə biz sanki elə bir xəyali dünyaya keçirik ki, həmin dünyada yalnız nüvə

qüvvələri fəaliyyət göstərir (elektromaqnit və zəif qüvvələr yoxdur). Fizikada bu cür ideallaşdırmadan, yəni verilən hadisə və obyektlər üçün əhəmiyyətsiz olan effektlərdən müvəqqəti təcrid olmaq üsulundan tez-tez istifadə olunur.

Əlbəttə bu cür xəyali dünyada da zərrəcikləri (proton və neytronu, pionları və b.k.) bir-birindən fərqləndirmək lazımdır və bunun üçün istər-istəməz əlavə xarakteristikalar daxil etmək zərurəti yaranır. Aydındır ki, bu məqsədlə ən azı iki xarakteristika daxil etmək lazımdır: bunlardan biri mümkün halların sayını müəyyən etmək üçün, digəri isə hər bir halı nişanlamaq, ayırd etmək üçün. Lakin necə?

Bu məsələnin parlaq və olduqca cəlbedici həllini böyük alman nəzəriyyəçi alimi, kvant mexanikasının yaradıcılarından biri Verner Heyzenberq irəli sürmüşdür. O buna güclü qarşılıqlı təsir göstərən zərrəciklərin yük halları ilə adi spin halları arasında formal analogiyaya əsasən nail olmuşdur. Heyzenberq belə mülahizə yürüdü: $1/2$ -ə bərabər spinli elektron iki proyeksiya halında olduğu kimi, nuklon da qiymətcə $1/2$ -ə bərabər olan və iki proyeksiya halı olan hansısa bir vektorü kəmiyyətlə xarakterizə oluna bilər. Heyzenberq həmin kəmiyyəti **izotopik spin** adlandırmışdır. Qeyd edək ki, ədəbiyyatda çox işlənən bu ad o qədər də uğurlu deyildir. Çünki, T izovektorun T_3 komponentinin qiymətlərilə izotopik (yəni eyni yüklü və müxtəlif kütləli) hallar deyil, izobarik (yəni eyni kütləli və

müxtəlif yüklü) hallar fərqləndirilir (aşağıya bax). Ona görə də biz burada bir çox müəlliflər kimi daha sadə «**izospin**» terminindən istifadə edəcəyik.

Adi spinlə izospinin yuxarıda göstərilən oxşarlığını daha əyani göstərmək üçün Heyzenberq izospinə hansısa şərti fəzada fırlanma momenti kimi baxmışdır. Bu fəza adi fəza kimi qarşılıqlı perpendikulyar olan üç oxa (x, y, z) malik olmalıdır. Bu şərti fəzanı **yük fəzası**, və ya **izofəza (izotopik fəza)** adlandırırlar. Aydın ki, bu fəzada izospin vektoru T koordinat oxları üzrə üç proyeksiya ilə (və ya üç komponentlə) təyin olunmalıdır. Adi impuls momenti halında olduğu kimi, burada da izospin vektorunun mütləq qiyməti T ilə onun Oz oxu üzrə T_3 proyeksiyasından danışacağıq. Adi spin halında olduğu kimi, bu T_3 proyeksiyalarının sayı N izospinin T qiyməti ilə təyin olunur, yəni

$$N = 2T + 1. \quad (2)$$

Öz mənasına görə bu kəmiyyət tam olmalıdır. (2)-yə əsasən bu şərt T -nin həm tam ($T = 0, 1, 2, \dots$), həm də təkyarım ($T = 1/2, 3/2, \dots$) qiymətlərində ödəyir. Beləliklə, deyə bilərik ki, izospinin verilən T qiymətində onun proyeksiyası T_3 aşağıdakı qiymətləri ala bilər:

a) T -nin tam qiymətlərində

$$T_3 = -T, -(T-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (T-1), T; \quad (3a)$$

b) T -nin təkyarım qiymətlərində

$$T_3 = -T, -(T-1), \dots, -1/2, +1/2, \dots, (T-1), T .$$

(3b)

Göründüyü kimi, verilən T -də T_3 proyeksiyaların sayı, doğrudan da, (2) düsturu ilə müəyyən olunur.

Adi spin halında olduğu kimi, baxılan hadronun müxtəlif yük hallarına izospinin T_3 proyeksiyasının müxtəlif qiymətləri şamil edilir. Bu qiymətlərin ümumi sayı (zərrəciyin yük hallarının sayı) izospinin T qiymətilə (2) düsturu vasitəsi ilə təyin olunur. Daha dəqiq desək, zərrəciyin yük hallarının sayından asılı olaraq, ona T izospinin bu və ya digər qiyməti şamil edilir. Dediklərimizi misallarla aydınlaşdıraq. Əvvəlcə nuklon halına baxaq. (1)-dən göründüyü kimi, nuklonun yük hallarının sayı 2-yə bərabərdir. (2)-yə əsasən bu halda $2T+1=2$, buradan da $T=1/2$. Bu o deməkdir ki, nuklona $T=1/2$ -ə bərabər olan izospin şamil etmək lazımdır. Qiymətcə $1/2$ -ə bərabər olan T izospin vektorunun yük fəzasında yuxarıda seçdiyimiz koordinat sistemində iki proyeksiyası olacaqdır. Adətən bu proyeksiyaların $T_3=+1/2$ qiyməti protona, $T_3=-1/2$ qiyməti isə neytrona şamil edilir. Beləliklə, iki yük halında olan nuklona qiyməti $1/2$ -ə bərabər olan və Oz oxu üzrə proyeksiyası $T_3=+1/2$ və $T_3=-1/2$ qiymətlərini alan T izovektoru şamil edilir.

Sonda qeyd edək ki, izospinin verilən T qiymətinə uyğun bütün yük hallarının toplusunu **yük multipleti**, yaxud **izomultiplet (izotopik multiplet)** adlandırırlar. Məsələn, nuklonun iki yük halı—proton və neytron—izodublet, pionun üç yük halı izotriplet adlanır və s. Bu hallar (1)-dəki kimi işarə edilir. Güclü qarşılıqlı təsir göstərən başqa zərrəcikləri də izomultipletlərdə qruplaşdırmaq olar (növbəti paraqrafa bax).

Güclü qarşılıqlı təsir göstərən zərrəciklərin müxtəlif izomultipletlərə ayrılması, faktiki olaraq, onların proseslərdə davranışlarının (özlərini aparmalarının) xarakterinə görə edilir. Hər bir izomultipletin bütün üzvləri eyni izospinə (T), eyni barion yükünə (B), eyni qəribəliyə (S) və ümumiyyətlə eyni qeyri-dinamik kvant yüklərinə malikdirlər.

Zərrəciklərin hər hansı izomultipletə məxsusluğunun ən xarakterik əlaməti müxtəlif elektrik yüklərinə malik zərrəciklərin kütlələrinin təqribi bərabərliyidir. Ümumiyyətlə, izomultipletin üzvlərinin güclü qarşılıqlı təsirləri eynidir, nəzərə çarpan bütün müxtəliflikləri onlar elektromaqnit (və zəif) qarşılıqlı təsir hesabına qazanırlar.

§19. Hiperyük. Gell-Mann- Nişicima düsturu

Eyni bir izomultipletin bütün zərrəcikləri eyni izospinə (T), eyni barion yükünə (B) və izomultipleti təşkil edən bütün zərrəciklər üçün eyni

olan orta elektrik yükünə $\langle Q \rangle$ malikdirlər. Adətən

$\langle Q \rangle$ əvəzinə onun iki misli kimi təyin olunan və **hiperyük** adlanan

$$Y = 2\langle Q \rangle \quad (1)$$

kəmiyyətindən istifadə olunur. Beləliklə, üç ədəd – T, B, Y – izomultipleti tam təyin edir. Buna misallarla əmin olaq. Məsələn, $T=1/2, B=1$ və $Y=1$ ədədlər toplusunun hansı izomultipleti xarakterizə etdiyinə baxaq. İzospinin $T=1/2$ qiyməti göstərir ki ($N=2T+1$ düsturuna əsasən), baxılan izomultipletə iki zərrəcik daxildir, yəni o izodubletdir. $B=1$ olmasından dərhal çıxır ki, axtarılan izodublet barionlardan təşkil olunmuşdur. Hiperyükün $Y=1$ qiyməti bu izodubletin üzvlərinin orta elektrik yükünün $\langle Q \rangle=1/2$ olması deməkdir (bu $Y=2\langle Q \rangle=1$ münasibətindən çıxır). Əgər nəzərə alsaq ki, zərrəciklərin elektrik yükü Q tam ədədlə ifadə olunur, onda iki zərrəcik üçün yalnız o halda $\langle Q \rangle=1/2$ ola bilər ki, onlardan birinin elektrik yükü $+1$ -ə, digərininki isə sıfıra bərabər olsun. Beləliklə, görürük ki, $T=1/2, B=1, Y=1$ ədədlər üçlüyü iki bariondan ibarət izodubleti müəyyən edir. Təbii ki,

bu multipleti nuklon izodubleti (\mathbf{N}) ilə eyniləşdirmək olar.

Eyni qayda ilə əmin olmaq olar ki, $T=1, B=0, Y=0$ ədədlər toplusu pion (π) izotripletini təyin edir.

İndi də qəribə zərrəciklər izomultipletlərinə baxaq. Asanca görmək olar ki, onlar da T, B, Y -üçlüyünün müəyyən toplusu ilə tam təyin olunur. Məsələn, \mathbf{K} mezonlar izodubleti



həmin kəmiyyətlərin $T=1/2, B=0, Y=1$ qiymətlər dəstilə, $\mathbf{\Lambda}$ sinqleti isə həmin ədədlərin $T=0, B=1, Y=0$ qiymətlərilə təyin olunur.

Əgər T, B, Y ədədlər toplusunun nuklon (\mathbf{N}) və pion (π) izomultipletləri üçün qiymətlər dəstini həmin ədədlərin $\mathbf{\Lambda}$ izosinqleti və \mathbf{K} izodubleti üçün qiymətlər dəstilə tutuşdursaq, asanca görmək olar ki, adi zərrəciklər multipleti (\mathbf{N} və π) üçün, $B = Y$, yəni barion yükü hiperyükə bərabərdir. Lakin qəribə zərrəciklər multipleti (\mathbf{K} və $\mathbf{\Lambda}$) üçün isə $B \neq Y$.

Gell-Mann və Nişicima bir-birindən asılı olmadan bu müxtəliflikdə ($B = Y$ və $B \neq Y$) bir mənə, bir qəribəlik görmüş və bu qəribəliyin ölçüsü olaraq,

$$S = Y - B \quad (2)$$

fərqini götürmək ideyasını irəli sürmüşlər. Doğrudan da, \mathbf{N} və π izomultiplətləri üçün bu şərt ödənilir, yəni $S = 0$. Λ izosinqleti üçün $S = -1$ ($S = Y - B = 0 - 1 = -1$), \mathbf{K} izodubleti üçün isə $S = Y - B = 1 - 0 = 1$ alınır. Deməli, qəribəliyin (2) düsturu vasitəsilə daxil edilməsi ümumi xarakter alır. Lakin qeyd edək ki, biz yuxarıda yalnız adi zərrəciklərdən ibarət olan nuklon (N) və pion (π) izomultiplətlərindən və qəribə zərrəciklərdən ibarət Λ və \mathbf{K} izomultiplətlərindən söz açdıq.

Gell-Mann (1953) və ondan asılı olmadan Nişicima (1954) belə bir cəsarətli hipotez irəli sürmüşlər ki, (2) düsturu bütün izomultiplətlər üçün doğrudur. Bu hipotezi tarixən sonralar (yəni adi \mathbf{N} , π və qəribə Λ , \mathbf{K} izomultiplətlərindən sonra) kəşf edilmiş bir neçə izomultiplətə tətbiq edək.

1. Delta-izobarlar kvarteti

$$\Delta = \begin{pmatrix} \Delta^{++} \\ \Delta^+ \\ \Delta^0 \\ \Delta^- \end{pmatrix}$$

halına baxaq. $N=2T+1$ münasibətindən çıxır ki, bu halda $T=3/2$ (çünki $N=4$). Bu izomultipləti təşkil edən zərrəciklər barionlar olduğundan, baxılan halda $B=1$. Δ izomultiplətə daxil olan zərrəciklər üçün $\langle Q \rangle = 1/2$ olduğundan, onların hiperyükü $Y=1$ olar. Deyilənlərə əsasən alırıq ki, baxılan izomultiplətə daxil olan zərrəciklərin qəribəliyi $S=Y-B=0$. Beləliklə alınır ki, Δ izobarlar kvarteti üçün $T=3/2, B=1, Y=1$ ($S=0$) yəni o, adi barionlardan ibarət olan və $T=3/2$ -ə bərabər izospinli izomultiplətdir.

2. Sıqma-hiperonlar izotripləti

$$\begin{pmatrix} \vdots \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

üçün dərhal deyə bilərik ki, $B=1, T=1(N=2T+1-\Theta$ əsasən), $Y=2 < Q >=0$. Buradan da $S=0-1=-1$. Beləliklə alınır ki, $T=1, B=1, Y=0$ ($S=-1$) üçlüyü ilə xarakterizə olunan Σ multipləti qəribəlikləri $S=-1$ olan barionlar izomultiplətidir.

3. Ksi-hiperonlar izodubletləri

$$\begin{pmatrix} \vdots \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

halında $B=1, T=1/2, Y=2 < Q >=-1$ ($S=-2$). Bu o deməkdir ki, Ξ izodubletləri qəribəlikləri $S=-2$ -yə bərabər olan iki bariondan ibarətdir.

4. Nəhayət, sonuncu kəşf olunan (1964) omega-hiperon sinqlətinə (Ω) baxaq. Dərhal deyə bilərik

ki, $T=0, B=1, Y=-2$ ($S=-3$) Deməli Ω^- qəribəliyi ən böyük olan bariondur. Yuxarıda dediklərimizdən Gell-Mann və Nişicima hipotezinin təcrübi faktlarla tamamilə üst-üstə düşən nəticələrə gətirdiyi aşkar görünür.

Biz yuxarıda dedik ki, eyni bir multipletin bütün zərrəcikləri eyni barion yükünə (B), eyni izospinə (T) və (2) düsturundan göründüyü kimi, eyni qəribəliyə malikdir. Eyni zamanda qeyd edək ki, hiperyük multipletə daxil olan bütün zərrəciklərin elektrik yüklərinin orta qiyməti kimi təyin olunan kəmiyyətdir [(1)-ə bax], barion yükü və qəribəlikdən fərqli olaraq, o yalnız bütövlükdə multiplet üçün (ayrı-ayrı zərrəciklər üçün yox) məna kəsb edir. Ayırı-ayrı zərrəciklər, sadəcə olaraq, bu və ya digər yükə malikdir (orta yükə yox). Ona görə də (2) düsturunu ayırı-ayrı zərrəciklər üçün yazmaqdan ötrü izomultipletin hiperyükünü zərrəciyin elektrik yükü ilə əlaqələndirmək lazımdır. Buna izomultipletin hər bir üzvünün yük halını xarakterizə edən T_3 kəmiyyətindən istifadə etməklə nail olmaq olar. Asanlıqla yoxlamaq olar ki, yuxarıda baxdığımız hər bir izomultipletin istənilən zərrəciyinin elektrik yükü aşağıdakı münasibəti ödəyir:

$$Q = \langle Q \rangle + T_3. \quad (3)$$

Doğrudan da, məsələn, pion izotripletinin orta elektrik yükü $\langle Q \rangle = 0$ olduğundan, π -mezonlar üçün $Q = T_3$ və bu həqiqətən də belədir. Eləcə də, deyək

ki bizi ksi-hiperonlar izodubletinin, məsələn, Ξ^0 üzvü maraqlandırır. Ksi-izodubleti üçün $\langle Q \rangle = -1/2$ və Ξ^0 üçün $T_3 = 1/2$ olduğundan, (3)-ə əsasən alınır ki, $Q = 0$.

Delta-izobarlar kvartetində, məsələn, $T_3 = 1/2$ -ə müvafiq üzvün elektrik yükünü hesablayaq. Kvartetin orta yükü $\langle Q \rangle = (2+1+0-1)/4 = 1/2$. Odur ki, (3)-ə əsasən axtarılan zərrəciyin elektrik yükü $Q = 1/2 + 1/2 = 1$. Bu Δ^+ izobardır.

(1) və (2)-yə əsasən

$$\langle Q \rangle = \frac{Y}{2} = \frac{B+S}{2} \quad (4)$$

olduğunu (3)-də nəzərə alsaq,

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}(B+S) \quad (5)$$

alırıq. Bu, məşhur **Gell-Mann-Nişicima düsturudur**. Yuxarıda dediyimiz kimi, bu münasibət istənilən izomultiplet üçün doğrudur. (5) münasibəti adi və qəribə izomultiplətlərin hər bir üzvünün elektrik yükü Q , barion yükü B , qəribəlik S və izospininin Oz oxu üzrə proyeksiyası T_3 arasında əlaqə yaradır.

Çox vaxt (5) Gell-Mann-Nişicima düsturunu hiperyük vasitəsilə aşağıdakı şəkildə yazırlar:

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y,$$

(6)

burada hiperyük

$$Y = B + S. \quad (7)$$

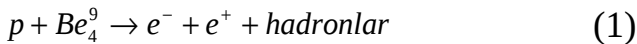
Qeyd edək ki, (3) düsturu həmçinin antizərrəciklər üçün də ödənilir. Məsələn,

antiproton (\tilde{p}) üçün $T_3 = -1/2$, $\langle Q \rangle = -1/2$ və odur ki, $Q(\tilde{p}) = -1$. Eləcə də, məsələn, Δ^- -antiizobar üçün $T_3 = -3/2$, $\langle Q \rangle = -1/2$ və odur ki, (3)-ə əsasən $Q(\Delta^-) = -2$ və b.k.

(5) münasibətinin tətbiqinin səmərəli nəticələri dərhal özünü göstərdi. Hiperonların bir neçəsinin (məsələn, ksi-sıfır-hiperon Ξ^0 , siqma-hiperonlar (Σ) və onların antilərinin) mövcudluğu tarixən (5) münasibətinə əsasən əvvəlcədən irəli sürülmüş və təcrübi olaraq sonralar kəşf edilmişlər.

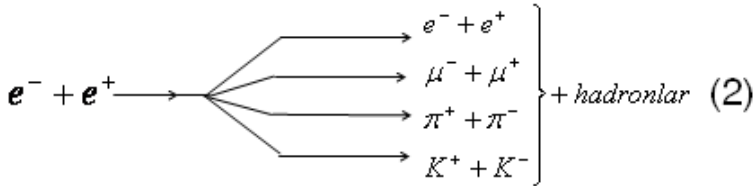
§ 20. Füsunkar zərrəciklər, füsün kvant ədədi (yükü)

1974-cü ildə fizikləri heyran qoyan qeyri-adi bir zərrəcik kəşf olundu. Bu zərrəcik ABŞ-da eyni zamanda iki müxtəlif laboratoriyada müşahidə edilmişdir. Brükheyvendə S.Tinqin rəhbərliyi altında işləyən qrup bu zərrəciyi 28GeV enerjili protonların Be_4^9 hədəfilə



toqquşma prosesində müşahidə etmiş və onu J (cey) mezon adlandırmışdır.

Stanfordda B.Rixterin rəhbərliyi altında digər fiziklər qrupu həmin zərrəciyi hər birinin enerjisi $2,6\text{GeV}$ olan elektron və pozitron dəstələrinin toqquşması prosesində reaksiyalarını seçərkən



müşahidə etmiş və onu ψ (psi) mezon adlandırmışdır. Bu kəşflərin eyni hüquqlu olmalarını nəzərə alaraq və hər iki qrupa hörmət əlaməti olaraq, alimlər həmin zərrəciyi qoşa adla J/ψ (cey/psi) adlandırmağa başlamışlar.

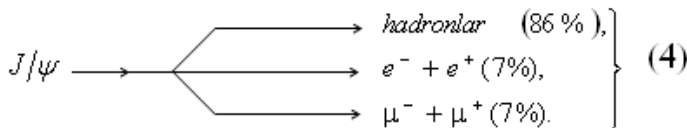
J/ψ zərrəciyin ilk nəzərə çarpan qeyri-adiliyi onda idi ki, kifayət qədər ağır olmasına (protonun kütləsindən üç dəfədən də çox kütləyə malik olmasına) baxmayaraq, yaşama müddəti kifayət qədər böyük idi ($\sim 10^{-20}$ san), başqa sözlə desək, adi rezonanslara nisbətən stabil zərrəcik kimi idi.

J/ψ zərrəcik neytral, 1-ə bərabər spinli, aşağıdakı kütlə və yaşama müddətinə malik mezon-dur:

$$m \approx 3,097 \text{ GeV}, \quad \tau \approx 7,04 \cdot 10^{-21} \text{ san}.$$

(3)

Məlum olmuşdur ki, J/ψ mezon aşağıdakı kanallar üzrə parçalanır:



Tezliklə öz xassələrinə görə J/ψ mezona yaxın olan və onun həyəcanlanmış halları kimi şərh edilən onlarla yeni zərrəcik müşahidə edildi.

Bir qədər sonra məlum oldu ki, J/ψ mezon yeni bir zərrəciklər ailəsinin, necə deyərlər, əcdadıdır. Bu ailənin kəşf olunan növbəti nümayəndələri D^0, D^+ mezonlar və Λ_c^+ hiperondur (11.2a və 11.2b cədvəllərinə bax). Sonralar bu zərrəciklərin antiləri ($\tilde{D}^0, D^-, \Lambda_c^-$), eləcə də bu qəbildən olan bir sıra rezonanslar da kəşf olunmuşdur.

Qəribə zərrəciklərdən heç də az qəribə olmayan və elementar zərrəciklər aləmində yeni era açan bu zərrəcikləri «**füsunkar**» zərrəciklər adlandırmış və onları xarakterizə etmək (fərqləndirmək) üçün **füsun (füsunkarlıq) kvant ədədi (yükü)** daxil etmişlər. Bu və növbəti paraqraflarda işlədilən buna bənzər terminlərin («gözəl», «əsil», eləcə də §17-də daxil edilən «qəribə» terminlərinin) mahiyyəti IV fəsildə açıqlanacaq. Yalnız onu qeyd edək ki, J/ψ mezon istisna olmaqla yuxarıda sadalanan bütün zərrəciklər aşkar füsuna, J/ψ mezon isə gizli füsuna malikdir. «Füsun» termini ingiliscə «charm» sözündəndir və odur ki, füsun kvant ədədi həmin sözün baş hərfi olan C ilə işarə edilir.

Asanca görmək olar ki, Gell-Mann-Nişicima münasibətini füsunkar zərrəciklərə də şamil etmək olar, belə ki,

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}(B + S + C), \quad (5)$$

burada C – füsün kvant ədədidir. Əgər (5)-i (19.6) şəklində ifadə etsək, onda hiperyük

$$Y = B + S + C \quad (6)$$

kimi olar.

Qeyd edək ki, qəribə zərrəciklərin qəribəlikləri (19.5) münasibətilə müəyyən olunduğu kimi, füsunkar zərrəciklərin füsün kvant ədədləri də məhz (5) düsturu vasitəsilə hesablanır. Başqa sözlə, qəribəlik kvant ədədi (S) kimi, füsün kvant ədədi (C) də o mülahizələrlə daxil edilir ki, Gell-Mann-Nişicima münasibəti özünə həmçinin füsün kvant ədədini də daxil etsin və təcrübi faktlarla uzlaşsın. Məsələn, B_c^+ mezon və Λ_c^+ hiperon üçün $C = 1$, onların antiləri üçün isə $C = -1$ (11.2a və 11.2b cədvəllərinə bax).

§ 21. Gözəl zərrəciklər, gözəllik kvant ədədi (yükü)

1977-ci ildə Bataviyada S.Herbin rəhbərlik etdiyi qrup 400 GeV enerjili protonlarla (20.1)-ə analoji reaksiyada yeni bir zərrəcik kəşf etmiş və

onu **ipsilon (Υ) mezon** adlandırmışdır. Bu zərrəcik fəvqəladə ağırlığı və adi rezonanslara nisbətən dəfələrlə böyük yaşama müddəti ilə diqqəti cəlb edir. O, elektrikcə neytral vektoru mezon olub, aşağıdakı kütlə və yaşama müddətinə malikdir.

$$m \approx 9,460 \text{ GeV}, \quad \tau \approx 1,22 \cdot 10^{-20} \text{ san}.$$

(1)

Υ mezon əsasən elektron-pozitron və müon-antimüon cütlərinə parçalanır.

Υ mezon tamamilə J/ψ mezona bənzəyir, lakin məlum olmuşdur ki, o, füsunkar zərrəcik olmayıb, yeni bir zərrəciklər ailəsinin əcdadıdır. Qəribə və füsunkar zərrəciklərdən heç də az qəribə olmayan Υ zərrəciyi və bu qəbildən sonralar kəşf olunmuş zərrəcikləri (B^0 və B^+ mezonları və Λ_b^0 barionu) «**gözəl zərrəciklər**» adlandırmışlar. Qeyd edək ki, Υ mezon J/ψ mezonun analoqu olduğu kimi, B^0 və B^+ mezonlar da müvafiq D mezonların, eləcə də Λ_b^0 barionu füsunkar Λ_c^0 barionun analoqudur.

Göstərilən yeni zərrəciklər ailəsini fərqləndirmək (xarakterizə etmək) üçün **gözəllik kvant ədədi (yükü)** anlayışı daxil edilmişdir. Bu söz «beauty» ingilis sözündədir və odur ki, gözəllik kvant ədədi həmin sözün baş hərfi b ilə işarə olunur.

Qeyd edək ki, Υ mezon gizli, B mezonlar (həmçinin Λ_b^0 barion) isə aşkar gözəlliyə malikdirlər.

Hadronların kvark quruluş modelinə görə adi, qəribə, füsunkar və gözəl zərrəcik ailələri ilə yanaşı, başqa bir növ zərrəciklər ailəsi də mövcud olmalıdır (IV fəslə bax). Həmin zərrəciklər ailəsi **əsillik kvant ədədi (yükü)** ilə xarakterizə edilir. Əsillik sözü «truth» ingilis sözündəndir və odur ki, əsillik kvant ədədi həmin sözün baş hərfi t ilə işarə edilir. Bu günədək təcrübi olaraq əsil zərrəciklər ailəsinə mənsub olan heç bir zərrəcik müşahidə edilməmişdir.

Nəhayət, qeyd edək ki, Gell-Mann-Nişicima münasibəti, gözəl və əsil zərrəciklər üçün də ümumiləşdirilə bilər. Məlum olmuşdur ki, bu halda zərrəciyin elektrik yükünün (19.6) ifadəsinə daxil olan hiperyük

$$Y = B + S + C + b + t \quad (2)$$

kimi təyin olunur.

§22. Yük cütlüyü

Bu xarakteristika formal baxımdan fəza cütlüyü η_P (§13-ə bax; biz orada bu kəmiyyəti sadəcə olaraq η kimi işarə etmişik) ilə oxşardır. Bu kvant ədədi zərrəciyin dalğa funksiyasının yük qoşması (\hat{C}) əməliyyatında davranışını müəyyən edir. \hat{C} operatoru zərrəciyin dalğa funksiyasını (ψ) müvafiq antizərrəciyin dalğa funksiyasına ($\tilde{\psi}$) çevirir, yəni

$$\hat{C}\psi = \tilde{\psi}. \quad (1)$$

Aydındır ki, \hat{C} hansısa fiziki kəmiyyətə müvafiqdir və odur ki, ermit operatorudur. Ona görə də yazıla bilər:

$$\hat{C}\psi = \eta_c \psi. \quad (2)$$

\hat{C} operatorunun məxsusi qiyməti η_c kəmiyyəti zərrəciyin **yük cütlüyü** adlanır.

Aydındır ki, (1) və (2) münasibətlərinə \hat{C} operatoru ilə bir dəfə də təsir etsək, uyğun olaraq,

$$\hat{C}(\hat{C}\psi) = \hat{C}(\tilde{\psi}) = \psi$$

və

$$\hat{C}(\hat{C}\psi) = \eta_c (\hat{C}\psi) = \eta_c^2 \psi$$

alırıq. Bu münasibətlərin sol tərəfləri eyni olduğundan, $\eta_c^2 = 1$, buradan da $\eta_c = \pm 1$, yəni fəza cütlüyü η_c kimi, yük cütlüyü η_c də iki mümkün qiymətlərdən birini ala bilər: ya $\eta_c = +1$, ya da $\eta_c = -1$. (1) və (2)-dən çıxır ki,

$$\tilde{\psi} = \eta_c \psi. \quad (3)$$

Kvant mexanikəsindən məlumdur ki, zərrəciyin (zərrəciklər sisteminin) dalğa funksiyası sabit vuruq dəqiqliyi ilə təyin olunur. (3) münasibətinə tətbiqən bu o deməkdir ki, yük cütlüyünə yalnız elə zərrəciklər malikdirlər ki, onlar üçün $\tilde{\psi} = \psi$ olsun, yəni yalnız öz antisilə üst-üstə düşən zərrəcik yük cütlüyünə malik ola bilər. Bu cür zərrəciklər **həqiqi neytral zərrəciklərdir** (§9-a bax). 11.2 və 11.3 cədvəllərində gətirilən zərrəciklərdən bu tələbi yalnız neytral pion π^0 , η mezon və foton γ ödəyir.

Bu zərrəciklər üçün bütün «yük» ($Q, \mathbf{B}, L, S, C, b, t, \mathbf{T}_3, \mathbf{Y}$) sıfıra bərabərdir.

İndi göstərilən həqiqi neytral zərrəciklərin yük cütlüyünü tapaq. Əvvəlcə fotonə baxaq. Onun yük cütlüyünü tapmaq üçün yada salaq ki, elektrik yüklü zərrəciyin fotonla (elektromaqnit sahəsilə) qarşılıqlı təsir enerjisi

$$E = j_\mu A_\mu \quad (4)$$

şəklində yazılır, burada J_μ –zərrəciyin 4-cərəyan vektoru, A_μ –elektromaqnit sahəsinin 4-potensialıdır. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir yük cütlüyünü saxladığına görə (növbəti paraqrafa bax) enerjinin (4) ifadəsi yük qoşması əməliyyatı nəticəsində dəyişmir, yəni

$$\hat{C}E = \hat{C}(j_\mu A_\mu) = j_\mu A_\mu = E. \quad (5a)$$

Kvant nəzəriyyəsi baxımından bu, zərrəciyin (zərrəciklər sisteminin) hamiltonianı \hat{H} ilə \hat{C} operatorunun kommutativliyi deməkdir:

$$\hat{C}\hat{H} = \hat{H}\hat{C}. \quad (5b)$$

Digər tərəfdən, elektrik yükü ilə mütənasib olduğundan, 4-cərəyan vektoru J_μ yük qoşması əməliyyatında işarəsini dəyişir:

$$\hat{C}j_\mu = -j_\mu. \quad (6)$$

Aydındır ki, $J_\mu A_\mu$ hasilinin saxlanması üçün [(5a)-ya bax] A_μ potensialı (fotonun dalğa funksiyası) da yük qoşması əməliyyatında işarəsini dəyişməlidir, yəni

$$\hat{C}A_\mu = -A_\mu. \quad (7)$$

Bu o deməkdir ki,

$$\eta_c(\gamma) = -1, \quad (8)$$

yəni foton mənfı yük cütlüyünə malikdir.

İndi də neytral pionun yük cütlüyünü taraq. Bunun üçün onun elektromaqnit qarşılıqlı təsir hesabına iki fotona çevrilməsi prosesindən, yəni

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (9)$$

reaksiyasından istifadə edək. Elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə yük cütlüyü saxlandığından,

$$\eta_c(\pi^0) = \eta_c(2\gamma)$$

olar. Yük cütlüyü multiplikativ kvant ədədi olduğundan, yaza bilərik:

$$\eta_c(\pi^0) = \eta_c(\gamma)\eta_c(\gamma) = (-1)(-1).$$

Deməli, π^0 -mezon müsbət yük cütlüyünə malikdir:

$$\eta_c(\pi^0) = +1. \quad (10)$$

Eta -mezonun (η)

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma, \quad \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \quad (11)$$

parçalanma kanallarından dərhal çıxır ki,

$$\eta_c(\eta) = \eta_c(2\gamma) = \eta_c(3\pi^0),$$

buradan da

$$\eta_c(\eta) = +1, \quad (12)$$

yəni η -mezonun da yük cütlüyü müsbətdir.

Eta -mezonun

$$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (13)$$

parçalanma kanalına əsasən $\pi^+ + \pi^-$ sisteminin də müsbət yük cütlüyünə malik olması nəticəsinə gəlmək olar. Doğrudan da,

$$\eta_c(\eta) = \eta_c(\pi^+ \pi^-) \cdot \eta_c(\pi^0).$$

Əgər burada (10) və (12) qiymətlərini nəzərə alsaq,

$$\eta_c(\pi^+\pi^-) = +1 \quad (14)$$

alarıq. Buradan çıxır ki, ayrılıqda həqiqi neytral olmayan zərrəciklərin müəyyən sistemləri həqiqi neytral sistem ola bilər.

Asanca əmin olmaq olar ki, elektron (e^-) və pozitronun (e^+) ibarət sistemə də müəyyən yük cütlüyü şamil etmək olar. Bunun üçün

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \quad (15a)$$

və

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma \quad (15b)$$

reaksiyalarına nəzər yetirək. Birinci halda

$$\eta_c(e^+e^-) = \eta_c(2\gamma) = (-1)^2 = +1, \quad (16a)$$

ikinci halda

$$\eta_c(e^+e^-) = \eta_c(3\gamma) = (-1)^3 = -1.$$

(16b)

Qeyd edək ki, pozitronla elektron görüşdükdə təkcə annigilyasiyaya uğramaq deyil, bəzən (zərrəciklərin kiçik enerjilərində) hidrogen atomu tipli metastabil sistem (nüvəsində protonu pozitronla əvəz edilmiş atom) əmələ gəlir. Bu sistem **pozitronium** (kimyəvi işarəsi P_s) adlanır. (16) münasibətlərinə bu mövqedən yanaşsaq, deyə bilərik ki, pozitronium atomu həm müsbət, həm də mənfi yük cütlüklü halda ola bilər. Pozitronium atomunun $\eta_c = +1$ yük cütlüklü halına **parapozitronium**, $\eta_c = -1$ yük cütlüklü halına isə **ortopozitronium** deyilir*. Parapozitroniumda elektron

□ * Kvant nəzəriyyəsinə göstərilir ki, elektron-pozitron sisteminin (eləcə də fermion və antifermiondan ibarət istənilən əlverişli sistemin) yük cütlüyü

və pozitronun spinləri bir-birinə nəzərən antiparalel, ortopozitroniumda isə – paralel yönəlmişlər. Odur ki, parapozitronium sıfıra bərabər spinə ($s=0$), ortopozitronium isə vahidə bərabər spinə ($s=1$) malikdir.

Yuxarıda deyilənlərə əsasən bu qənaətə gəlirik ki, parapozitronium cüt sayda (əsasən iki), ortopozitronium isə tək sayda (əsasən üç) fotona annigilyasiya edə bilər [uyğun olaraq, (15a) və (15b)-yə bax]. Parçalanmaları arasındakı bu fərq parapozitronium və ortopozitroniumun yaşama müddətlərinin böyük fərqinə gətirir:

$$\tau_{pp} = 1,25 \cdot 10^{-10} \text{ san}, \tau_{op} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ san}.$$

(17)

$$\eta_C = (-1)^{s+\ell}$$

kimi təyin olunur, burada s – elektron-pozitron sisteminin yekun spinidir: $s = 0$ və $s = 1$; ℓ – elektron və pozitronun nisbi hərəkətlərinin orbital momentidir (aşağı energetik halda $\ell = 0$). Beləliklə alınır ki, parapozitronium halında $\eta_C = +1$, ortopozitronium halında isə

$$\eta_C = -1.$$

III FƏSİL

SAXLANMA QANUNLARI VƏ ONLARIN POZULMASI HALLARI

§ 23. Elementar zərrəciklər fizikasında saxlanma qanunları

Saxlanma qanunu – prosesin iştirakçıları olan zərrəcikləri xarakterizə edən hər hansı kəmiyyətin verilən prosesin başlanğıc və son hallarındakı məcmu qiymətləri arasında bərabərlik müəyyən edilmişdir. Əsaslandırılması simmetriyanın formasına görə saxlanma qanunlarını iki növə ayırmaq olar: fəza-zaman xassələri ilə (**həndəsi simmetriyalarla**) bağlı saxlanma qanunları; qarşılıqlı təsirlərlə (**daxili simmetriyalarla**) bağlı saxlanma qanunları. Bu qanunların hər biri üzərində ətraflı dayanaq.

23.1. Həndəsi simmetriyalarla əlaqədar saxlanma qanunları. Burada söhbət enerjinin (E), impulsun (p) və impuls momentinin (M) saxlanma qanunlarından gedir.

Mexanikadan məlum olduğu kimi, **enerjinin saxlanma qanunu** zamanın bircinsliyi ilə əlaqədar

meydana gəlir. **Zamanın bircinsliyi** – bütün zaman anlarının eyni hüquqluluğunu (ekvivalentliyini) əks etdirir. Enerjinin saxlanması qanunu qapalı sistemlər, eləcə də xarici sabit (zamandan asılı olmayan) sahədə yerləşən sistemlər üçün doğrudur.

Mexanikada başqa bir saxlanma qanunu – **impulsun** (p) **saxlanma qanunu** - fəzanın bircinsliyi ilə əlaqədardır. **Fəzanın bircinsliyi** – fəzanın bütün nöqtələrinin eyni hüquqlu (ekvivalent) olmasını əks etdirir. Bu bircinsliyə görə, qapalı sistemin fəzada bir tam (bütöv) kimi istənilən paralel köçürülməsində mexaniki xassələri dəyişməz qalır.

Əgər komponentləri enerji E və impuls p -dən ibarət $p \equiv (p_\mu) = (E, cp)$ 4-impuls vektoru daxil etsək, deyə bilərik ki, **4-impulsun saxlanma qanunu** dördölçülü **Minkovski fəzasının bircinsliyi**, yəni adi üçölçülü fəzanın bütün nöqtələrinin və zamanın bütün anlarının eynihüquqlu (ekvivalent) olması ilə bağlıdır. Yeri gəlmişkən, yada salaq ki,

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

İndi də **impuls momentinin** (M) **saxlanması** qanunu barədə. Bu qanunun meydana gəlməsi fəzanın izotrop luq xassəsilə bağlıdır. **Fəzanın izotrop luğu** – fəzada bütün istiqamətlərin eynihüquqlu (ekvivalent) olması ilə əlaqədardır. Bu xassə qapalı sistemin fəzada bir tam kimi istənilən fırlanmasında (dönməsində) mexaniki xassələrinin dəyişilməməsini bildirir.

Beləliklə, hər bir qapalı sistem yeddi hərəkət inteqralına malikdir: impuls və impuls momenti vektorlarının hər birinin üç komponenti və enerji. Bu saxlanma qanunları həm klassik fizikada, həm də kvant fizikasında hökm sürür. Qeyd edək ki, klassik fizikada saxlanma qanunlarının sayı demək olar ki, bunlarla məhdudlaşır. Klassik fizikada ikinci növ (qarşılıqlı təsir simmetriyaları ilə bağlı) saxlanma qanunları yalnız fəvqəladə hallarda meydana çıxır. Belə nadir hallardan biri zərrəciyin Nyuton (Kulon) sahəsində hərəkəti zamanı Runge-Lens-Laplas vektorunun saxlanması halıdır.

23.2. Daxili simmetriyalarla bağlı saxlanma qanunları. Kvant fizikasında saxlanma qanunlarının arsenalı klassik fizikadakına nisbətən olduqca zəngindir. Bir qayda olaraq bu, kvant fizikasında müxtəlif cütlüklərin, yük kvant ədədlərinin və s. saxlanma qanunları ilə əlaqədardır. Bu qanunların əksəriyyəti klassik fizikaya yad olan təqribi saxlanma qanunlarıdır. Bu o deməkdir ki, bəzi xarakteristikalar heç də bütün qarşılıqlı təsir növlərində saxlanmır. Məlum olmuşdur ki, qarşılıqlı təsirin intensivliyi böyük olduqca, ona daha çox saxlanma qanunu müvafiq olur, yəni o daha çox simmetrikdir. Bir konkret misal olaraq, məsələn, izospinin saxlanma qanununu göstərmək olar ki, o, güclü qarşılıqlı təsirlərdə ödəyir, elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərdə isə ödənmir. Eləcə də,

məsələn, fəza cütlüyü zəif qarşılıqlı təsir proseslərində saxlanmır, qalan fundamental qarşılıqlı təsirlərdə isə saxlanır.

Yuxarıda deyilənlərdən belə qənaətə gəlmək olar ki, daxili simmetriyalarla bağlı saxlanma qanunlarını ayrı-ayrı qarşılıqlı təsir kontekstində araşdırmaq lazımdır. Əvvəlcə bütün qarşılıqlı təsirlər üçün ümumi olan saxlanma qanunlarına baxaq.

Universal saxlanma qanunları. Bu ad altında bütün qarşılıqlı təsir növlərinə xas olan saxlanma qanunları başa düşülür. Bunların sırasına aşağıdakıları daxil etmək olar:

a) Enerji, impuls və impuls momentinin saxlanma qanunlarını. Yuxarıdakı altparaqrafda bu qanunlar haqqında kifayət qədər müfəssəl söhbət açmışıq. Burada yalnız onu bir daha vurğulayaq ki, həmin qanunlar həndəsi simmetriyalarla (fəza-zaman xassələrilə) bağlıdır və həm klassik fizikada, həm də kvant fizikasında yer alan tamamilə ciddi saxlanma qanunlarıdır.

İndi də qeyri-həndəsi (daxili) simmetriyalarla şərtlənən universal saxlanma qanunlarına baxaq.

b) Elektrik yükünün (Q) saxlanma qanunu. Bu qanun **kalibrlemə invariantlığının**, yəni dinamik tənliklərin

$$\psi_a(x) \rightarrow \psi_a'(x) = e^{iQ_a\alpha} \psi_a(x), \quad (1)$$

$$\psi_a^*(x) \rightarrow \psi_a^{*'}(x) = e^{-iQ_a\alpha} \psi_a^*(x)$$

kalibrləmə çevrilmələrinə nəzərən kovariantlığının (yaxud müvafiq hamiltonianların bu çevrilmələrə nəzərən invariantlığının) nəticəsidir. (1)-də $\psi_a(x)$ – a zərrəciyinin dalğa funksiyası, və ya sahə operatorudur; X – dördölçülü koordinat vektorudur: $x = (x_\mu) = (ct, r)$; α – ixtiyari həqiqi parametrdir; Q_a – a zərrəciyinin elektrik yüküdür (elementar e yükü vahidlərində). (1)-dən görüldüyü kimi, kalibrləmə çevrilmələri koordinatları deyil, dalğa funksiyasını çevirir.

Elektrik yükünün saxlanma qanunu təbiətin ən mühüm qanunlarından biridir. Xüsusi halda o, elektronun stabilliyini təmin edir, çünki elektrondan daha yüngül elektrik yüklü zərrəcik yoxdur və elektrik yükünün saxlanması qanunu onun yüngül neytral zərrəciklərə parçalanmasını qadağan edir (§14-ə bax).

c) Barion yükünün (B) saxlanması qanunu da kalibrləmə invariantlığı ilə əlaqədardır. Bu qanunun ən parlaq nəticələrindən biri protonun stabilliyidir: proton ən yüngül bariondur və $B = const$ qanunu protonun başqa, daha yüngül zərrəciklərə parçalanmasını qadağan edir. Barion yükü və onun mümkün pozulması barədə §15-də ətraflı məlumat verilmişdir.

d) Lepton yükünün (L) saxlanması qanunu da universaldır, lakin o birtərəflidir. Bu o deməkdir ki, lepton yükü L bütün real proseslərdə saxlansa da, bu saxlanma qanunu ilə yol verilən proseslərin heç də

hamısı reallaşmır. Belə prosesləri qadağan etmək üçün əlavə kvant ədədləri (elektron lepton yükü L_e , müon lepton yükü L_μ və taon lepton yükü L_τ) daxil etmək və onların saxlanmasını tələb etmək lazım gəlmişdir (ətraflı §16-ya bax). Lakin bu gün $L_\ell = \text{const} (\ell = e, \mu, \tau)$ qanunlarını universal hesab etmək olmaz. Bu qənaətə gəlməyə səbəb neytrino ossilyasiyalarının, yəni periodik olaraq bir növ neytrinonun digər növ neytrinoya çevrilməsi–

$$\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu, \nu_\mu \rightleftharpoons \nu_\tau, \nu_\tau \rightleftharpoons \nu_e$$

– hadisələrinin kəşfi olmuşdur.*

Güclü qarşılıqlı təsir ən simmetrik qarşılıqlı təsirdir. Bu o deməkdir ki, onunla şərtlənən proseslərdə §13-§22-də göstərilən bütün kvant ədədləri saxlanılır.

Elektromaqnit qarşılıqlı təsir güclü qarşılıqlı təsirdən bir qədər az simmetrikdir. Bu qarşılıqlı təsirlə şərtlənən proseslərdə izospin \mathbf{T} istisna olmaqla, 13– 22-ci paraqraflarda sadalanan bütün daxili kvant ədədləri, o cümlədən izospinin \mathbf{T}_3 proyeksiyası saxlanılır. İzospinin saxlanmadığı ($T \neq 0$) elektromaqnit proseslərə misal olaraq, neytral siqma-hiperonun və neytral pionun

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma, \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2)$$

* Bu barədə ətraflı bax: İ.H.Cəfərov, N.A.Quliyev. Neytrino, Bakı, «Elm», 2005, III fəsil.

radiasion parçalanmalarını göstərmək olar. Bu proseslərdə izospinin dəyişməsi vahidə bərabərdir ($|\Delta T_{E-1}$).

Zəif qarşılıqlı təsir ən az simmetrikdir. Onunla şərtlənən proseslərdə yalnız bu altparaqrafın 1-ci bəndindəki universal saxlanma qanunları ödənilir.

§ 24. Fəza sütlüyünün saxlanmaması

§13-də biz fəza sütlüyü anlayışı ilə ətraflı tanış olduq. Əvvəllər hesab olunurdu ki, bu kəmiyyət bütün proseslərdə saxlanılır, daha doğrusu, elmə 1927-ci ildə daxil edilən (Y.Viqner) bu kəmiyyətin saxlanması təqribən 30 il müddətində nəinki heç bir şübhə doğurmamışdır, hətta belə bir məsələ müzakirə obyektı olmamışdır.

Sütlüyün saxlanması əyani olaraq o deməkdir ki, bizim dünyada və onun güzgüdə əksi olan dünyada proses eyni sür sürəyəndir.

1956-sı ildə çinli amerika alimləri Tzundo Li və Çjennin Yanq çoxlu sayda təcrubi faktı təhlil edərək əmin olmuşlar ki, güclü və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərdə cütlük saxlanılır, yəni bu qarşılıqlı təsirlər güzgü simmetriyasına malikdirlər. Li və Yanq eyni zamanda zəif qarşılıqlı təsir proseslərində cütlüyün saxlanmaması nəticəsinə gəlir və müvafiq hipotez irəli sürürlər. Bunun üçün aşağıdakı səbəb var idi. 1954-56-cı illərdə elementar zərrəciklər fizikasında

$\theta - \tau$ - **problemi** meydana gəlmişdir. Problem ondan ibarət idi ki, θ və τ adlandırılan iki mezon məlum idi. Onlar bütün xarakteristikalarına görə eyni olub, yalnız onunla fərqlənirdilər ki, biri iki, o biri isə üç pionu parçalanırdı:

$$\begin{aligned}\theta^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0, \\ \tau^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^0.\end{aligned}$$

Sanki burada heç bir qeyri-adilik yoxdur: yalnız bir zərrəcik var ($\theta^+ \equiv \tau^+$) və o iki yolla parçalanır (standart situasiya). Lakin bu fərziyyə cütlüyün saxlanması qanunu ilə ziddiyyət təşkil edir. Doğrudan da, pionlar mənfə cütlüyə malik olduqlarından (§13-ün 3-cü bəndinə bax),

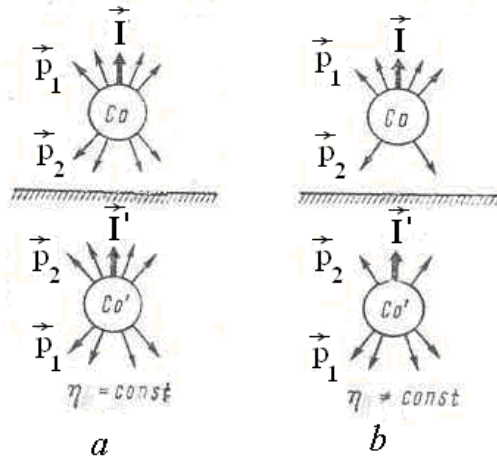
$$\begin{aligned}\eta(\theta) &= \eta(2\pi) = (-1)^2 = +1, \\ \eta(\tau) &= \eta(3\pi) = (-1)^3 = -1,\end{aligned}$$

yəni θ və τ müxtəlif cütlüklərə malikdirlər. Bu, həmin zərrəcikləri eyniləşdirməyə imkan vermir. Bu vəziyyətdən çıxış üçün Li və Yanq belə bir hipotez irəli sürürlər ki, θ və τ eyni zərrəciklərdir, sadəcə olaraq, zəif qarşılıqlı təsir proseslərində cütlük saxlanmır.

Li və Yanqın bu ideyaları olduqca çox sözsöhbətə səbəb olur və az adam tapılırdı ki, onun haqqında ciddi danışsın. Odur ki, öz ideyalarının yoxlanması üçün Li və Yanqın təklif etdikləri təcrübəni heç kim aparmaq istəmirdi, onu hədəf iş sayır və hesab edirdilər ki, Li-Yanq ideyası aşkar həqiqəti şübhə altına almaqdan başqa bir şey deyildir. Dünyanın müxtəlif ölkələrində bu

təcrübəni aparmağa qadir xeyli yüksək ixtisaslı fizik olsa da, buna yalnız xanım T. Vu (çinli amerika alimi) razı olur.

Təcrübənin ideyası – spinləri müəyyən istiqamətdə düzülmüş radioaktiv nüvələrin beta-parçalanma prosesində buraxdıqları elektronların bucaq paylanmasını tədqiq etməkdən ibarət idi: əgər cütlük saxlanırsa (güzgü simmetriyası varsa), onda nüvələrin spinlərinə nəzərən bu paylanma simmetrik, əgər cütlük saxlanmırsa (güzgü simmetriyası yoxdursa), onda – asimmetrik olacaqdır, yəni spinlərin istiqamətində gedən elektronların sayı əks istiqamətdə gedənlərindən fərqlənəcəkdir.



Şəkil 24.1

Yuxarıda deyilənləri əyani olaraq şəkillərlə nümayiş elətdirmək olar (şəkil 24.1). Soldakı şəkillər (a) cütlüyün saxlanması (güzgü simmetriyası) halına, sağdakı şəkillər (b) isə cütlüyün saxlanmaması halına müvafiqdir. Hər iki halda yuxarıda real dünyada baş verən proseslər, aşağıda isə onların güzgü inikası göstərilmişdir. Nəzərə alınmışdır ki, aksial vektor olduğundan, nüvənin spini güzgü qaytarmasında dəyişmir, elektronun impulsu isə həqiqi vektor olduğundan bu çevrilmədə öz işarəsini əksinə dəyişir*.

Xanım T. Vu və əməkdaşlarının təsrübələrində radioaktiv nüvə olaraq So^{60} (kobalt – 60) nüvələri seçilmişdir. Bu seçim onunla şərtlənir ki, göstərilən nüvə böyük spinə ($I = 5$) və odur ki, böyük maqnit momentinə malikdir. Ona görə də So^{60} nüvələri güslü xarisi maqnit sahəsində asanlıqla

* Fəza inversiyası çevrilməsində (§13-ə bax) işarəsini dəyişən vektorü kəmiyyət **polyar vektor** və ya, sadəcə olaraq, **vektor**, işarəsini dəyişməyən vektorü kəmiyyət isə **aksial vektor** və ya **psevdovektor** adlanır. Polyar vektora misal olaraq

$r = i x + j y + k z$ kimi təyin olunan radius vektorü, impulsu ($\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{dt}$), qüvvəni

($\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$) və s., aksial vektora isə iki polyar vektorün vektorial hasilini, məsələn,

$M = [r p]$ impuls momentini göstərmək olar. Spin təbiətə impuls momenti olduğundan, o da aksial vektordur.

Həmçinin qeyd edək ki, fəza inversiyası çevrilməsində işarəsini dəyişməyən skalyar kəmiyyət, sadəcə olaraq, **skalyar**, işarəsini dəyişən skalyar kəmiyyət isə **psevdoskalyar** kəmiyyət adlanır. Skalyar kəmiyyətə misal olaraq, məsələn kütləni, uzunluğu, iki vektorün skalyar hasilini və s., psevdoskalyar kəmiyyətə isə vektorla psevdovektorun skalyar hasilini, məsələn, zərrəciyin spini (s) ilə impulsunun (p)

skalyar hasilini ($s p$) -ni göstərmək olar.

düzülürlər. İstilik hərəkətinin bu istiqamətlənməni pozmaması üçün nümunə (radioaktiv preparat) ifrat aşağı temperaturədək ($\sim 0,1^{\circ}\text{K}$) soyudulmuşdur. 6 ay davam edən bu təsrübə elektronların busaq poulanmasında asimmetriyanın doğrudan da mövsudluğunu göstərdi, başqa sözlə, alındı ki, nüvələrin spinləri istiqamətində buraxılan elektronların sayı əks istiqamətdə buraxılanların sayından nəzərəcarpasaq dərəsədə (40 %) fərqlidir. Bu, sütlüyün saxlanmaması (güzgü simmetriyasının pozulması) haqqında Li-Yanq hipotezinin parlaq təntənəsi idi. Elə həmin il (yəni 1957-si ildə) Li və Yanq Nobel mükafatına layiq görülmüşlər. Bu sür təsili mükafatlandırma onların kəşfinin böyüklüyü və vasibliyinin bariz təsdiqi idi.

Tezliklə sütlüyün saxlanmaması barədə başqa təsrübi sübutlar da alındı. Bundan başqa, aydın oldu ki, sütlüyün saxlanmaması qanunu universal xarakter daşıyır və zəif qarşılıqlı təsirin fundamental xassəsidir.

§ 25. Kombinələşdirilmiş cütlük

Fəza cütlüyünün saxlanmaması təcrübi faktından dərhal sonra, 1957-ci ildə bir-birindən asılı olmadan SSRİ fiziki L.D.Landau və Pakistan fiziki Ə.Səlam zəif qarşılıqlı təsirin **kombinələşdirilmiş**

inversiya çevrilməsinə nəzərən invariantlıqı ideyasını irəli sürmüşlər. Bu ideyanın mənası ondan ibarətdir ki, əgər proses üzərində güzgü inkası (\hat{P}) ilə yanaşı yük qoşması (\hat{C}) əməliyyatı da aparılırsa, yəni prosesdə iştirak edən zərrəciklərdən uyğun antizərrəciklərə və əksinə keçilərsə, onda bizim real aləmdə gedən prosesin eyni alınar və bununla da simmetriya bərpa olunar. Kombinəlaşdırilmiş inversiya çevrilməsinə nəzərən invariantlığı adətən, sadəcə olaraq, **CP -invariantlıq** adlandırırlar. Kombinəlaşdırilmiş inversiya çevrilməsi $\hat{C}\hat{P}$ operatoru ilə həyata keçirilir, yəni o, fəza inversiyası \hat{P} və yük qoşması \hat{C} (bu əməliyyatlara, uyğun olaraq, §13 və §22-də bax) çevrilmələrinin ardıcıl həyata keçirilməsi deməkdir.

Qeyd edək ki, güclü və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərin hər biri ayrılıqda \hat{P} və \hat{C} çevrilmələrinə görə invariant olduqlarından, onlar üçün $\hat{C}\hat{P}$ -çevrilməsi yeni bir şey vermir.*

§ 22-də göstərilmişdir ki, həqiqi neytral zərrəciklər və ya zərrəciklər sistemi müəyyən \mathcal{N} yük cütliyinə malikdirlər. İndi bəzi zərrəcik və zərrəciklər sisteminin kombinəlaşdırilmiş cütliyinə, yaxud CP -cütliyinə baxaq. Bu cütlük $\hat{C}\hat{P}$ operatorunun məxsusi qiymətidir və

$$\eta_{CP} = \eta_C \eta_P \quad (1)$$

□ $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlıq özlüyündə \hat{P} invariantlığın olmaması ilə yanaşı \hat{C} yük qoşması çevrilməsinə də nəzərən invariantlığın olmaması deməkdir. Zəif qarşılıqlı təsirdə bu həqiqətən də belədir.

kimi təyin olunur. Aydındır ki, neytral pionun CP -cütlüyü

$$\eta_{CP}(\pi^0) = \eta_C(\pi^0)\eta_P(\pi^0) = (+1)(-1) = -1 \quad (2)$$

olar. Asanca görmək olar ki, iki piondan ibarət neytral sistemin CP -cütlüyü

$$\eta_{CP}(\pi\pi) = +1. \quad (3)$$

Doğrudan da,

$$\begin{aligned} \eta_{CP}(\pi^0\pi^0) &= \eta_C(\pi^0)\eta_C(\pi^0)\eta_P(\pi^0)\eta_P(\pi^0) \cdot (-1)^\ell = \\ &= (+1)(+1)(-1)(-1)(-1)^\ell = (-1)^\ell, \end{aligned}$$

(4)

burada ℓ pionun nisbi hərəkətinin orbital kvant ədədidir və nəzərə alınmışdır ki, pionların daxili cütlüyü -1 -ə bərabərdir. ℓ -in qiymətini sistemin tam impuls momentinin saxlanması qanununun köməyi ilə tapmaq olar. $\pi^0 + \pi^0$ sisteminə bir zərrəcik kimi baxaraq, onu sükunətdə hesab edək. Əgər bu «zərrəciyin» spininin sıfır bərabər olduğunu nəzərə alsaq, onda onun tam momenti sıfır bərabər olar, yəni $J(\pi^0\pi^0) = 0$. Digər tərəfdən aydındır ki, baxılan pionlar sisteminin tam momentini üç həddin, yəni kütlə mərkəzi hərəkətinin impuls momentinin, pionların spinlərinin və bizi maraqlandıran nisbi hərəkət momentinin səmi kimi təyin etmək olar. İmpulsun saxlanması qanununa görə kütlə mərkəzi sükunətdə olduğundan, birinci moment sıfır bərabərdir. Pionların spinləri də sıfır bərabərdir. Odur ki, $J(\pi^0\pi^0) = 0$ bərabərliyi nisbi hərəkət

momentinin ($M = \sqrt{\ell(\ell+1)}$) sıfıra bərabər olması ilə eyni güslüdür. Bu isə $\ell=0$ deməkdir. Dediklərimizi (4)-də nəzərə alsaq, beləliklə,

$$\eta_{CP}(\pi^0\pi^0) = +1 \quad (5)$$

olar. Eləcə də

$$\begin{aligned} \eta_{CP}(\pi^+\pi^-) &= \eta_C(\pi^+\pi^-)\eta_P(\pi^+)\eta_P(\pi^-) \cdot (-1)^\ell = \\ &= (+1)(-1)(-1)(-1)^\ell = (-1)^\ell. \end{aligned} \quad (6)$$

Yuxarıda yürüdülmüş mülahizələrə əsaslanaraq, yazı bilərik ki,

$$\eta_{CP}(\pi^+\pi^-) = +1. \quad (7)$$

Gələcəkdə lazım olduğundan, üç piondan ibarət neytral sistemin də cütlüklərini gətirək (hesablama aparmadan):

$$\eta_{CP}(\pi^0\pi^0\pi^0) = -1, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \eta_{CP}(\pi^+\pi^-\pi^0) &= \eta_{CP}(\pi^+\pi^-)\eta_{CP}(\pi^0) = (-1)^\ell(-1) = \\ &= (-1)^{\ell+1} = \begin{cases} -1, & \text{яяя} \ell = 0, 2, \dots \\ +1, & \text{яяя} \ell = 1, 3, \dots \end{cases} \end{aligned}$$

(9)

Burada $\ell - (\pi^+ + \pi^-)$ -altsisteminin nisbi orbital momentidir.

§ 26. Zamanın dönməsi

Biz yuxarıda fəza inversiyası (\hat{P}) və yük qoşması (\hat{C}) çevrilmələrilə tanış olduq (uyğun olaraq, §13 və §22-yə bax). Elementar zərrəciklər fizikasında bunlarla yanaşı zamanın dönməsi \hat{T} əməliyyatı da daxil edilir. Bu, t -nin $-t$ ilə əvəz edilməsi ($t \rightarrow -t$) əməlidir. Bunun mənası sistemin başlanğıc və son hallarının yerlərini dəyişdirməkdən, eləcə də, zərrəciklərin impuls və spinlərinin işarələrinin dəyişdirilməsindən ibarətdir (cədvəl 26.1-ə bax).

Cədvəl 26.1

Fiziki kəmiyyətlər	Əməliyyat \hat{T}
Koordinatlar	$\vec{r} \rightarrow \vec{r}$
Zaman	$t \rightarrow -t$
Kütlə	$m \rightarrow m$
İmpuls	$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$
İmpuls momenti (spin)	$\vec{M} \rightarrow -\vec{M}$
Qüvvə	$\vec{F} = \vec{F}$
Enerji	$E \rightarrow E$
Yük	$e \rightarrow e$
Elektrik sahəsi	$\vec{\mathcal{E}} \rightarrow \vec{\mathcal{E}}$
Maqnit sahəsi	$\vec{H} = -\vec{H}$

Zamanın dönməsinin kvantmexaniki izahı mürəkkəbdir. Bu onunla əlaqədardır ki, Şredinger tənliyinə dalğa funksiyasının zamana görə birinci tərtib törəməsi [yəni $\partial\psi(r,t)/\partial t$] daxildir və o, zamanın dönməsi \hat{T} əməliyyatında öz işarəsini dəyişir. Odur ki, onun kovariantlığının təmin edilməsi üçün dalğa funksiyasının arqumentində $t \rightarrow -t$ əvəzləməsi etməklə yanaşı, dalğa funksiyasını özünün kompleks qoşması ilə əvəz etmək lazımdır, yəni

$$\hat{T}\psi(r,t) = \psi^*(r,-t) . \quad (1)$$

Göründüyü kimi, \hat{T} operatoru ermit deyildir və odur ki, ona fiziki kəmiyyət (deyərk ki, zaman cütlüyü) qarşı qoymaq olmaz. Bunun nəticəsi kimi, \hat{T} -invariantlıq heç bir sərbəst (asılı olmayan) saxlanma

qanununa gətirmir. Bütün bunlara baxmayaraq, \hat{T} - invariantlıq düz və əks proseslərin ehtimalları arasında müəyyən münasibətlərə (detal tarazlıq prinsipi), bəzi halların qadağasına (qadağan olunmasına), zərrəciklərin məxsusi dipol momentlərinin sıfıra bərabərliyinə gətirir.

Hazırda hesab olunur ki, bircə hal istisna olmaqla (növbəti paraqrafda son abzasa bax) mikroaləmdə bütün proseslər **zamanca dönəndir**. Lakin bu, makroskopik proseslərdə zaman axınının aşkar istiqamətliliyinin təbiəti barədə sual doğurur.

§ 27. CPT -teorem

Biz indiyədək aşağıdakı üç əməliyyatla tanış olduq: fəza inversiyası \hat{P} , yük qoşması \hat{C} və zamanın dönməsi \hat{T} . İndi bu üç çevrilmənin kombinasiyası (hasili) kimi təyin olunan $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ - çevrilməsinə baxaq. Bu, ardıcıl olaraq zamanın dönməsi \hat{T} , fəza inversiyası \hat{P} və yük qoşması \hat{C} çevrilmələrinin aparılması deməkdir.

Deyək ki, real baş verən

$$a(p_a, s_a) + b(p_b, s_b) \rightarrow c(p_c, s_c) + d(p_d, s_d) \quad (1)$$

prosesi verilmişdir. Mötərizədə uyğun zərrəciyin impulsu p və spini s gətirilmişdir. $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ -çevrilməsi nəticəsində prosesin başlanğıc və son halları yerlərini dəyişəcək (\hat{T} -əməliyyatı nəticəsində), hər bir zərrəcik öz antisilə və əksinə əvəz olunacaq (\hat{C} əməliyyatı nəticəsində), zərrəciklərinin impulsları dəyişməz qalacaq (impulsların işarəsini bir dəfə \hat{T} , ikinci dəfə isə \hat{P} əməliyyatı dəyişir), zərrəciklərin spinləri isə işarələrini dəyişir (\hat{T} əməliyyatı nəticəsində). Bu dediklərimizi (1) prosesinə tətbiqən sxematik olaraq aşağıdakı kimi təsvir etmək olar:

$$\begin{aligned} & \hat{C}\hat{P}\hat{T}[a(\underline{p}_a, \underline{s}_a) + b(\underline{p}_b, \underline{s}_b) \rightarrow c(\underline{p}_c, \underline{s}_c) + d(\underline{p}_d, \underline{s}_d)] = \underline{\quad} \quad \underline{\quad} \\ & = \hat{C}\hat{P}[c(-\underline{p}_c, -\underline{s}_c) + d(-\underline{p}_d, -\underline{s}_d) \rightarrow a(\underline{p}_a, -\underline{s}_a) + b(-\underline{p}_b, -\underline{s}_b)] = \\ & = \hat{C}[c(\underline{p}_c, -\underline{s}_c) + d(\underline{p}_d, -\underline{s}_d) \rightarrow a(\underline{p}_a, -\underline{s}_a) + b(\underline{p}_b, -\underline{s}_b)] = \\ & = \tilde{c}(\underline{p}_c, -\underline{s}_c) + \tilde{d}(\underline{p}_d, -\underline{s}_d) \rightarrow \tilde{a}(\underline{p}_a, -\underline{s}_a) + \tilde{b}(\underline{p}_b, -\underline{s}_b). \end{aligned}$$

Nəticədə alınan

$$\tilde{c}(\underline{p}_c, -\underline{s}_c) + \tilde{d}(\underline{p}_d, -\underline{s}_d) \rightarrow \tilde{a}(\underline{p}_a, -\underline{s}_a) + \tilde{b}(\underline{p}_b, -\underline{s}_b) \quad (2)$$

prosesi ilkin (1) prosesindən köklü surətdə fərqlənir, lakin o baş verə bilər.

Beləliklə: $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ -çevrilməsi nəticəsində alınan proses real baş verə bilər, həm də ilkin prosesin baş verdiyi ehtimalla. Bu müddəa $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ -teoreminin bir başa nəticəsidir və ona $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ -

teoreminin əyani formuləsi kimi baxmaq olar. Bu teorem ümumi prinsiplərə əsasən Q.Lüders və ondan asılı olmadan V.Pauli tərəfindən isbat edilmişdir. O, təsdiq edir ki, $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ -çevrilməsi invariant çevrilmədir. Bu, bir sıra fundamental nəticələrə gətirir. Onlardan aşağıdakıları qeyd edək:

a) zərrəcik və antizərrəciyin kütlələri və yaşama müddətləri eynidir;

b) zərrəcik və antizərrəciyin elektromaqnit momentləri yalnız işarəcə fərqlənir;

c) antiqravitasiya yoxdur, yəni zərrəcik və antizərrəciyin qravitasiya sahəsi ilə qarşılıqlı təsirləri eynidir.

Bugünədək *CPT*-teoreminə zidd olan heç bir təcrübi fakt aşkar edilməmişdir. Bu teoremdən irəli gələn nəticələrdən hətta ən kiçik kənarçıxmaların müşahidə olunması çox ciddi nəticələrə səbəb ola bilər.

CPT-teoremdən irəli gələn daha bir ümumi nəticəni qeyd edək. Əgər $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlıq mövcud olarsa, onda *CPT*-teoreminə əsasən \hat{T} -invariantlıq da olmalıdır və əksinə. Başqa sözlə desək, kombinəlaşdırılmış cütlüyün saxlanması mikroproseslərin zamanca dönənliyilə eynigüclüdür. Bu saxlanma qanunun pozulması bir zərurət kimi mikroskopik səviyyədə zamanın dönməzliyinə gətirir.

§ 28. Kombinləşdirilmiş cütliyin saxlanma qanununun neytral kaonlara tətbiqi

Əvvəllərdə dediyimiz kimi, iki yüklü (K^+, K^-) və iki neytral (K^0, \tilde{K}^0) kaon mövcuddur. Onlar qəribəlik kvant ədədinə malikdirlər, belə ki, K^+ və K^0 mezonlar qəribəliyin $S=+1$, K^- və \tilde{K}^0 antimezonlar isə qəribəliyin $S=-1$ qiymətilə xarakterizə olunurlar. Müəyyən konkret kvant yükünə malik olduqlarından, aydındır ki, neytral kaonlar həqiqi neytral zərrəciklər deyildirlər və odur ki, konkret CP cütliyinə malik ola bilməzlər:

$$\hat{C}\hat{P}K^0 = \tilde{K}^0, \quad \hat{C}\hat{P}\tilde{K}^0 = K^0. \quad (1)$$

\hat{P} operatorunun təsirilə zərrəcik və antizərrəciyin dalğa funksiyalarının (burada onları elə K^0 və \tilde{K}^0 simvolları əvəz edir) arqumentlərində baş verən dəyişikliklər (13.3-cü altparaqrafa bax) (1) münasibətlərində əks olunmasalar da, onların varlığı nəzərdə tutulur.

K^0 -mezonun əsas parçalanma kanalı olan

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (2)$$

prosesinə baxaq. Aydındır ki, $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığa görə (2)-yə qoşma olan

$$\tilde{K}^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+ \quad (3)$$

prosesi də baş verməlidir və həm də (2) prosesi ilə eyni ehtimalla. Deməli, parçalanmaya nəzərən K^0 və \tilde{K}^0 mezonların xassələri eynidir.

(2) və (3) proseslərini müqayisə edək. Göründüyü kimi, hər iki reaksiyanın sağ tərəfi eyni olub, həqiqi neytral sistem təşkil edir. (25.5) və (25.7)-yə əsasən $\eta_{CP}(\pi\pi) = +1$. Həmin reaksiyaların sol tərəfində konkret \mathbf{n}_{CP} cütlüyünə malik olmayan zərrəciklər durur. Buradan $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığının aşkar pozulması təəssüratı yaranır, hərçənd biz əvvəllərdə \mathbf{n}_{CP} cütlüyünün saxlanması ciddi saxlanma qanunu kimi şərh etmişdik. Lakin məlum olmuşdur ki, burada heç bir ziddiyyət yoxdur. Bunu görmək üçün K^0 , \tilde{K}^0 hallarını aşağıdakı eynilik çevrilmələrinə məruz qoyaq:

$$\begin{aligned} K^0 &= \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{2} + \frac{K^0 - \tilde{K}^0}{2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0 + K_2^0), \\ \bar{K}^0 &= \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{2} - \frac{K^0 - \tilde{K}^0}{2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0 - K_2^0), \end{aligned} \quad (4)$$

burada

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \tilde{K}^0}{\sqrt{2}}. \quad (5)$$

Apardığımız çevrilmələrin mənasını aydınlaşdırmaq üçün (5) hallarına $\hat{C}\hat{P}$ -operatoru ilə təsir göstərək və (1) münasibətlərini nəzərə alaq:

$$\begin{aligned} \hat{C}\hat{P}K_1^0 &= \hat{C}\hat{P} \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{C}\hat{P}K^0 + \hat{C}\hat{P}\tilde{K}^0) = \\ &= \frac{\tilde{K}^0 + K^0}{\sqrt{2}} = K_1^0, \end{aligned}$$

(6a)

$$\begin{aligned}\hat{C}\hat{P}K_2^0 &= \hat{C}\hat{P}\frac{K^0 - \tilde{K}^0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{C}\hat{P}K^0 - \hat{C}\hat{P}\tilde{K}^0) = \\ &= \frac{\tilde{K}^0 - K^0}{\sqrt{2}} = -K_2^0.\end{aligned}$$

(6b)

Buradan görünür ki, K^0 və \tilde{K}^0 -dan fərqli olaraq, K_1^0 və K_2^0 halları kombinəlaşdırılmış cütliyə malikdirlər:

$$\eta_{CP}(K_1^0) = +1, \quad \eta_{CP}(K_2^0) = -1. \quad (7)$$

Beləliklə alırıq ki, kombinəlaşdırılmış cütliyə konkret qiymətlərinə malik olmayan K^0 və \tilde{K}^0 hallarını həmin cütliyə konkret qiymətləri ilə xarakterizə olunan K_1^0 və K_2^0 hallarının superpozisiyası kimi təsvir etmək olar. Buradan da belə nəticəyə gəlmək olar ki, ikipionlu (2)-(3) parçalanmalarında K^0 və \tilde{K}^0 hallarının heç də hamısı iştirak etmir, onların, necə deyərlər, yarısı- \mathcal{N}_{CP} kəmiyyətinin müsbət qiymətinə uyğun komponentləri (K_1^0) – iştirak edir.

Yuxarıda apardığımız müzakirələri belə yekunlaşdırmaq olar: qəribəlik S -in (eləcə də kombinəlaşdırılmış cütlik \mathcal{N}_{CP} -nin) saxlandığı güclü qarşılıqlı təsirlə şərtlənən bütün proseslərdə neytral kaonlar qəribəliyin konkret qiymətlərilə xarakterizə olunan, lakin \mathcal{N}_{CP} -nin konkret qiymətlərinə malik olmayan K^0 və \tilde{K}^0 halları şəkilində iştirak edirlər. Qəribəliyin saxlanmadığı, lakin kombinəlaşdırılmış cütliyə saxlandığı zəif qarşılıqlı təsir proseslərində isə neytral kaonlar CP -cütliyənin $\eta_{CP} = +1$ və

$\eta_{CP} = -1$ qiymətlərilə xarakterizə olunan, lakin qəribəliyin konkret qiymətinə malik olmayan K_1^0 və K_2^0 halları şəklində iştirak edirlər.

İndi (7) bərabərliklərini (25.3) – (25.9) bərabərliklərilə müqayisə edək. K_1^0 müsbət kombinəlaşdirilmiş cütlüyə malikdir və prinsipcə $K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0, \pi^+ + \pi^-, \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (\mathcal{L} -tək) (8)

kanalları ilə parçalana bilər. Bu kanalların əvvəlki ikisi demək olar ki, eyni ehtimallıdır, sonuncu isə energetik baxımdan praktiki olaraq getmir. K_2^0 halına gəlincə isə, onun CP -cütlüyü $\eta_{CP} = -1$ olduğundan, o yalnız üç pionla parçalana bilər:

$$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0, \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (9)$$

Beləliklə, K_1^0 halının əsas parçalanma kanalı ikipionlu kanaldır, K_2^0 isə yalnız üç pionla parçalana bilər ($\hat{C}\hat{P}$ -invariantlıq onun iki pionla parçalanmasını qəti qadağan edir). Dediklərimizi nəzərə alaraq, sxematik olaraq yazıla bilər:

$$K_1^0 \rightarrow 2\pi, \quad K_2^0 \rightarrow 3\pi. \quad (10)$$

Aydındır ki, energetik baxımdan ikipionlu parçalanma üçpionlu parçalanmaya nisbətən əlverişlidir. Digər tərəfdən, kaonların leptonlara mümkün parçalanma ehtimalları kiçikdir və təqribən üçpionlu parçalanmanın ehtimalı ilə eyni tərtiblikdir (“Əlavələr”də cədvəl B.1-ə bax). Odur ki, K_1^0 -in yaşama müddəti K_2^0 -nin yaşama müddətindən çox

kiçik olmalıdır. Doğrudan da, təcrübələr göstərir ki, neytral kaonların iki və üçpionlu parçalanmalara nəzərən yaşama müddətləri 500 dəfədən də çox fərqlənirlər (11.2a və “Əlavələr”də B.1 cədvəllərinə bax):

$$\eta_{2\pi} \approx 9,0 \cdot 10^{-11} \text{ san}, \quad \eta_{3\pi} \approx 5,1 \cdot 10^{-8} \text{ san} . \quad (11)$$

Yaşama müddəti kiçik olan neytral kaona (K_1^0) **qısaömürlü**, yaşama müddəti böyük olan neytral kaona (K_2^0) isə **uzunömürlü** kaon deyirlər. Qısaömürlü kaon K_S^0 kimi (ingiliscə qısa mənasını verən «short» sözünə müvafiq), uzunömürlü kaon isə K_L^0 kimi (ingiliscə uzun mənasını verən «long» sözünə müvafiq) işarə edilir.

K_S^0 halını K_1^0 halı ilə və K_L^0 halını K_2^0 halı ilə eyniləşdirmədən (§29-a bax), neytral kaonlara tətbiqən $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığı aşağıdakı bərabərliklər şəklində ifadə etmək olar:

$$K_S^0 = K_1^0, \quad K_L^0 = K_2^0. \quad (12)$$

K^0 və \bar{K}^0 mezonlar bir-birinə nəzərən zərrəcik və antizərrəcikdirlər. Odur ki, onlar eyni kütləyə malikdir və yalnız qəribəlik kvant ədədi S - in qiymətləri ilə fərqlənirlər. Zəif qarşılıqlı təsirdə qəribəliyin saxlanmaması prinsipinə spontan

$$K^0 \rightleftharpoons \tilde{K}^0 \quad (13)$$

keçidlərinə gətirə bilər. Məlum olmuşdur ki, (13) keçidlərinin mövcudluğu K_S^0 və K_L^0 mezonların kütlələrində müəyyən fərqə gətirir. Bu fərq üçün təcrübədən

$$(14) \quad |\Delta m| = |m_{K_S^0} - m_{K_L^0}| = 3,48 \cdot 10^{-6} eV$$

qiyməti alınır. Qeyd edək ki, nəzəriyyə də buna çox yaxın qiymətə gətirir.

Burada daha iki məsələni qeyd edək. Əvvəla, (14) nəticəsi *CPT*-teoremə zidd deyildir, çünki K_S^0 və K_L^0 mezonlar bir-biri ilə yük qoşması vasitəsilə bağlı deyildirlər, yəni bir-birinə nəzərə alınmayan zərrəcik - antizərrəcik deyildirlər. (14) kütlələr fərqi cüzi olsa da, o, öz-özlüyündə çox maraqlı və əhəmiyyətli effektlərə –kaon ossilyasiyalarına gətirir.

Ölçmələr göstərir ki, K_L^0 mezon K_S^0 mezona nisbətən daha ağırdır. (14) fərqi ossilyasiya periodu üçün

$$T = \frac{2\pi}{|\Delta m|} \approx 1,2 \cdot 10^{-9} san \quad (15)$$

qiymətinə gətirir.

Qeyd edək ki, K_1^0 və K_2^0 kaonların mövcudluğu haqqında hipotez 1955-ci ildə M.Gell-Mann və A.Pays tərəfindən irəli sürülmüşdür. Neytral uzunömürlü kaon K_L^0 L.Ledermanın rəhbərlik etdiyi qrup tərəfindən 1957-ci ildə kəşf olunmuşdur.

Həşiyə. Adama elə gəlir ki, K^0 və \tilde{K}^0 üzərində apardığımız əməliyyatı [(4)-(5)-ə bax] istənilən zərrəcik – antizərrəcik cütünə də (məsələn, $n-\tilde{n}$, $p-\tilde{p}$ cütlərinə) tətbiq etmək olar. Lakin bu belə deyildir. Bu cütlərin hər birinə daxil olan zərrəcik və antizərrəcik universal saxlanan kvant ədədinin qiymətlərilə fərqlənirlər: n və \tilde{n} üçün bu, barion yüküdür (B), p və \tilde{p} üçün isə bundan əlavə həm də elektrik yüküdür (Q). Belə halların superpozisiyası qadağandır. Odur ki, onların (5) kimi kombinasiyaları təbiətdə reallaşmır. K^0 və \tilde{K}^0 kaonlar isə zəif qarşılıqlı təsirdə saxlanmayan S qəribəliyinin qiymətləri ilə fərqlənirlər ki, bu da (5) hallarının yaranmasını reallaşdırır. Qeyd edək ki, analogi situasiya bir-birindən yalnız füsün kvant ədədinin qiymətləri ilə fərqlənən D^0 və \tilde{D}^0 mezonlar üçün baş verir.

§ 29. Kombinləşdirilmiş cütlüyün saxlanmaması

1964-cü ildə amerikalı təcrübəçi alimlər Ceyms Kronin, Vel Fitç və başqaları $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulmasına dəlalət edən təcrübə fakt müşahidə etmişlər. Bu fakt $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığa əsasən mütləq qadağan olunmuş

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (1)$$

prosesinin müşahidə edilməsindən ibarətdir. Ölçmələr K_L^0 mezonun bütün parçalanmalarına nəzərən (1) parçalanma kanalının nisbi payı üçün $\sim 0,2\%$ qiymətinə gətirmişdir. Bir qədər sonra

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \quad (2)$$

parçalanma kanalı da müşahidə edilmişdir ($\sim 0,09\%$ nisbi ehtimalla).

$\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulması (28.12) bərabərliklərinin pozulmasına gətirir. Qısa ömürlü K_S^0 və uzunömürlü K_L^0 mezonlar artıq $\hat{C}\hat{P}$ -cüt (K_1^0) və $\hat{C}\hat{P}$ -tək (K_2^0) kombinasiyalarla [(28.6)-ya bax] üst-üstə düşmür və şübhəsiz ki, onların superpozisiyası kimi təyin olunmalıdırlar:

$$K_S^0 = \frac{K_1^0 + \varepsilon K_2^0}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}, \quad K_L^0 = \frac{K_2^0 + \varepsilon K_1^0}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}, \quad (3)$$

burada ε -qarışma parametridir və ümumi halda kompleks kəmiyyətdir. Əgər bu hallara $\hat{C}\hat{P}$ operatoru ilə təsir göstərsək,

$$\hat{C}\hat{P}K_S^0 = \frac{\hat{C}\hat{P}K_1^0 + \varepsilon \hat{C}\hat{P}K_2^0}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} = \frac{K_1^0 - \varepsilon K_2^0}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} = K_S^0 - \frac{2\varepsilon K_2^0}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}, \quad (4a)$$

$$\hat{C}\hat{P}K_L^0 = \frac{\hat{C}\hat{P}K_2^0 + \varepsilon \hat{C}\hat{P}K_1^0}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} = \frac{-K_2^0 + \varepsilon K_1^0}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} = -K_L^0 + \frac{2\varepsilon K_1^0}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \quad (4b)$$

alarıq. Buradan çıxır ki, K_S^0 və K_L^0 halları kombinəlaşdırılmış cütüyün konkret qiymətlərinə malik deyildirlər. (4) ifadələrindən görünür ki, $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulmasının dərəcəsi ε parametrlə müəyyən olunur. Ölçmələr göstərir ki,

$$|\varepsilon| \approx 2,23 \cdot 10^{-3}.$$

(5)

Bu kəmiyyətin kiçik olması (3) münasibətlərində normalama əmsalına daxil olan $|\varepsilon^2|$ həddini nəzərə almamağa və onları

$$K_S^0 = K_1^0 + \varepsilon K_2^0, \quad K_L^0 = K_2^0 + \varepsilon K_1^0 \quad (6)$$

şəklində yazmağa imkan verir.

Qeyd edək ki, (1) - (2) ikipionlu parçalanma proseslərlə yanaşı $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığa zidd olan başqa effektlər də mövcuddur. Onlardan aşağıdakıları qeyd edək.

Müşahidələr göstərir ki, uzunömürlü kaonun

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \quad (7a)$$

və ona qoşma olan

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \tilde{\nu}_e \quad (7b)$$

parçalanmalarının ehtimalları bir-birindən fərqlidir, başqa sözlə, onlar arasında asimmetriya mövcuddur. Bu asimmetriya

$$\frac{W_a - W_b}{W_a + W_b} = 3,32 \cdot 10^{-3}$$

(8)

şəklindədir. Burada W_a və W_b – uyğun olaraq, (7a) və (7b) proseslərinin ehtimallarıdır. Deməli, (7a) prosesi (7b) prosesinə nisbətən bir qədər çox ehtimallıdır. Əgər $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlıq olsaydı, bu belə olmazdı və $W_a = W_b$ olardı.

Qeyd edək ki, eyni sözləri K_L^0 mezonun

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu \quad (9a)$$

və

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \quad (9b)$$

parçalanmalarına da aid etmək olar. Bu proseslərin də asimetriya dərəcəsi (8) qiymətinin üstünə düşür.

(5) və (8)-in müqayisəsindən görünür ki, baxılan asimetriya dərəcəsi ilə \mathcal{E} parametrinin qiyməti eyni tərtiblikdir.

Qeyd edək ki, $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulması təkcə kaonların parçalanma proseslərinə xas deyildir. Bu invariantlığın pozulması, məsələn, neytronun dipol momentinə malik olmasına gətirməlidir. Odur ki, onun ölçülməsi üzrə təcrübələr bugün də xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

$\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulması həmçinin \hat{T} -invariantlığın da pozulması deməkdir (CPT -teoreminə görə). Ona görə deyə bilərik ki, mikroaləmdə «zamanın əqrəbi» müşahidə olunmuşdur, yəni təkcə makroskopik proseslərin deyil, həmçinin mikroproseslərin də dönməzliyi müşahidə edilmişdir.

Sonda qeyd edək ki, $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulması mühüm hadisədir və o daha bir çox olduqca vacib nəticələrə gətirir. Bu səbəbdəndir ki, $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulmasını ilk kəşf edənlər – C.Kronin və V.Fitç – 1980-ci ildə Nobel mükafatına layiq görülmüşlər.

$\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulmasının mexanizmi uzun müddət aydın olmamışdır. Bu sahədə ən iri və ümidverici addım kimi M.Kobayaşi və K.Maskavanın irəli sürdükləri ideyanı xatırlamaq olar. Onlar göstərmişlər ki, hazırda qəbul olunmuş kvark modelinə görə $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulması yalnız o halda təbii təsvir oluna bilər ki, kvarkların sayı altıdan az olmasın, başqa sözlə, kvarkların üçüncü nəslə də mövcud olsun. b - kvarkın, daha doğrusu, tərkibinə b - kvark daxil olan hadronların – Υ , B^+ , B^0 , B_s^0 , B_c^+ mezonların və Λ_b^0 barionun –kəhfilə (11.2a və 11.2b cədvəllərinə bax) bu ideya öz təcrübi təsdiqini tapdı. Odur ki, öncəgörmələrinə görə M.Kobayaşi və K.Maskava 2008-ci ildə Nobel mükafatına layiq görüldülər.

Həmçinin qeyd edək (təfsilata varmadan) ki, tərkibində beşinci kvark (b) olan neytral B^0 (və \tilde{B}^0) mezonun parçalanma kanallarının tədqiqi göstərmişdir ki, onlarda $\hat{C}\hat{P}$ -invariantlığın pozulması K_L^0 mezonun (1)-(2) kanallarındakına nisbətən təqribən iki tərtib böyükdür, yəni effekt K_L^0 mezon halında gördüyümüz 0,09-0,2%-ə qarşı ~ 10 -20% təşkil edir. Olduqca böyük statistikaya əsaslanan və

kifayət qədər nəzərəcarpacaq dərəcədə olan bu nəticə Kobayaşı-Maskava nəzəriyyəsi təntənəsinin ikinci tərəfidir. Bu göstərir ki, kombinələşdirilmiş cütlüyün pozulması kvarkların zəif qarşılıqlı təsirinin səciyyəvi xüsusiyyətidir və heç vəchlə başqa cür (bəzən əvvəllər edildiyitək, hansısa spesifik ifratzəif qarşılıqlı təsirin nəticəsi kimi) mənalandırıla bilməz.

IV FƏSİL

KVARKLAR, HADRONLARIN KVARK QURULUŞU, QLÜONLAR

§ 30. Hadronların ilk tərkib modelləri haqqında

Məlum zərrəciklərin sayı çoxaldıqca, onların təsnifatı ilə yanaşı, «minimal» tərkib modellərini yaratmaq zərurəti də meydana çıxırdı. Axı, ola bilməz ki, sayı durmadan artan bütün zərrəciklər həqiqi elementar– fundamental zərrəciklər olsun.

Hadronlar sinfinə daxil olan zərrəciklərin mürəkkəb quruluşa malik olmaları barədə təcrübi

faktlar ilk növbədə məhz bu zərrəcikləri minimal sayda güclü qarşılıqlı təsir qabiliyyətinə malik olan fundamental zərrəciklərə gətirmək arzusu yaradır. Bütün məlum hadronların hansısa bir neçə fundamental zərrəcikdən (subzərrəcikdən) qurulması **zərrəciklərin tərkib modelinin** yaradılması deməkdir.

İlk belə tərkib modeli 1949-cu ildə E.Fermi və Ç.Yanq tərəfindən irəli sürülmüşdür. O, vaxtlar hadronlar sinfindən yalnız nuklonlar (proton və neytron) və pionlar (π^+ , π^0 və π^- mezonlar) məlum idi (§10-a bax). Bu situasiyada Fermi və Yanq proton və neytronu, eləcə də onların antilərini – antiproton və antineytronu – fundamental (həqiqi elementar) zərrəciklər kimi qəbul edib, pionları onlardan qurmuş, nuklon və antinuklonun əlaqəli halları (sistemi) kimi təsəvvür etmişlər, yəni

$$\pi^+ = \tilde{n} p, \quad \pi^- = \tilde{p} n, \quad \pi^0 = \frac{\tilde{p} p - \tilde{n} n}{\sqrt{2}}. \quad (1)$$

Əvvəllərdə dediyimiz kimi, XX əsrin 50-ci illəri yeni hadronların – qəribə zərrəciklərin geniş kəşfi ilə əlaqədardır (§17-yə bax). Yeni zərrəciklərin kəşfi ilə yeni quruluş modelləri də meydana gəlirdi. Bu modellərdə də məlum zərrəciklərdən bəziləri fundamental kimi qəbul edilir, qalanları onlardan qurulurdu (Fermi-Yanq modelində olduğu kimi). Bu qəbildən olan tərkib modelləri arasında ən qənaətlisi və ən məşhuru 1956-cı ildə yapon alimi Söiti Sakata tərəfindən

irləri sürülən model olmuşdur. **Sakata modelində** ilkin, fundamental hadron olaraq neytron, proton və lyambda-hiperon (Λ -hiperon) və onların antiləri götürülmüşdür. Bu modelə görə, məsələn, qəribə mezonlar aşağıdakı quruluşa malikdirlər:

$$K^+ = \tilde{\Lambda} p, \quad K^- = \tilde{p} \Lambda, \quad K^0 = \tilde{\Lambda} n, \quad \tilde{K}^0 = \tilde{n} \Lambda \quad (2)$$

XX əsrin ikinci yarısında təcrübi məlum olan zərrəciklərin sayı və eləcə də müxtəlif xarakterli təcrübi faktların miqdarı o qədər artmışdır ki, onları çoxsaylı hadronların cəmi bir neçə məlum hadron və antihadrondan ibarət olmaları barədə sadə modellər çərçivəsində izah etmək mürəkkəb problemə çevrilmişdir. Vəziyyətdən çıxmaq üçün tamamilə yeni, qeyri-adi ideyalara ehtiyac hiss olunurdu.

§ 31. Kvarklar və onların əsas xarakteristikaları

Hadronların tərkib hissələrinin öyrənilməsi sahəsində ən iri, inqilabi və sonralar aydın olduğu kimi, ən həlledici addım 1964-cü ildə Amerika alimləri M.Gell-Mann və C.Sveyq tərəfindən atılmışdır. Onlar bir-birindən asılı olmadan belə bir ideya irəli sürmüşlər ki, bütün hadronlar cəmi üç yeni, indiyə qədər məlum olmayan qeyri-adi zərrəcikdən və onların antilərindən qurulmuşlar. Bu qeyri-adi fundametal obyektləri Gell-Mann «**kvark**»lar, C.Sveyq isə «**tuz**»lar adlandırmışdı. Sonralar Gell-Mannın qoyduğu ad yaşamışdır. Həmin kvarklar latın əlifbasının *u*, *d* və *s* hərifləri ilə

(ingiliscə, uyğun olaraq, «yuxarı», «aşağı» və «qəribə» mənalarını verən **up**, **down** və **strange** sözlərinin ilk hərflərilə) işarə edilir. Sonralar elmə daha üç növ kvark daxil edilmişdir: *c*-kvark, *b*-kvark və *t*-kvark [ingiliscə charm-füsunkar, beauty (yaxud bottom) – gözəl (yaxud alt), truth (yaxud top)-əsil (yaxud üst) sözlərindən]. Kvarkların növlərini çox vaxt **kvarkın rayihələri** adlandırırlar. Qeyd edək ki, «kvarkın rayihələri» termininin məlum rayihə haqqında anlayışa heç bir dəxili yoxdur. Kvarkların adları, rayihələri və eləcə də aşağıda tanış olacağımız «rəng» termininin daxil edilməsi, sadəcə olaraq, quru fiziki mətnləri bir qədər canlandırmaq, oxunaqlı etmək məqsədi güdür.

Cədvəl 31.1-də kvarkların xarakteristikaları gətirilmişdir. Kvarklara $1/2$ -ə bərabər spin ($J = 1/2$), $+1$ -ə bərabər cütlük ($\eta_p = +1$) və $+1/3$ -ə bərabər barion yükü ($B = 1/3$) (səbəbinə aşağıda bax) şamil edilir.

Kvarklar

Jədvəl 31.1

İşarəsi	Adı ingiliscə (azərb.)	Kütlə (MeV)	J^P	Q	B	S	C	b	t	T	T_3
u	up (yuxarı)	1,5-3,0	$1/2^+$	$+2/3$	$1/3$	0	0	0	0	$1/2$	$1/2$
d	down (aşağı)	3-7	$1/2^+$	$-1/3$	$1/3$	0	0	0	0	$1/2$	$-1/2$
s	strange (qəribə)	95	$1/2^+$	$-1/3$	$1/3$	-1	0	0	0	0	0
c	charm (fısunkar)	$1,25 \cdot 10^3$	$1/2^+$	$+2/3$	$1/3$	0	+1	0	0	0	0
b	beauty (gözel) bottom (alt)	$4,20 \cdot 10^3$	$1/2^+$	$-1/3$	$1/3$	0	0	-1	0	0	0
t	truth (həqiqi) top (üst)	$172,5 \cdot 10^3$	$1/2^+$	$+2/3$	$1/3$	0	0	0	+1	0	0

Bilavasitə yoxlamaqla əmin olmaq olar ki, kvarklar üçün də

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y, \quad Y = B + S + C + b + t \quad (1)$$

ümumiləşmiş Gell-Mann-Nişicima düsturu ödəyir. Antikvarklar üçün J və T (izospin) - dən başqa bütün kvant ədədləri əks işarəyə malikdirlər.

Kvarkların qeyri-adiliyi nədədir? Cədvəldən görün-düyü kimi, bu qeyri-adilik hər şeydən əvvəl ondadır ki kvarkların elektrik yükü indiyə qədər ən kiçik, ən elementar hesab olunan elektrik yükünün, yəni elektronun yükünün üçdə biri və üçdə ikisi qəmədir: u , c və t kvarkların yükü $(+2/3)e$, qalan üçüncü isə $(-1/3)e$ -dir; eləcə də \tilde{u}, \tilde{c} və \tilde{t} antikvarklar $(-2/3)e$, \tilde{d}, \tilde{s} və \tilde{b} antikvarklar isə $(+1/3)e$ elektrik

yükünə malikdirlər (e – elektronun elektrik yükünün mütləq qiymətidir). Belə elektrik yükləri daşıyan obyektlərin mövcud ola bilmələri fizikanın heç bir prinsipinə zidd olmasa da, Gell-Mann - Sveyq nəzəriyyəsi ilk günlər alimlərin təəccübünə səbəb olmuş, onları, necə deyərlər, xeyli sarsıtmışdır. Axı, uzun illərdən bəri elektronun yükü elektrik yükünün ən kiçik hissəsi, ən xırda porsiyası sayılmış və buna hamı mütləq həqiqət kimi baxmağa vərdiş etmişdir. Bu vəziyyət XIX əsrin son günlərində alman alimi Maks Plank «enerji cisimlər tərəfindən kəsilməz deyil, porsiyalarla (kvantlarla) şüalandırılır» kimi ifadə edilən öz inqilabi ideyasını irəli sürərkən alimlər arasında yaranmış psixoloji əhval-ruhiyyəni xatırladırdı.

§32. Hadronların kvark quruluşu

Kvarklar sxeminə görə hər bir mezon bir kvark və bir antikvarkdan təşkil olunmuşdur, yəni

$$M = q_1 \tilde{q}_2 \quad (1)$$

Məsələn (cədvəl 11.2a-ya bax),

$$\begin{aligned}\pi^+ &= u \tilde{d}, \quad \pi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{u}\tilde{u} - d\tilde{d}), \quad \pi^- = d \tilde{u}, \\ K^+ &= u \tilde{s}, \quad K^0 = d \tilde{s}, \quad K^- = s \tilde{u}, \quad K^0 = s \tilde{d}.\end{aligned}\quad (2)$$

Bu və cədvəl 11.2a-da gətirilmiş digər mezonlar psevdoskalyar mezonlardır, yəni onlar üçün $J^P = 0^-$. Bu, həmin mezonlarda kvark və antikvarkın spinlərinin antiparalelliyini göstərir, yəni kvark-antikvark $(q-\tilde{q})$ cütünün 1S_0 halına müvafiqdir. Əgər $(q-\tilde{q})$ cütü 3S_1 halında olarsa (kvarkların spinlərinin paralel olması halı), onda spin və cütlüyün $J^P = 1^-$ qiymətlərinə müvafiq vektor mezonlar alırıq: $\rho^+, \rho^0, \rho^-, \omega, \phi, \dots$

$(q-\tilde{q})$ sisteminin həyəcanlanmış halları da (kvark və antikvarkın tam orbital momentinin sıfırdan fərqli qiymətlərinə müvafiq) mümkündür. Məsələn*: $\ell=1$ -ə müvafiq hallar: 1P_1 və 3P_0 ,

* İki zərrəcikdən ibarət sistemin tam momenti

$$M_J = M_\ell + M_s$$

düsürü ilə müəyyən olunur, burada M_ℓ və M_s – uyğun olaraq, sistemin tam orbital momenti və tam spinidir (məxsusi momentidir).

Məlum olduğu kimi, momentlərin toplanma qaydasına görə

$$M_J = \sqrt{J(J+1)},$$

belə ki, tam moment kvant ədədi J aşağıdakı qiymətləri ala bilər:

$$J = (\ell + s), (\ell + s - 1), \dots, |\ell - s|,$$

burada ℓ – baxılan sistemin tam orbital moment kvant ədədi ($\ell = 0, 1, 2, \dots$)

), s – sisteminin tam spin kvant ədədidir (spinləri $1/2$ olan iki zərrəcikdən ibarət sistem üçün $S = 0, 1$).

${}^3P_1, {}^3P_2, \quad \ell=2$ -yə müvafiq hallar: 1D_2 və
 ${}^3D_1, {}^3D_2, {}^3D_3, \dots$

Kvarklar modelində hər bir barion üç kvardan qurulur:

$$B = q_1 q_2 q_3.$$

(3)

Aydındır ki, bu sxemdə hər bir kvark $+1/3$ -ə bərabər olan barion yükünə malik olmalıdır.

Nümunə üçün bir sıra barionun kvark quruluşunu gətirək (cədvəl 11.2b-yə bax):

$$\begin{aligned} p &= uud, & n &= udd; & \Lambda &= uds; \\ \Sigma^+ &= uus, & \Sigma^0 &= uds, & \Sigma^- &= dds; \\ \Xi^0 &= uss, & \Xi^- &= dss; & \Omega^- &= sss. \end{aligned} \quad (4)$$

31.1 cədvəlində gətirilən xarakteristikaları nəzərə almaqla hesablama aparsaq, hər bir konkret halda kvarklardan təşkil olunmuş hadron üçün düzgün kvant ədədləri alındığını görürük. Real müşahidə edilən hadronun kvant ədədlərini müəyyən edən kvarklar **valent kvarkları** adlanır.

Kvarklar nəzəriyyəsi elə ilk gündən müvəffəqiyyət qazandı. Yuxarıda göstərdiyimiz kvarkları və antikvarkları bu və ya digər şəkildə kombinə etməklə, 11.2 cədvəllərində gətirilən məlum və hələlik müşahidə edilməmiş hadronları

Yada salmaq ki, göstərilən kvant ədədləri vasitəsilə sistemin halı ${}^{2s+1} \ell_J$ kimi təsvir olunur, belə ki, $\ell = 0$ qiyməti S , $\ell = 1$ qiyməti P və b.k. işarə olunur.

qurmaq (bax: «Əlavələr», §S) və onların xarakteristikalarını izah etmək olar.

§33. Rəng yükü, və ya rəng kvant ədədi

Hadronların kvarklardan qurulması məsələsində irəli sürülən vacib bir məsələ üzərində dayanaq. Eyni kvarklardan təşkil olunmuş barionlara baxaq. Üç eyni u -kvark, d -kvark və s -kvark hallarına uyğun gələn barionlar təcrübi olaraq kəşf edilmişdir (delta-plyus-plyus: $\Delta^{++} = uuu$, delta-minus: $\Delta^- = ddd$, omegaminus-hiperon: $\Omega^- = sss$), həm də məlum olmuşdur ki, onların spinləri $3/2$ -yə bərabərdir. Bu o deməkdir ki, həmin barionlar daxilində hər üç kvarkın spinləri eyni istiqamətdə yönəlmişlər. Belə sistemlərin mövcud olması fizikanın ən fundamental qaydalarından birinə-Pauli prinsipinə ziddir. Həmin prinsipə görə spinləri təkyarım olan iki (eləcə də daha çox) eyni zərrəcik bir kvant halında ola bilməz. Aydınır ki, belə ziddiyyətlə biz başqa hallarda da, məsələn, tərkibinə iki eyni kvark daxil olan $3/2$ spinli barionlar halında da qarşılaşırıq (məsələn, $\Delta^+ = uud$, $\Delta^0 = udd$ və s.).

Göstərilən çətinliklərdən çıxmaq üçün belə ideya irəli sürülmüşdür: hər növ kvark üç müxtəlif qiymət ala bilən yeni (indiyə qədər məlum olan heç bir zərrəciyə və ümumiyyətlə heç bir obyektə xas olmayan) bir xassəyə, yeni bir xarakteristikaya

malikdir*. Bu xarakteristika, şərti olaraq, «**rəng yükü**», və ya «**rəng kvant ədədi**» adını almışdır. Onun üç mümkün «qiyməti» olaraq işığın görünən spektrinin üç əsas çaları– **qırmızı, sarı və göy** rənglər qəbul edilmişdir* . Deməli, məsələn, sadəcə d-kvark deyil, qırmızı, sarı və göy d-kvark vardır. Beləliklə, əgər hesab etsək ki, hər birion müxtəlif rəng yükünə malik (müxtəlif «rəngli») kvarklardan qurulub, onda Pauli prinsipi ilə yuxarıdakı ziddiyyət aradan qaldırılmış olar. Digər tərəfdən, qəbul etməliyik ki, rəng yükünün üç müxtəlif qiymətinin cəmi (superpozisiyası) sıfıra bərabərdir, çünki üç kvakdan təşkil olunmuş barion [(32.3)-ə bax] həmin yükə malik olmamalıdır. Başqa sözlə bu o deməkdir ki, barionlar (eləcə də mezonlar və digər mövcud zərrəciklər) üçün rəng yükü sıfıra bərabərdir, yəni onlar, necə deyərlər, rəngsizdirlər, «ağ»dırlar. Şərti olaraq bu müddəanı

$$R + Y + B = 0 \text{ (ağ)} \quad (1)$$

şəklində göstəmək olar* . Bununla da kvarklara xas olan bu yeni xarakteristikanın nə üçün «rəng» adlandırıldığı bir qədər aydınlaşır: hesab olunur ki, işığın görünən spektrinin əsas çalarlarından üçünün cəmi, superpozisiyası ağ rəngə–rəngsizliyə gətirir

* Hər bir kvarkın üç halda olması ideyasını 1965-ci ildə N.N.Boqolyubov, B.V.Struminski, A.N. Tavxelidze və onlardan asılı olmadan İ.Nambu, M.Han irəli sürmüşlər.

** Ədəbiyyatda kvarkların rəngləri seçiminin başqa variantları da mövcuddur, məsələn: qırmızı, yaşıl və mavi.

*** Rəng yükü “qiymətləri”nin R, Y və B kimi işarələnmələrində ingiliscə «red» (qırmızı), «yellow» (sarı), və «blue» (göy) sözlərinin baş hərfləri götürülmüşdür.

(yada salaq ki, rəngli televiziyada da bu prinsipdən istifadə edilir).

Aydındır ki, kvark kimi hər bir antikvark da üç rəngdə olmalıdır: antiqırmızı (\tilde{R}), antisarı (\tilde{Y}) və antigöy (\tilde{B}). Bu rənglərə tamamlayıcı rənglər deyilir. Hər bir tamamlayıcı rəngin müvafiq rənglə superpozisiyası (cəmi) rəngsizliyə (ağ rəngə) gətirir. Bu müddəanı şərti olaraq

$$\tilde{R} + R = \tilde{Y} + Y = \tilde{B} + B = 0 \quad (\text{ağ}) \quad (2)$$

şəklində yazmaq olar. Göründüyü kimi, məsələn, antiqırmızı dedikdə elə bir rəng başa düşülür ki, o qırmızı rəngi ağ rəngə tamamlasın, başqa sözlə, onunla qırmızı rəngin cəmi rəngsizliyə gətirsin. (2) tələbi bir kvark və bir antikvarkdan təşkil olunmuş mezonun [(32.1)-ə bax] rəng yükünə malik olmadığını, yəni rəngsizliyini təmin edir: hesab olunur ki, mezonda kvark hansı rəngdədirsə (məsələn, qırmızıdırsa), antikvark uyğun tamamlayıcı rəngdə (antiqırmızı) olmalıdır. Hər bir növ kvarkın (və antikvarkın) üç kvant halının mövcud olması təcrübi olaraq sübut edilmişdir. Bu halların məhz rənglərlə göstərilməsi isə tamamilə şərtidir.

Aydındır ki, valent kvarkları dedikdə barionu təşkil edən üç müxtəlif rəngli kvark, mezonu təşkil edən rəngli kvark və tamamlayıcı rəngə malik antikvark başa düşülür.

Rəngli kvarklar nəzəriyyəsinin müvəffəqiyyətləri tək-cə hadronları qurmaq və onların sistematikasını yaratmaqla bitmir. Hadronların

kvarklardan təşkil olunduqlarını qəbul etdikdə çoxlu miqdar başqa təcübi faktlar da (zərrəciklərin qarşılıqlı təsir proseslərinə – onların bir-birindən səpilmələrinə və bir-birinə çevrilmələrinə aid) öz izahını tapır. Belə faktların sayı o qədər çoxdur ki, kvarklar sxeminin nailiyyətlərini çətin ki, təsadüf adlandırmaq olsun. Odur ki, biz bu gün böyük inamla deyə bilərik ki, hadronlar daxilində hər biri üç «rəng»də ola bilən kvarkların (antikvarkların) varlığı qəti surətdə sübut edilmişdir.

Rəng konsepsiyası təsdiq olandan sonra kvarkların növləri **rayihə** adlandırılmağa başladı. Başqa sözlə, sanki altı müxtəlif qiymət alan (bugünkü baxımdan) yeni kvant ədədi daxil edildi: u, d, s, c, b, t . Belə ki, u -rayihə izospinin proyeksiyasının $T_3 = +1/2$ qiymətilə (izospin «yuxarı», yəni Oz oxu boyunca yönəlmişdir), d -rayihə izospinin proyeksiyasının $T_3 = -1/2$ qiymətilə (izospin «aşağı», yəni Oz oxunun əksi istiqamətinə doğru yönəlmişdir), s -rayihə – qəribəliyin $S = -1$ qiymətilə, c -rayihə – füsunkarlığın $C = +1$ qiymətilə, b -rayihə – gözəlliyin $b = -1$ qiymətilə, t -rayihə – əsilliyin $t = +1$ qiymətilə əlaqədardır.

Beləliklə, kvark modelində $6 \times 3 = 18$ fundamental zərrəcik (kvark) və o qədər də fundamental antizərrəcik (antikvark) vardır. Deməli, ümumən 36 fundamental kvark və antikvark mövcuddur (təbii ki, fundamental zərrəciklər sırasına

biz həmçinin lepton və antileptonları, eləcə də qarşılıqlı təsirlərin daşıyıcıları olan bozonları da daxil etməliyik).

§34. Kvarkların əsirliyi

Kvarklar probleminin digər tərəfi-kvarkları sərbəst şəkildə, yə'ni hadronlardan xaricdə müşahidə etmək və öyrənmək olmuşdur. Dünyanın uyğun elmi mərkəzlərində sərbəst kvarkların axtarışına aid çoxlu miqdar tədqiqatlar aparılmışdır. Kvarklar planetimizdə mövcud olan müxtəlif maddələrdə, Aydan gətirilmiş suxurlarda, meteoritlərdə, kosmik şüalarda, sürətləndiricilərdə yaranan zərrəciklər arasında, bir sözlə, hər yerdə və hər tərəfdə axtarılmışdır. Lakin bütün bu cəhdlər nəticəsiz qalmış, sərbəst kvarkı «görmək» heç kəsə müyəssər olmamışdır. Düzdür, bir neçə dəfə dünyanın bu və ya digər elmi mərkəzlərində sərbəst kvarkların müşahidə olunmaları haqda xəbərlər olmuşdur. Lakin bu nəticələr sonralar təsdiq edilməmişdir. Təbiətdə sərbəst kvarkların mövcud olmaması bu gün böyük dəqiqliklə müəyyən edilmişdir.

Göründüyü kimi, paradoksal vəziyyət yaranmışdır: bir tərəfdən külli miqdar təcrübi faktlarla təkzibedilməz şəkildə sübut edilmişdir ki, hadronlar kvarklardan təşkil olunmuşlar, hadronlar daxilində kvarklar mövcuddurlar, digər tərəfdən isə deyirik ki,

təbiətdə sərbəst kvarkın olmaması yüksək dəqiqliklə müəyyənləşdirilmişdir.

İlk vaxtlar alimlər təbiətdə sərbəst kvarkların müşahidə edilməməsinin səbəbini onların kütlələrinin böyüklüyündə görürdülər. Lakin indi, sürətləndiricilərdə çox böyük enerjilərə nail olunan bir dövrdə vəziyyətdən bu cür çıxış əsla inandırıcı görünmür, çünki sərbəst kvark çox ağır olsaydı belə, məsələn, deyək ki, hətta 50 proton ağırlığında olsaydı, o, artıq müşahidə edilməli idi. Bu halda, yəni kütlələri cəmi 150 proton kütləsi qədər olan bu cür üç kvarkın birləşərək proton əmələ gətirmələri halında baş verəcək kütlə «itkisinə» diqqət yetirmək də maraqlıdır: 99%-dən də çox! Müqayisə üçün yada salaq ki, proton və neytronlar birləşərək nüvə əmələ gətirərkən, onların kütlələrinin rabitə enerjisinə çevrilən hissəsi (kütlə «itkisi») ən dayanıqlı nüvələr halında belə 0,9% -i aşmır.

Paradoksal vəziyyətdən çıxmaq üçün nəzəriyyəçilər qeyri-adi bir ideya irəli sürdülər: ola bilsin, kvarkların bir-biri ilə qarşılıqlı tə'sirlərinin mexanizmi elədir ki, o, kvarkları hadrondan kənara çıxmağa qoymur. Keyfiyyətcə bu o deməkdir ki, hadron daxilində kvarkların biri-birini cəzbetmə qüvvəsinin onlar arasındakı məsafədən asılılığı elədir ki, həmin məsafə hadronun radiusu qədər olduqda cəzb qüvvəsi sonsuz böyük qiymət alır və kvarkın hadronu tərk etməsinə mane olur. Beləliklə də həqiqətən real obyekt olan kvark, necə deyərlər, birdəfəlik «əsir» düş-

müş, hadronlarda «həbs» edilmiş olur. Təbiət kvarkları ömürlük azadlıqdan məhrum etmişdir!

Əgər elektronun yükünün üçdə biri və ya üçdə ikisinə bərabər elektrik yükü daşımaları kvarkların birinci qeyri-adiliydirsə, yalnız hadronların daxilində yaşamaları, sərbəst mövcud ola bilməmələri onların ikinci, başlıca qeyri-adiliyidir. Bu baxımdan kvarklar tamamilə yeni tip obyektlərdir. Onların bu şəkildə mövcudluğu fizikada və ümumiyyətlə təbiətşünaslıqda yeni inqilab deməkdir. Bu, idrakın (dərək etmənin) tamamilə yeni formasıdır – obyektiv reallığın, necə deyərlər, nəzəriyyə «prizması» vasitəsilə dərək edilməsidir. Bu, dərək etmənin vərmiş etdiyimiz formasından (daha doğrusu, onun yeganəliyindən, mütləqliyindən) imtina etməkdir. Axı, indiyə qədər bizə mürəkkəb bir sistem mə'lum olubsa və mə'lum olubsa ki, o, filan komponentlərdən, filan hissələrdən təşkil olunmuşdur, onda həmin komponentləri ayrılıqda – mürəkkəb sistemdən xaricdə də görə bilməmişik: atomları molekuldan xaricdə, proton, neytron və elektronları atomdan xaricdə, maşının hər bir mexanizmini, hissəsini ondan ayrılıqda və s. və i.a.

§35. Qlüonlar

Sual olunur ki, kvarkları hadron daxilində saxlayan, başqa sözlə, kvarklar arasında tə'sir göstərən hansı qüvvələrdir? Kvarkların qarşılıqlı tə'sirlərinin daşıyıcıları nədir? Birinci sualın birbaşa cavabı belədir: kvarkları hadron daxilində saxlayan, onları bir-birinə bağlayan (yapışdırən) güclü qarşılıqlı tə'sir qüvvəsidir. Güclü qarşılıqlı tə'sirdə kvarkların rəng yükləri elektromaqnit qarşılıqlı tə'sirdə zərrəciklərin elektrik yüklərinin oynadıqları rolu oynayırlar.

İkinci suala gəlincə isə, qısaca deyə bilərik ki, kvarkların qarşılıqlı tə'sirlərinin daşıyıcıları qlüonlardır (ingiliscə yapışqan mə'nasını verən «glue» sözündən). **Qlüonlar** elektrikcə neytral, kütləsiz və vahidə bərabər spinli zərrəciklərdir. Göründüyü kimi, fotonun elektromaqnit qarşılıqlı tə'sirdəki rolunu burada qlüonlar oynayır. Mə'lum olmuşdur (bunu asanca başa düşmək olar) ki, səkkiz növ qlüon mövcuddur (bu, üç rəng və üç antirəngdən quraşdırılan asılı olmayan rəng kombinasiyalarıdır). Onlardan altısı rəngli (qeyri-diaqonal), ikisi isə rəngsizdir (diaqonaldır)*. Adətən həmin qlüon hallarını (qlüon dalğa funksiyalarını) aşağıdakı şəkildə göstəririlər:

$$g_1 = \tilde{R}Y, \quad g_2 = \tilde{R}B, \quad g_3 = \tilde{Y}R,$$

□ Bu nəticəni belə də ifadə etmək olar: səkkiz mümkün rəng kombinasiyalarından üçü qlüon, üçü müvafiq antiqlüon, ikisi (g_1, g_6) həqiqi neytral qlüondur. Rəngli qlüonlardan hansılarını zərrəcik, hansılarını antizərrəcik hesab etmək tamamilə şərtidir. Əgər, məsələn, $g_1 = \tilde{R}Y$, $g_4 = \tilde{Y}B$ və $g_5 = \tilde{B}R$ halların qlüon kimi qəbul etsək, onda $g_3 = \tilde{Y}R$, $g_6 = \tilde{B}Y$ və $g_2 = \tilde{R}B$ halları müvafiq antiqlüonlar olacaqdır.

$$g_4 = \tilde{Y}B, \quad g_5 = \tilde{B}R, \quad g_6 = \tilde{B}Y, \quad (1)$$

$$g_7 = (\tilde{R}R - \tilde{Y}Y)/\sqrt{2}, \quad g_8 = (\tilde{R}R + \tilde{Y}Y - 2\tilde{B}B)/\sqrt{6}$$

Göründüyü kimi, hər bir rəngli qlüon (g_1, \dots, g_6) iki rəngə–bir rəng və bir antirəngə malikdir. Rəngsiz qlüonlar (g_7 və g_8) da rəng–antirəng kombinasiyaları kimi təyin olunurlar, lakin həmin kombinasiyalara hər bir rəng öz antisi ilə daxil olur (yəni $\tilde{R}R, \tilde{Y}Y, \tilde{B}B$ şəkilində). Deməli, bütövlükdə rəngsiz olsa da, g_8 (həmçinin g_7) qlüonunun bir-birini «neytrallaşdıran» rəng–antirəng kombinasiyalarından qurulması «faktı» da vardır və bu «gizli», üstüörtülü xüsusiyyətə görə rəngsiz qlüon adı rəngsiz zərrəcikdən kəskin fərqlənir. Bu fərq xüsusi halda özünü onda göstərir ki, rəngsiz qlüon rəngli zərrəciklərlə– kvarklar və qlüonlarla qarşılıqlı tə'sirdə ola bilir. Qeyd edək ki, «quruluşu»ndan göründüyü kimi [(1)-ə bax], g_7 qlüonu göy kvarkla qarşılıqlı tə'sirə girmir.

V FƏSİL

FUNDAMENTAL QARŞILIQLI TƏSİRLƏR

Əvvəllərdə qeyd etdiyimiz kimi, bizi əhatə edən aləmdə baş verən hadisələrin saysız–hesabsızlığına və müxtəlifliyinə baxmayaraq, onlar cəmisi dörd fundamental qarşılıqlı təsirlə şərtlənir: **güclü**, **elektromaqnit**, **zəif** və **qravitasiya** qarşılıqlı təsirlərlə. §6-da biz bu qarşılıqlı təsirlər haqqında,

onların əsas xarakteristikaları və təbiətdə rolları haqqında qısa məlumat vermişik. Burada isə fundamental qarşılıqlı təsirlərin təbiəti, mexanizmi və onlarla şərtlənən mikroproseslər haqqında bir qədər ətraflı söhbət açacağıq.

§36. Cərəyanlar

36.1. Cərəyan haqqında ümumi məlumat.

Kvant sahə nəzəriyyəsində a fermionunun b fermionuna keçidi cərəyan adlanan $\bar{\Psi}_b \Gamma_i \Psi_a$ ($\bar{\Psi}_b = \Psi^+ \gamma_4$) birxətti kombinasiyalarla (kovariant kəmiyyətlərlə) təsvir olunur. Burada Ψ_a - a zərrəciyinin məhvolma (ölüm) operatoru, Ψ_b^+ - b zərrəciyinin yaranma (doğum) operatorudur; Ψ_a və Ψ_b^+ - uyğun olaraq, dördölçülü sütun və sətir şəkilli matrisalardır. Γ_i kəmiyyətləri cərəyanın quruluşunu ($a \rightarrow b$ keçidinin formasını) müəyyən edən dördölçülü matrisalardır. («Əlavələr»də §E-yə bax).

Cərəyanlar yüklü və neytral olmaqla iki növə bölünür (əgər xüsusi qeyd olunmasa, «yüklülük» və «neytrallıq» terminlərinin elektrik yükünə nəzərən işlələndiyi nəzərdə tutulur). Əgər $a \rightarrow b$ keçidi nəticəsində yük dəyişikliyi baş verərsə, belə keçidi təsvir edən cərəyan **yüklü cərəyan**, yük dəyişikliyi baş verməzsə, - **neytral cərəyan** adlanır. Aydındır ki, elektrikcə neytral cərəyan II fəsildə öyrəndiyimiz başqa kvant yükünə (yüklərinə) malik

ola bilər. Eləcə də yüklü cərəyan başqa kvant yükünə (yüklərinə) də malik ola bilər.

Əgər $a \rightarrow b$ keçidi nəticəsində heç bir kvant yükü dəyişikliyi baş verməzsə, başqa sözlə, əgər $a \rightarrow b$ keçidini şərtləndirən cərəyan heç bir kvant yükünə malik olmazsa, onda belə cərəyan **həqiqi neytral cərəyan** adlanır.

Aydınır ki, cərəyanların sayı təbiətdə mövcud olan ilkin zərrəciklərin (həqiqi elementar zərrəciklərin) sayı ilə müəyyən olunur.

36.2. Yüklü cərəyanlar və onların qarşılıqlı təsiri. Əvvəllər dediyimiz kimi (§11-ə bax), hazırda 6 növ lepton (və 6 növ antilepton) məlumdur, onlardan üçü yüklü (e^-, μ^-, τ^-), üçü isə yüksüzdür (ν_e, ν_μ, ν_τ). Asanca başa düşmək olar ki, əgər L_e, L_μ, L_τ lepton yüklərinin saxlanması qanunlarını (§16-ya bax) nəzərə alsaq, bu zərrəciklərin sahə operatorlarından bəzi qismətli olaraq 3 yüklü və 6 neytral lepton cərəyanı qurmaq olar. Bunu etməzdən, yazılışın sadəliyi üçün gələcəkdə bütün sahə operatorlarını müvafiq zərrəciklərin simvolları ilə işarə etməyi (yəni, məsələn, $\psi_e = e$ və $\bar{\psi}_e = \bar{e}$ kimi) və cərəyanın quruluşunu göstərən \mathbf{I}_i matrisalarını yazmamağı şərtləşək. Beləliklə üç toplanandan ibarət olan yüklü lepton cərəyanı üçün yaza bilərik:

$$j_\ell = j_e + j_\mu + j_\tau = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau. \quad (1)$$

Bir daha qeyd edək ki, $e^+(\bar{e} = e^+\gamma_4)$ simvolu– elektronun yaranma (doğum) və pozitronun məhv olma (ölüm) operatorudur; \mathbf{v}_e simvolu– elektron neytrinosunun məhv olma və elektron antineytrinosunun yaranma operatorudur. Bu cür təyin başqa zərrəciklərin də simvollarına aiddir.

İndi də yüklü hadron cərəyanları haqqında. §31-də deyildiyi kimi, müasir təsəvvürlərə görə, hadronlar 6 kvarkdan (və 6 antikvarkdan) təşkil olunmuşlar. Ona görə də hesab edilir ki, qarşılıqlı təsirdə bütöv hadronlar deyil, onları təşkil edən ayrı-ayrı kvarklar iştirak edir. Buna müafiq olaraq, hadron cərəyanı ayrı-ayrı kvark cərəyanlarının cəmi kimi təyin olunur. Yüklü cərəyanlar halında bu o deməkdir ki,

$$j_h = \bar{d}u + \bar{s}u + \bar{b}u + \bar{d}c + \bar{s}c + \bar{b}c + \bar{d}t + \bar{s}t + \bar{b}t. \quad (2)$$

Qeyd edək ki, yüklü (1) və (2) cərəyanları zəif qarşılıqlı təsir proseslərində reallaşır (38.3 altparaqrafa bax).

Universallıq hipotezinə görə tam zəif cərəyan (nəzərdə yüklü cərəyan tutulur) lepton və hadron cərəyanlarının cəmi kimi, yəni

$$j = j_\ell + j_h \quad (3)$$

şəkildə qurulur və zəif qarşılıqlı təsir hamiltonianı aşağıdakı kimi yazılır (dördfermionlu kontakt nəzəriyyədə):

$$\hat{H}_{qt} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j^+ j, \quad (4)$$

burada j^{+-} – yüklü cərəyanın ermit qoşmasıdır:

$$j^+ = j_e^+ + j_h^+, \quad (5)$$

$$j_e^+ = j_e^+ + j_\mu^+ + j_\tau^+ = \bar{\nu}_e e + \bar{\nu}_\mu \mu + \bar{\nu}_\tau \tau, \quad (6)$$

$$j_h^+ = \bar{u}d + \bar{u}s + \bar{u}b + \bar{c}d + \bar{c}s + \bar{c}b + \bar{t}d + \bar{t}s + \bar{t}b. \quad (7)$$

(4) yazılışından çıxır ki, zəif qarşılıqlı təsir cərəyanlarının hamısı bir-birilə vahid «zəif yük» vasitəsilə əlaqədardır və bu «zəif yük» rolunu (4.8) ifadəsilə təyin olunan (həmçinin §6-ya bax) Fermi sabiti G_F oynayır. Bu ona bənzəyir ki, kvant elektrodinamikasında (KED-də) bütün yüklü zərrəciklər bir-birilə eyni bir sabitlə $-e$ elektrik yükü ilə elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə olurlar.

(4) hamiltonianına yüklü lepton, hadron və lepton-hadron cərəyanlarının qarşılıqlı təsirləri ($j_e^+ j_e, j_h^+ j_h, j_e^+ j_h + j_h^+ j_e$) daxildir. Onlar, uyğun olaraq, lepton, hadron və yarilepton proseslərinə gətirir.

Aydındır ki, yüklü lepton cərəyanlarının qarşılıqlı təsirlərinin sayı $3 \times 3 = 9$ olar. Bu o deməkdir ki, 9 qrup lepton prosesi mümkündür. Hər bir qrupa daxil olan bütün proseslər eyni zərrəcik, antizərrəcik və onların antilərindən ibarətdir.* Bu

[□] Antizərrəciyin antisidi dedikdə müvafiq zərrəcik başa düşülür. Məsələn, pozitronun (antielektronun) antisidi elektrondur.

səbəbdən də onlara «**qohum**» **proseslər** deyilir. Məsələn, elektron cərəyanı ilə ($j_e = \bar{e}v_e$) müon cərəyanının ermit qoşmasının ($j_\mu^+ = \bar{\nu}_\mu\mu$) hasilı müonun

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad (8)$$

parçalanma reaksiyasının amplituduna, yəni

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\mu\mu)(\bar{e}v_e) \quad (9)$$

ifadəsinə gətirir. Asanca görmək olar ki, özü də daxil olmaqla (8)-ə «qohum» proseslərin ümumi sayı 14-ə bərabərdir. Onlardan, məsələn $\mu^- + e^+ \rightarrow \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$, $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ və s. prosesləri göstərmək olar.

Yalnız leptonlar iştirak edən proseslərə **lepton prosesləri** deyilir.

Aydındır ki, yüklü hadron cərəyanlarının qarşılıqlı təsirlərinin (yəni $j_h^+ j_h$ hasilindəki hədlərin) sayı $9 \times 9 = 81$ -ə bərabərdir. Bu qarşılıqlı təsirlərlə şərtlənən proseslərdə yalnız hadronlar iştirak edir və odur ki, onlara **hadron prosesləri** deyilir.

Nəhayət, qeyd edək ki, $j_h^+ j_\ell$ və $j_\ell^+ j_h$ hasillərində $9 \times 3 + 3 \times 9 = 54$ qarşılıqlı təsir vardır. Bunların hər biri bir sıra «qohum» proseslərə gətirir. Bu proseslərdə həm leptonlar, həm də hadronlar iştirak edir. Odur ki, onlar **yarilepton proseslər** adlanır. Beləliklə, bugünkü faktlara əsasən yüklü cərəyanlarla şərtlənən cəmi 144 qrup zəif qarşılıqlı təsir mümkündür: 9 qrup lepton, 81 qrup hadron və 54 qrup yarilepton prosesləri. Yuxarıda qeyd

etdiyimiz kimi, bu qrupların hər biri bir sıra prosesə gətirir. Məsələn, eyni bir $(\bar{\nu}_\mu \mu)(\bar{d}u)$ qarşılıqlı təsiri müionun proton tərəfindən zəbt prosesinə $(\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu)$, pionun parçalanma prosesinə $(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)$ və s. proseslərə gətirir.

Qeyd edək ki, hələlik təcrübədə yuxarıda qeyd edilən qarşılıqlı təsirlərin (daha doğrusu, bu qarşılıqlı təsirlərlə şərtlənən proseslərin) heç də hamısı müşahidə edilməmişdir.

İndi də neytral cərəyanlarla tanış olaq.

36.3. Neytral cərəyanlar və onların qarşılıqlı təsiri. Elektrikcə neytral cərəyanlar yüklü cərəyanlardan çoxdur. Asanlıqla əmin olmaq olar ki, $L_e, L_\mu,$ və L_τ lepton yüklərinin saxlanması halında onların ümumi sayı 18-dir. Fundamental zərrəciklərin sayına müvafiq olaraq, bu cərəyanların 12-si dioqanal, 6-sı isə qeyri-dioqanal cərəyandır. 12 dioqanal (həqiqi neytral) cərəyandan 6-sı lepton, 6-sı isə hadron cərəyanıdır. Beləliklə, tam həqiqi neytral (diaqonal) cərəyanı

$$j_0 = j_{0\ell} + j_{0h}, \quad (10)$$

şəklində yazıla bilər, belə ki,

$$j_{0\ell} = \bar{e}e + \bar{\mu}\mu + \bar{\tau}\tau + \bar{\nu}_e\nu_e + \bar{\nu}_\mu\nu_\mu + \bar{\nu}_\tau\nu_\tau, \quad (10a)$$

$$j_{0h} = \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s + \bar{c}c + \bar{b}b + \bar{t}t.$$

(10b)

Qalan 6 cərəyanın hamısı hadron cərəyanlarıdır*:

$$\bar{u}c, \bar{u}t, \bar{c}t, \bar{d}s, \bar{d}b, \bar{s}b.$$

(11)

Göründüyü kimi, bu cərəyanlar elektrikcə neytral olsalar da, onların hər biri bu və ya digər kvant yükünün daşıyıcısıdır. Məsələn, $\bar{u}c$ cərəyanı füsünkarlıq, $\bar{c}t$ cərəyanı həm füsünkarlıq, həm də əsillik kvant yükünə malikdir və s.

Əgər neytral zəif cərəyan dedikdə (10a) və (10b)-də gətirilən həqiqi neytral cərəyanlar başa düşülərsə, onda yüklü cərəyanlar halında olduğu kimi, neytral cərəyanların da qarşılıqlı təsirlərinin ümumi sayı $12 \times 12 = 144$ -ə bərabərdir. Onlardan 36-sı lepton, 36-sı hadron, qalan 72-si isə yarilepton proseslərinə gətirir.

Neytral cərəyanların qarşılıqlı təsir hamiltonianı ümumi şəkildə

$$\hat{H}_{qt} \sim j_0^+ j_0 \sim (j_{0e}^+ + j_{0h}^+) (j_{0e} + j_{0h}) \quad (14)$$

kimi yazmaq olar.

Sonda aşağıdakı suala cavab verək: yuxarıda qurulan cərəyanlar hansı qarşılıqlı təsir növünə

* Qeyd edək ki, əgər L_e, L_μ, L_τ lepton yüklərinin saxlanması qanunlarının universallığından imtina etsək (belə düşünməyə neytrino ossilyasiyalarının mövcudluğu əsas verir), onda (1) yüklü lepton cərəyanına

$$\bar{e} \nu_\mu + \bar{e} \nu_\tau + \bar{\mu} \nu_e + \bar{\mu} \nu_\tau + \bar{\tau} \nu_e + \bar{\tau} \nu_\mu \quad (12)$$

həddini, (10a) neytral lepton cərəyanına

$$\bar{e} \mu + \bar{e} \tau + \bar{\mu} \tau + \bar{\nu}_e \nu_\mu + \bar{\nu}_e \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \quad (13)$$

həddini [(11)-ə analogi] əlavə etmək lazımdır.

məxsusdur? Dərhal demək olar ki, yüklü cərəyanlar zəif qarşılıqlı təsir cərəyanlarıdır. Məsələ burasındadır ki, elektrik yükünün saxlanması qanununa görə yüklü cərəyanların bir-birilə qarşılıqlı təsiri yüklü zərrəciklər (bozonlar) vasitəsilə baş verməlidir. Fundamental qarşılıqlı təsirlər arasında yüklü ötürücüyə yalnız zəif qarşılıqlı təsir malikdir (§6 və §11-ə bax).

Neytral cərəyanlara gəlinə, burada məsələ başqa cürdür. Yüklü cərəyanlardan fərqli olaraq, neytral cərəyanlar bütün fundamental qarşılıqlı təsirlərdə mövcuddur (lakin müxtəlif quruluş və formalarda). Çoxtoplananlı (10) şəkilli neytral cərəyan zəif qarşılıqlı təsire məxsusdur.

Elektromaqnit qarşılıqlı təsire məxsus cərəyanları müəyyən etmək üçün həqiqi neytral cərəyanın (10) ümumi ifadəsindən elektrikcə neytral zərrəciklərdən düzəldilmiş cərəyanlar ($\bar{\nu}_e \nu_e, \bar{\nu}_\mu \nu_\mu, \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$) çıxılmalıdır. Bu o deməkdir ki, tam elektromaqnit cərəyan

$$j_0^{em} = j_{0\ell}^{em} + j_{0h}^{em} \quad (15)$$

şəkildə götürülməlidir, belə ki, lepton cərəyanı

$$j_{0\ell}^{em} = \bar{e}e + \bar{\mu}\mu + \bar{\tau}\tau \quad (15a)$$

şəklində, hadron cərəyanı j_{0h}^{em} isə formaca (10b) şəklində olmalıdır (lakin, təbii ki, elektromaqnit cərəyanlarının quruluşu müvafiq zəif cərəyanların quruluşundan fərqlənməlidir).

Aydındır ki, güclü qarşılıqlı təsir cərəyanı J_0^s yalnız hadron cərəyanlarından [formaca (10b) kimi təyin olunan] ibarət olacaqdır. Güclü qarşılıqlı təsir hamiltonianına daxil olan cərəyanlar qlüonlarla biləvasitə qarşılıqlı təsirdə bulunan kvarkların sahə operatorlarından qurulur. Belə kvarklar **cərəyan kvarkları** adlanır. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, kvarkların kütlələri dedikdə məhz hamiltonianda, başqa sözlə, formaca (10b) kimi təyin olunan J_0^s hadron cərəyanında iştirak edən kvarkların kütlələri nəzərdə tutulur (cədvəl 31.1-də məhz bu kütlələr gətirilmişdir).

36.4 Cərəyanların quruluşu. 36.1 altparaqrafında dediyimiz kimi, cərəyanın quruluşunu müəyyən edən dördölçülü Γ_i matrisaları vahid (I) və Dirak (γ_α) matrisalarından düzəlir. Bu (həmçinin $\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$) matrisaların köməyilə bir-birindən asılı olmayan 16 matrisa qurmaq olar:

$$\Gamma_i = I, \gamma_\alpha, \sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha), \gamma_\alpha\gamma_5, \gamma_5 \quad (16)$$

$$(\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4; i = S, V, T, A, P).$$

Göstərmək olar ki, bu matrisalarla götürülmüş $\bar{\psi}_b \Gamma_i \psi_a$ kovariant kəmiyyətlər Lorens çevrilmələrində özlərini aşağıdakı kimi aparırlar:

$$\bar{\psi}_b \Gamma_S \psi_a = \bar{\psi}_b I \psi_a = \bar{\psi}_b \psi_a - \text{skalyar (S)};$$

$$\bar{\psi}_b \Gamma_V \psi_a = \bar{\psi}_b \gamma_\alpha \psi_a - \text{polyar vektor və ya,}$$

sadəcə olaraq, vektor (V);

$$\bar{\psi}_b \Gamma_T \psi_a = \bar{\psi}_b \sigma_{\alpha\beta} \psi_a - \text{tenzor (T)};$$

(17);

$$\bar{\psi}_b \Gamma_A \psi_a = \bar{\psi}_b \gamma_\alpha \gamma_5 \psi_a - \text{aksial vektor və ya} \\ \text{psevdovektor (A);}$$

$$\bar{\psi}_b \Gamma_P \psi_a = \bar{\psi}_b \gamma_5 \psi_a - \text{psevdoskalyar (P).}$$

§ 37. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir

Bu və sonra gələn iki paraqrafla tanışlıqdan əvvəl oxucuya §6-nı bir daha təkrarlamayı tövsiyə edirik. Bu bizi həmin paraqafda verilən ümumi məlumatların burada təkrarlanmasından azad edir.

Burada bizi elektromaqnit qarşılıqlı təsirin yalnız mikroaləmdəki təzahüləri maraqlandıracaq. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir bütün elektrik yüklü zərrəciklərə xasdır. Bu qarşılıqlı təsirdə bilvasitə neytral zərrəciklər də iştirak edə bilər. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir foton (elektromaqnit sahəsi) vasitəsilə ötürülür.

Elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə şərtlənən mikroproseslərin ən tipik nümayəndələri olaraq yalnız yüklü leptonlar, antileptonlar (həqiqi elementar hesab edilən zərrəciklər) və fotonun iştirakı ilə gedən prosesləri göstərmək olar: elektron və pozitronun elektrondan elastik səpilməsi proseslərini

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-, \quad e^+ + e^- \rightarrow e^- + e^+, \quad (1)$$

fotonun elektrondan elastik səpilməsi və elektron – pozitron cütünün fotonlara annigilyasiyası proseslərini

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + \gamma, \quad e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma, \quad (2)$$

müonların (taonların) elektrondan elastik səpilməsi və elektron – pozitron cütünün müon (taon) cütünə annigilyasiyası proseslərini –

$$\begin{aligned} \ell^\pm + e^- \rightarrow e^- + \ell^\pm, \quad e^- + e^+ \rightarrow \ell^- + \ell^+ \\ (\ell^\pm = \mu^\pm \text{ və ya } \tau^\pm), \quad \text{və s.} \end{aligned} \quad (3)$$

Elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə həmçinin hadronlar da iştirak edir. Belə proseslərə misal olaraq, elektronun protondan elastik və inklüziv səpilməsi proseslərini –

$$e^- + p \rightarrow p + e^-, \quad e^- + p \rightarrow e^- + \text{hadronlar}, \quad (4)$$

elektron – pozitron cütünün hadron cütünə annigilyasiyası proseslərini –

$$e^+ + e^- \rightarrow h + \bar{h} \quad (h = p, \pi^+, \dots), \quad (5)$$

eləcə də π^0 mezonun və Σ^0 hiperonun annigilyasiyası proseslərini –

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad \Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma, \quad (6)$$

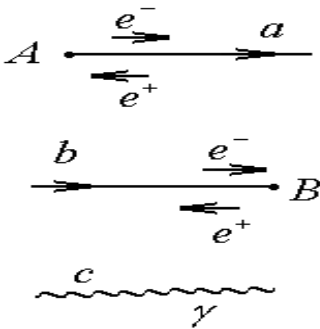
və s. göstərmək olar:

Bu proseslərdə güclü qarşılıqlı təsir nəzərəçarpan rol oynayır.

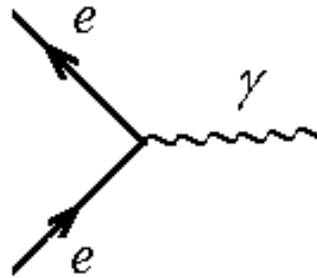
(1)-(3) proseslərində elektromaqnit qarşılıqlı təsir demək olar ki, təmiz şəkildə iştirak edir (həmin proseslərdə zəif qarşılıqlı təsirlərin rolu olduqca kiçikdir). Elementar zərrəciklər fizikasının bu prosesləri, ümumiyyətlə, yüklü lepton (e^-, μ^-, τ^-), yüklü antilepton (e^+, μ^+, τ^+) və fotonun (γ) iştirakı ilə gedən prosesləri öyrənən nəzəri bölməsi **kvant elektrodinamikası (KED)** adlanır. Biz aşağıda

söhbətimizi əsasən elektron, pozitron və foton üzərində quracağıq.

Kvant fizikasında mikroprosesləri diaqramlarla təsvir edirlər. Onlar **Feynman diaqramları** adlanır. KED diaqramlarında elektron və pozitron - üzərində ox işarəsi qoyulmuş bütöv xətlərlə, foton isə dalğavari xətlə göstərilir (şəkil 37.1): *a* xətti A nöqtəsindən çıxan (A nöqtəsində yaranan və «gələcəyə gedən») elektronu və ya A nöqtəsinə gələn («gələcəkdən») pozitronu, *b* xətti isə, əksinə, «keçmiş»dən B nöqtəsinə gələn elektronu və ya B nöqtəsindən çıxan (B nöqtəsində yaranan və «keçmişə» gedən) pozitronu təsvir edir. Qısaca desək,



Şəkil 37.1



Şəkil 37.2

bütöv xətt üzərində qoyulmuş oxun istiqaməti elektronun zaman oxu boyunca hərəkət istiqamətini, oxa əks istiqamət isə pozitronun hərəkət

istişamətini göstərir (buradan Feynmanın pozitronu zamanca dala-keçmişə doğru hərəkət edən elektron kimi şərh etməsinin haradan qaynaqlandığı aydınlaşır). Foton xətti üzərində ox işarəsi qoyulmur, çünki foton həqiqi neytral zərrəcik olduğundan, onun antisizi özü ilə üst-üstə düşür.

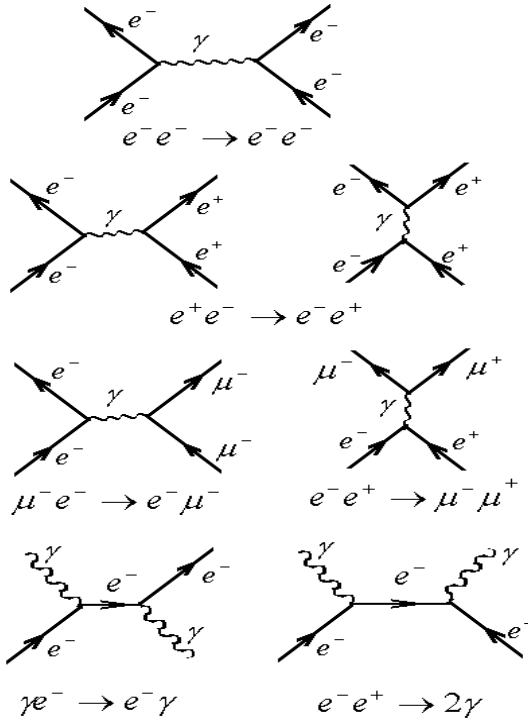
Şəkil 37.2-də elektromaqnit qarşılıqlı təsirin elementar aktını təsvir edən Feynman diaqramı göstərilmişdir (diaqramda xətlərin görüşdüyü hər bir nöqtəyə tərəkə nöqtəsi deyilir). Şəkil 37.1-lə əlaqədar şərtləşmələrə əsasən asanca başa düşmək olar ki, bu diaqram altı prosesi təsvir edir: 1) elektronun foton buraxması; 2) elektronun foton udması; 3) pozitronun

foton buraxması; 4) pozitronun foton udması; 5) elektron-pozitron cütünün fotona annigilyasiyası; 6) fotonun elektron-pozitron cütünə çevrilməsi. Qeyd edək ki, bu proseslərin heç biri real olaraq getmir, onlar enerji-impulsun saxlanma qanunlarına əsasən qadağandır (buna asanca əmin olmaq olar). Bu proseslər **virtual proseslər** adlanır. Onlar real elektromaqnit proseslərə tərəkib hissələri kimi daxil olurlar. Bu o deməkdir ki, istənilən real elektromaqnit proses ayrı-ayrı elementar aktların məcmusudur. Beləliklə, elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə şərtlənən bütün proseslər qrafiki yolla əyani

təsvir oluna bilər. Başqa sözlə, şəkil 37.2-dəki tipli elementar aktlardan real prosesləri təsvir edən istənilən sayda Feynman diaqramları qurmaq olar. Bu diaqramları qurarkən yeganə olaraq aşağıdakı qaydaya əməl etmək lazımdır: diaqramdakı hər bir tərəfdə bir daxil olan, bir çıxan elektron xətti və bir foton xətti görünür.

Şəkil 37.3-də bir neçə tipik elektromaqnit prosesin Feynman diaqramı gətirilmişdir* (nəzərdə tutulmuşdur

* Bu və gələcək diaqramlarda zərrəciklərin 4-impulsları gətirilmədiyindən və ən əsası, onların daha anlaşılıqlı olmaları üçün Feynman diaqramlarının standart çəkiliş qaydalarından fərqli olaraq, biz zərrəcik kimi, antizərrəciyin də "hərəkət" (yaranma və məhv olma) istiqamətini birbaşa oxla göstərmişik.

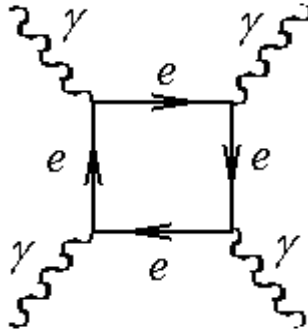


Şəkil 37.3

ki, zaman oxu aşağıdan yuxarıya doğru yönəlmişdir).

Daha bir maraqlı diaqramla tanış olaq (şəkil 37.4). O, fotonun fotondan elastik səpilməsini təsvir edir. Bu o deməkdir ki, iki işıq dəstəsi heç də mütləq sərbəst (müstəqil) deyildir, görüşmə oblastunda onlar bir-birindən səpilir. Bu effekt olduqca kiçikdir, lakin buna baxmayaraq, o, təcrübi olaraq kəşf edilmişdir*.

* Daha dəqiq desək, təcrübi olaraq Delbruk effekti-ışığın nüvənin Kulon sahəsindən səpilməsi hadisəsi-kəşf edilmişdir. Bu proses də şəkil 37.4-dəki diaqramla təsvir olunur, lakin şəkildəki dalğavari xətlərin ikisi sərbəst fotonu deyil, xarici elektromaqnit sahəsini təsvir edir.



Şəkil 37.4

KED qaydalarına əsasən elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə şərtlənən istənilən fiziki prosesi prinsipcə istənilən dəqiqliklə hesablamaq olar. Hazırda elektronun anomal maqnit momentinin nəzəri hesablamalarla alınan qiyməti on adlı rəqəm dəqiqliyi ilə onun təcrübi qiymətinin üstünə düşür. Həm də bu dəqiqlik nəzəriyyə ilə deyil, təcrübənin imkanları ilə məhdudlanır.

Hazırda KED-in doğruluğu $2 \cdot 10^{-18} m$ məsafədək yoxlanılmışdır.

Biz burada Feynman diaqramlarının riyazi təsviri, proseslərin ehtimalları və ya effektiv kəsiklərinin hesablanması məsələlərinə baxmayacağıq. Yalnız bəzi qeydlər etməklə kifayətlənək.

1. Şəkil 37.2-dəki diaqramı təsvir edən hamiltonianı yazaq. Əvvəllər dediyimiz kimi, elektromaqnit qarşılıqlı təsirin ötürücüsü (daşıyıcısı)

fotondur. Foton həqiqi neytral vektoru zərrəcikdir. Odur ki, onunla qarşılıqlı təsirdə olan cərəyan da neytral və vektoru olmalıdır, yəni

$$\hat{J}_\mu = e(\hat{\psi}\gamma_\mu\hat{\psi})$$

(7)

(36.4 altparaqrafına bax), burada $\hat{\psi} = \hat{\psi}^+\gamma_4$; $\hat{\psi}^+$ və $\hat{\psi}$ - elektronun yaranma və məhv olma operatorlarıdır (ψ – Dirak tənliyini ödəyən sütun şəkilli dördkomponentli spinordur – bispinordur, ψ^+ – onun ermit qoşmasıdır); γ_μ ($\mu = 1, 2, 3, 4$) – dördölçülü Dirak matrisalarıdır (“Əlavələr”də §D-yə bax); e – elektromaqnit qarşılıqlı təsiri xarakterizə edən sabitdir (elementar elektrik yüküdür). Elektromaqnit cərəyanın vektoru olması tələbi elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərdə fəza cütliyünün saxlanması ilə bağlıdır. Yalnız bu halda J_μ cərəyanının elektromaqnit sahəsinin 4 - potensialı A_μ ilə qarşılıqlı təsiri həqiqi skalyar kəmiyyətə gətirər.

Kvant sahə nəzəriyyəsində fotonun yaranması və məhvi elektromaqnit sahəsinin 4 - potensialına qarşı qoyulan sahə operatoru \hat{A}_μ ilə təsvir olunur. Beləliklə, 37.2 şəklindəki elementar diaqramı təsvir edən qarşılıqlı təsir hamiltonianını aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\hat{H}_{qt} = \hat{J}_\mu \hat{A}_\mu = e(\hat{\psi}\gamma_\mu\hat{\psi})\hat{A}_\mu. \quad (8)$$

Göründüyü kimi, (8) ifadəsi klassik elektrodinamikada məlum olan elektromaqnit qarşılıqlı təsirin sıxlığının $H_{qt} = J_\mu A_\mu$ ifadəsindən

başqa bir şey deyildir. Bu bir daha J_{μ} -nün dördölçülü elektromaqnit cərəyanı olmasına dəlalət edir.

Ümumi halda elektron-pozitron-foton (elektromaqnit sahəsi) sisteminin hamiltonianını aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{qt}, \quad (9)$$

burada \hat{H}_0 -sərbəst elektron, pozitron və fotonun (elektromaqnit sahəsinin) hamiltonianlarının cəmidir.

2. Feynman diaqramında hər bir tərədə qarşılıqlı təsirin intensivliyi e sabiti ilə, daha doğrusu, ölçüsüz $\sqrt{\alpha} = \sqrt{e^2/4\pi} \approx \sqrt{1/137}$ parametri ilə müəyyən olunur. Aydın ki, n sayda tərəyə malik Feynman diaqramı $\alpha^{n/2}$ vuruğu ilə xarakterizə olunur. Prosesin ehtimalı amplitudun modulunun kvadratı ilə təyin olduğundan, o, $\sim \alpha^n$ olacaqdır. Konkret desək, şəkil 37.3-dəki kimi iki tərəyə malik diaqramların hər birinə müvafiq prosesin effektiv kəsiyinə α^2 vuruğu daxil olur.

KED-in inkişafında bir sıra görkəmli alimin müəyyənədiçi xidmətləri olmuşdur. Onlardan V. Heyzenberq, P. İordan, V. Pauli, P. Dirak, E. Fermi, S. Tomonaqa, R. Feynman, Yu. Svinger və s. Bu alimlərdən S. Tomonaqa, R. Feynman və Yu. Svinger müasir kvant elektrodinamikasının yaradıcıları kimi 1965-ci ildə Nobel mükafatına layiq görülmüşlər (qeyd edək ki, həmin dövrdə V. Heyzenberq, V. Pauli, P. Dirak, E. Fermi artıq Nobel mükafatı laureatları idilər).

§38. Zəif qarşılıqlı təsir

§6-da göstərilədiyi kimi, zəif qarşılıqlı təsir olduqca kiçik təsir radiusuna, kiçik intensivliyə və bunun nəticəsi olaraq, nisbətən böyük təsir müddətinə malikdir. Kiçik təsir radiusuna malik olması onun yalnız mikroaləmdə fəaliyyət göstərdiyini bildirir.

38.1. Zəif qarşılıqlı təsirlə şərtlənən proseslərin nümunələri. Zəif qarşılıqlı təsirin əsas təzahürləri olaraq aşağıdakı prosesləri göstərmək olar:

1) zərrəciklərin parçalanma proseslərini, məsələn,

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e; \end{aligned} \quad (1)$$

2) elektronun, neytrino və antineytrinin nuklon tərəfindən (başqa sözlə, atom nüvəsi tərəfindən) zəbt proseslərini:

$$\begin{aligned} e^- + p &\rightarrow n + \nu_e, \\ \nu_e + n &\rightarrow p + e^-, \\ \tilde{\nu}_e + p &\rightarrow n + e^+; \end{aligned} \quad (2)$$

3) neytrino və antineytrinin elektrondan elastik səpilmə proseslərini:

$$\begin{aligned} \nu_\ell + e^- &\rightarrow e^- + \nu_\ell, \\ \tilde{\nu}_\ell + e^- &\rightarrow e^- + \tilde{\nu}_\ell (\ell = e, \mu, \tau); \end{aligned} \quad (3)$$

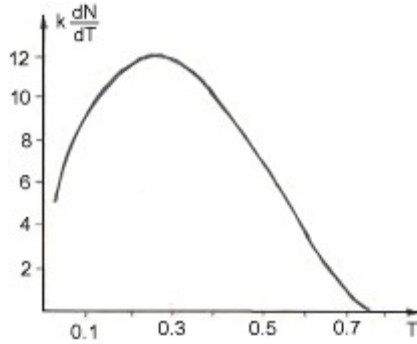
4) neytrino və antineytrinin elektrondan qeyri-elastik səpilmə proseslərini:

$$\begin{aligned} \nu_{\mu} + e^{-} &\rightarrow \mu^{-} + \nu_e, \\ \tilde{\nu}_e + e^{-} &\rightarrow \mu^{-} + \tilde{\nu}_{\mu} \end{aligned} \quad (4)$$

$[\nu_{\mu}(\tilde{\nu}_{\mu})$ əvəzinə $\nu_{\tau}(\tilde{\nu}_{\tau})$ və μ^{-} əvəzinə τ^{-} yazılmış reaksiyalar da bu qəbildəndir].

Elektromaqnit qarşılıqlı təsirdən fərqli olaraq, zəif qarşılıqlı təsirin təbiətinin dərki və nəzəriyyəsinin qurulması dərhal baş verməmişdir. Bu proses 1934-cü ildə başlamış və zəif qarşılıqlı təsirin müasir nəzəriyyəsinin qurulmasınadək (1967-68-ci illər) uzun dramatik yol keçmişdir. Bu yola ötəri nəzər salmaq.

38.2.Zəif qarşılıqlı təsirin Fermi və bəzi başqa ilkin nəzəriyyələri barədə. Neytronun protona çevrilmə prosesində buraxılan elektronun spektrinin təcrübi öyrənilməsi şəkil 38.1-də göstərilən mənzərəni verir. Buradan çıxır ki, elektronun kinetik enerjisi $T_{\min} = 0$ minimal qiymətdən $T_{\max} = 0,78 \text{ MeV}$ maksimal qiymətədək bütöv spektr təşkil edir. Həm də məlum oldu ki, kinetik enerjinin $0,78 \text{ MeV}$ qiyməti spektrin yuxarı sərhədidir və nüvələri belə enerji ilə tərk edən elektronların sayı çox azdır (bu barədə ətraflı bax: «Neytrino», §12).



Şəkil 38.1

Məhz bu təcrübənin təhlili nəticəsində məlum oldu ki, neytronun protona çevrilməsi prosesi $n \rightarrow p + e^-$ şəklində deyil, bu gün artıq bildiyimiz kimi,



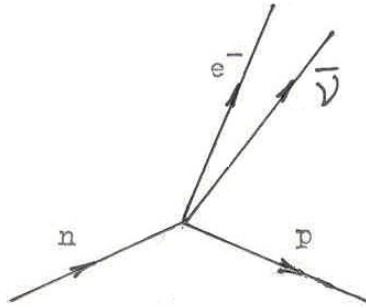
sxemi üzrə gedir.* 1934-cü ildə Fermi neytronun β -çevrilməsi prosesinin nəzəriyyəsini yaratmışdır. Məqsəd ilk növbədə həmin prosesdə yaranan elektronların enerji spektrinin təcrübədə müşahidə olunan formasının (şəkil 38.1) və neytronun orta yaşama müddəti üçün alınan təcrübi qiymətin izahı idi.

E.Fermi kvant elektrodinamikası ilə analogiya qurur: foton elektronun (atomun) tərkibinə daxil deyildir, lakin elektron bir energetik səviyyədən

□ * (5) prosesini biz müasir işarəmələrlə yazdıq. Xatırlayaq ki, burada söhbət gedən dövrdə (1930-34-cü illər) neytronun növləri (ν_e, ν_μ, ν_τ) və onların antiləri barədə təsəvvür belə yox idi. Odur ki, (5) prosesi, sadəcə olaraq, $n \rightarrow p + e^- + \nu$ şəklində yazılırdı.

digərinə keçdikdə buraxılır, yəni o, bu keçid prosesində doğulur; elektron və antineytrino da neytronun (nüvənin) tərkibinə daxil deyildir, yalnız onun protona çevrilməsi prosesində yaranırlar. Başqa sözlə, beta-parçalanma nuklonun elektron və antineytrino yaranması ilə bir haldan (neytron halından) digərinə (proton halına) keçididir.

Bundan əlavə, kvant elektrodinamikasında hesab edilir ki, hər üç zərrəcik (ilk və son elektronlar və foton) 37.2 şəklindəki kimi fəzanın yalnız bir nöqtəsində yerləşərək qarşılıqlı təsirdə olur (bu cür qarşılıqlı təsir **lokal qarşılıqlı təsir** adlanır). Beta-parçalanma halında qarşılıqlı təsir dörd zərrəcik arasında baş verir, Fermiyə görə həm də onların hamısının fəzanın eyni bir nöqtəsində olduqları anda (şəkil 38.2). Göründüyü kimi,



Şəkil 38.2

bu prosesdə iştirak edən zərrəciklərin dördü də $1/2$ spinli zərrəcikdir, yəni hamısı fermiondur. Bu səbəbə görə, beta-parçalanmanı şərtləndirən

qarşılıqlı təsir **dördfermionlu lokal qarşılıqlı təsir** adlanır.

Nəhayət, kvant elektrodinamikasından məlum idi ki, (§37-yə bax), şəkil 37.2-də göstərilən proses

$$M_{em} = e(\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e) A_\mu \quad (6)$$

kimi təyin olunan və prosesin amplitudu yaxud matrisa elementi adlanan kəmiyyətlə təsvir olunur (burada və sonralar yazılışı mürəkkəbləşdirməmək üçün zərrəciklərin yaranma və məhvolma operatorları üzərində « \wedge » işarəsi qoyuruq).

(6)-dan göründüyü kimi, prosesin amplitudu iki dördölçülü vektorun hasilindən ibarətdir: $\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e$ və A_μ . (6)-ya analogi olaraq, (5) prosesinin amplitudunu Fermi aşağıdakı kimi qurmuşdur:

$$M_w = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\bar{\nu}) , \quad (7)$$

burada $\bar{\psi}_p$ və $\bar{\psi}_e$ – uyğun olaraq, proton və elektronun yaranma, ψ_n – neytronun məhvolma operatorudur, $\psi_\bar{\nu}$ – antineytrionun yaranma (neytrionun məhvolma) operatorudur. Göründüyü kimi, (7) ifadəsində $n \rightarrow p$ keçidi $\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n$ vektori cərəyanla təsvir edilmiş, (5) prosesində yaranan elektron və antineytrino sahələrinin operatorlarından $\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\bar{\nu}$ şəkilli ikinci vektori cərəyan (elektromaqnit qarşılıqlı təsir halında olan A_μ vektorunun müqabilində) qurulmuşdur. Beləliklə, deyə bilərik ki, Fermi elektromaqnit cərəyanına analogi olaraq, zəif cərəyanların da vektori şəkildə olduğunu təklif

etmiş, beta-çevrilmə prosesi amplitudunu iki vektorü cərəyanın hasili şəklində ifadə etmişdir. (7) ifadəsinə daxil olan G_F kəmiyyəti zəif qarşılıqlı təsirin intensivliyini müəyyən edir və **Fermi sabiti** adlanır:

$$G_F \approx 10^{-5} \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \quad c \approx 1,43 \cdot 10^{-62} \text{ C} \cdot \text{m}^3$$

(8)

və ya TVS -də (§4-ə bax)

$$G_F \approx \frac{10^{-5}}{m_p^2} .$$

(8a)

(7) ifadəsində məxrəcdəki $\sqrt{2}$ əhəmiyyətini pozmaq xatirinə saxlanılmışdır.

Qeyd edək ki, beta-parçalanmada qarşılıqlı təsirin məqbul formasının müəyyənləşməsi ümumilikdə 25 ildən də artıq vaxt tələb etmiş, dramatik yanılmalar, axtarışlar və kəşflər yolu keçmişdir. Ferminin işindən dərhal sonra belə bir hipotez irəli sürülmüşdür ki, beta-parçalanmada qarşılıqlı təsir beş bixətti kovariantın («Əlavələr»də §E-yə bax) – skalyar S , vektor V , tenzor T , aksial vektor A və psevdoskalyar P – hər birinin öz-özünə skalyar hasilindən qurulmuş beş skalyar xətti kombinasiya ilə təsvir oluna bilməz, ona həmçinin dalğa funksiyalarının törəmələri də daxil olmalıdır.

Sonrakı təcrübələr bu hipotezi təkzib etmiş və belə nəticəyə gətirmişdir ki, beta-parçalanmada qarşılıqlı təsirin skalyar və tenzor variantları reallaşır.

Lakin bu nəticə də uzunömürlü olmamış və yalnız 1958-ci ilədək «tab gətirmişdir».

38.3. Zəif qarşılıqlı təsirin universal dördfermionlu kontakt nəzəriyyəsi haqqında. Zəif qarşılıqlı təsirin müasir nəzəriyyəsinə uzun dramatik hadisələr yolu keçməklə gəlinmişdir. Bu, çoxlu nəzəri yanılmalar və səhv təcrübi «nəticələr» dövrü olmuşdur. Bu məğlubiyətlər və qələbələrin nəticəsi qarşılıqlı təsirlərin müasir nəzəriyyəsidir.

Biz burada qısaca olaraq zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinin mühüm bir mərhələsindən – universal dördfermionlu kontakt $V-A$ - nəzəriyyədən – söhbət açacağıq.

Hər şeydən əvvəl qeyd edək ki, XX əsrin 40-50-ci illərində zəif qarşılıqlı təsirlər fizikasında ciddi dəyişikliklər başlamışdı. Əvvəla, xeyli miqdar yeni zərrəcik kəşf olunmuşdur. İkincisi, məlum olmuşdur ki, zəif qarşılıqlı təsirlə təkcə neytronun deyil, demək olar ki, bütün məlum elementar zərrəciklərin parçalanma prosesləri şərtlənir. Üçüncüsü, məlum olmuşdur ki, zəif qarşılıqlı təsir cütlüyü saxlamır (§24-ə bax).

Cütlüyün saxlanmamasının kəşfi beta-çevrilməyə marağı olduqca canlandırdı. Beta-parçalanmada skalyar və tenzor variantlarının reallaşması ideyasına gətirmiş təcrübi nəticələrlə ziddiyyət təşkil edən çoxlu sayda yeni təcrübi faktlar meydana gəlirdi.

Bütün təcrübi nəticələri təhlil edərək, Amerika fizikləri R.Feynman və M.Qell-Mann, onlardan asılı olmadan Amerika fiziki R.Marşak və hind fiziki E.Sudərşan, eləcə də yapon fiziki C.Sakurai belə nəticəyə gəlmişlər (1958) ki, zəif qarşılıqlı təsirin skalyar və tenzor variantlarına gətirən əvvəlki təcrübələr səhvdir, beta-parçalanma və digər yavaş proseslər zəif qarşılıqlı təsirin V və A variantları ilə, daha doğrusu, V–A-variantı ilə şərtlənir. Beta-parçalanmanın V–A-nəzəriyyəsinin yoxlanması üçün aparılan təcrübələr onun doğruluğunu sübut etdi.

Zəif qarşılıqlı təsirin universal V–A-nəzəriyyəsinə görə neytron və protonun güclü qarşılıqlı təsir effektlərini də nəzərə almaqla (yarıfenomenoloji yolla), beta-parçalanmanın amplitudu

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}_p \gamma_\mu (1 + a\gamma_5) \Psi_n] [\bar{\Psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_{\bar{\nu}}] \quad (9)$$

şəklində olur («Əlavələr»də §E-yə bax), burada a –güclü qarşılıqlı təsirlə şərtlənən əmsaldır (güclü qarşılıqlı təsir nəzərə alınmadıqda $a = 1$).

Amplitudun (9) ifadəsinə əsasən aparılan hesablamalar beta-çevrilmədə yaranan elektronun enerjisinə görə prosesin differensial ehtimalı (enerji spektri) üçün aşağıdakı ifadəyə gətirir:

$$\frac{dW}{dE} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} (1 + 3a^2) \sqrt{E^2 - m^2 c^4} (\Delta - E)^2 E, \quad (10)$$

burada E və m – elektronun tam enerjisi və kütləsidir, $\Delta = m_n c^2 - m_p c^2 = 1,29 \text{ MeV}$.

Elektronun şəkil 38.1-də göstərilən təcrübi enerji srektri ilə müqaisə etmək üçün (10) ifadəsində tam enerjidən $T = E - mc^2$ kimi təyin olunan kinetik enerjiyə keçək və bərabərliyin hər tərəfini neytronların sayına (N) vuraq. $dN = N dW$ olduğundan, yaza bilərik:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dT} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} (1+3a^2) \sqrt{T(T+2mc^2)} (T_m - T)^2 (T + mc^2), \quad (11)$$

burada $T_m = \Delta - mc^2$ – elektronun maksimal kinetik enerjisidir. Asanlıqla görmək olar ki, lazımı normalama daxilində (11) ifadəsinin qrafiki 38.1 şəklindəki qrafikin tamamilə eynidir.

İndi neytronun orta yaşama müddətini tapaq. Bunun üçün əvvəlcə (10) ifadəsini $E_{\min} = mc^2$ -dan $E_{\max} = \Delta$ -ya qədər inteqrallayaraq, neytronun β – parçalanmasının tam ehtimalını tapaq:

$$W = \int_{mc^2}^{\Delta} \left[\frac{dW(E)}{dE} \right] dE = 0,47 \frac{G_F^2 \Delta^5}{60\pi^3} (1+3a^2). \quad (12)$$

Buradan da neytronun orta yaşama müddəti üçün

$$\tau = \frac{1}{W} = 2,13 \frac{60\pi^3}{G_F^2 \Delta^5} \frac{1}{1+3a^2} \quad (13)$$

ifadəsi alınır. Əgər G_F və Δ -nin qiymətlərini (yuxarıya bax) burada nəzərə alsaq, onda neytronun orta yaşama müddətinin təcrübi qiymətini alarıq (a - parametrinin $a = 1,25$ qiymətində).

38.4 Zəif qarşılıqlı təsirin aralıq zərrəciklərlə ötürülməsi. Əvvəlki altparaqrafda haqqında söhbət apardığımız nəzəriyyə (dördfermionlu kontakt V-A-nəzəriyyə) ilə yanaşı bir çox fiziklər tərəfindən zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinin başqa variantına –KED-ə analoji sxeminə də baxılırdı. Bu variantın mahiyyəti ondan ibarətdir ki, elektromaqnit qarşılıqlı təsir kimi, zəif qarşılıqlı təsirin də mexanizmi **mübadilə** xarakterlidir, başqa sözlə, o, hansısa zərrəciklərlə ötürülür. Bu zərrəciklər **aralıq zərrəciklər** adlanır. Buradan belə çıxır ki, zəif qarşılıqlı təsir də elementar aktlara malikdir. Aydınır ki, bu cür aktlar olaraq fermionların aralıq zərrəcikləri buraxma və udma prosesləri götürülməlidir.

Zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində əvvəllər yalnız yüklü cərəyanlara (36.2 altparaqrafına bax) baxılırdı. Təbii ki, onlar arasında qarşılıqlı təsirin daşıyıcıları yüklü bozonlar olmalıdır. Həmin bozonlar W^+ və W^- kimi işarə edilir. Lakin neytral zəif cərəyanların kəşfi daha bir aralıq zərrəciyin–neytral cərəyanlar arasında qarşılıqlı təsirin daşıyıcısı rolunu oynayan neytral bozonun da mövcudluğu qənaətinə gətirdi. Onu Z^0 və ya, sadəcə olaraq, Z kimi işarə

edirlər. W^\pm bozonlar kimi Z bozon da vektori zərrəcikdir.

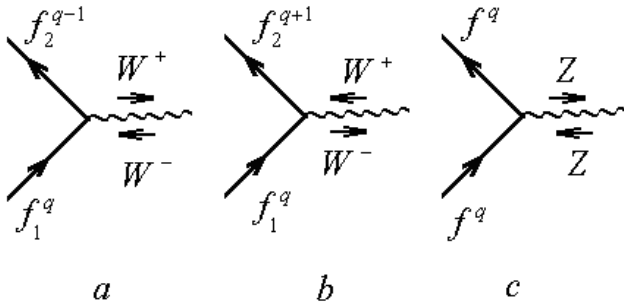
Zəif qarşılıqlı təsirin elementar aktları şəkil 38.3-də göstərilən Feynman diaqramları ilə təsvir olunur. Diaqramlarda f_1 , f_2 və f – fundamental fermionlardır (leptonlar və ya kvarklardır), Q – ilkin fermionun elektrik yüküdür: leptonlar üçün $0, -1, 0, +1$ -ə, kvarklar üçün isə $-2/3, -1/3, +1/3, +2/3$ -ə bərabər ola bilər. Aydın ki, barion və lepton yüklərinin saxlanması qanununa görə a və b diaqramlarında f_1 və f_2 xətlərinin hər ikisi eyni zamanda ya lepton ya da hadron (kvark) xətləridir (c diaqramında hər iki fermion xətti eyni bir zərrəciyə aiddir).

Zəif qarşılıqlı təsirin şəkil 38.3-də göstərilən elementar aktlarına aşağıdakı hamiltonian müvafiqdir:

$$\hat{H}_{qt} = C(j_\mu W_\mu + j^+{}_\mu W_\mu^+ + j_{0\mu} Z_\mu).$$

(14)

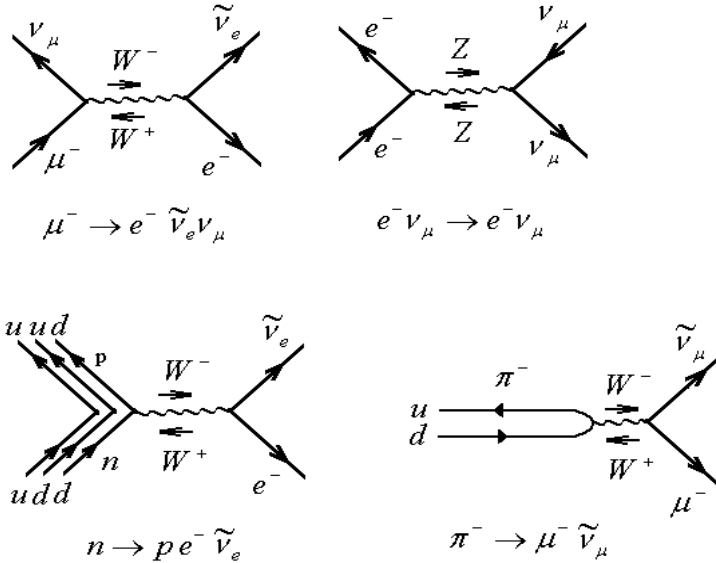
Burada j_μ -formaca (36.1) və (36.2) ifadələrinin cəmi



Şəkil 38.3

kimi təyin edilən (36.3) tam yüklü cərəyandır; $J_{0\mu}$ -formaca (36.10) ifadəsilə təyin olunan tam neytral cərəyandır; W_{μ} -yüklü aralıq zərrəciyin (W^+ və ya W^- bozonun), Z_{μ} - neytral aralıq zərrəciyin (Z bozonun) sahə operatorlarıdır; J_{μ} və W_{μ} -nün yuxarısındakı «+» işarəsi, həmişə olduğu kimi, həmin kəmiyyətlərin ermit qoşmasını göstərir. (14) və (37.8) ifadələrinin müqayisəsindən çıxır ki, C sabiti elektromaqnit qarşılıqlı təsirdəki e elektrik yükünün analoqudur; o, zəif qarşılıqlı təsirin intensivliyini xarakterizə edir. Hər iki sabit eyni ölçüyə malikdir.

Şəkil 38.4-də bəzi proseslərin Feynman diaqramları gətirilmişdir.



Şəkil 38.4

Hazırda realist hesab olunan nəzəriyyə (§41-ə bax) aralıq zərrəciklər üçün olduqca böyük kütlələr irəli sürür:

$$m_w \approx 80\text{GeV}, \quad m_z = 91\text{GeV}. \quad (15)$$

1983-cü ildə ANTM -də (Avropa Nüvə Tədqiqatları Mərkəzində) $270 \times 270 \text{ GeV}$ enerji ilə qarşılaşan proton (P) və antiproton (\bar{p}) SPS kollayderində

$$\bar{p} + p \rightarrow W^-(W^+) + \text{hadronlar} \quad (16)$$

$\blacktriangledown e^- \tilde{\nu}_e (e^+ \nu_e)$

prosesi, bir qədər sonra isə

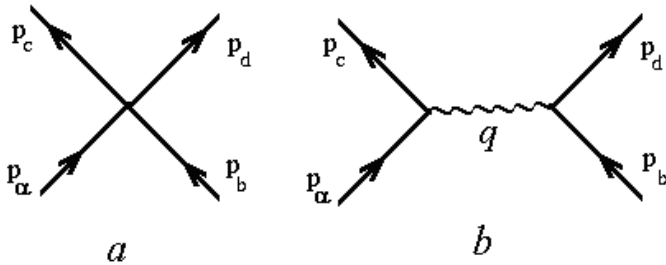
$$\bar{p} + p \rightarrow Z \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^- \quad (17)$$

reaksiyası müşahidə edilmişdir.

Qarşılıqlı təsirlərin aralıq zərrəciklərlə ötürülmə sxemi ilə kontakt dördfermionlu sxemin (38.3 altparaqrafına bax) əlaqəsini müzakirə edək. Bu məqsədlə dörd fermionun iştirak etdiyi ixtiyari $a+b \rightarrow c+d$ zəif qarşılıqlı təsir prosesinə baxaq; bu prosesin göstərilən iki nəzəriyyədə Feynman diaqramları şəkil 38.5-də göstərilmişdir. Diaqramlarda zərrəciklər öz 4-impulsları vasitəsilə göstərilmişdir. Aralıq zərrəciyin 4-impulsu

$$q = p_a - p_c = p_d - p_b.$$

Dördfermionlu kontakt zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinə görə, baxılan prosesin (38.5a) diaqramına



Şəkil 38.5

aşağıdakı amplitud müvafiqdir («Əlavələr»də §E-yə bax):

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_c O_\mu \psi_a) (\bar{\psi}_d O_\mu \psi_b), \quad (18)$$

burada $O_\mu = \gamma_\mu (1 + \gamma_5)$,

Kvant sahə nəzəriyyəsinə görə, (38.5b) diaqramına aşağıdakı amplitud müvafiqdir:

$$(19) \quad M = 4\pi C^2 (\bar{\psi}_c O_\mu \psi_a) D_{\mu\nu} (\bar{\psi}_d O_\nu \psi_b),$$

burada

$$D_{\mu\nu} = \frac{\delta_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M^2}{M^2 - q^2} \quad (20)$$

–aralıq zərrəjiyin propaqatorudur, M – onun kütləsi, $\delta_{\mu\nu}$ – Kroneker-Veyerştrass simvoludur. Real proseslərdə, adətən, $q^2 \ll M^2$ şərti ödənilir. Bu halda (20) ifadəsinin sürət və məxrəcindəki ikinci hədləri birincilərə nisbətən nəzərə almamaq olar. Bu halda $D_{\mu\nu} \rightarrow \delta_{\mu\nu}$. Əgər $A_\mu \delta_{\mu\nu} B_\nu = AB$ olduğunu nəzərə alsaq, (19)-u aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$M = \frac{4\pi C^2}{M^2} (\bar{\psi}_c O_\mu \psi_a) (\bar{\psi}_d O_\mu \psi_b).. \quad (21)$$

Əgər

$$\frac{4\pi C^2}{M^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

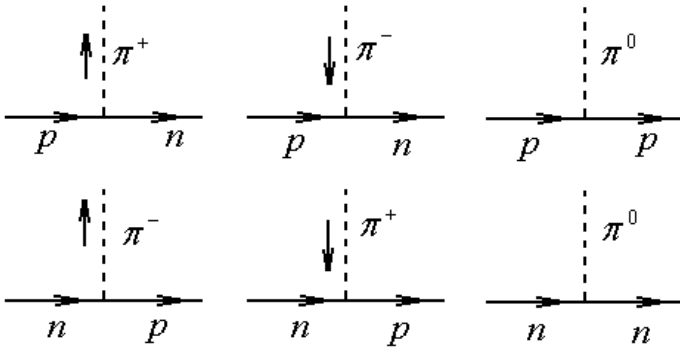
götürsək, (21) ifadəsi (18) ifadəsi ilə üst-üstə düşər.

Beləliklə, kiçik enerjilərdə (yəni kiçik impuls ötürmələrində) zəif qarşılıqlı təsirin aralıq zərrəciklərlə daşınmasının, praktik olaraq, kontakt qarşılıqlı təsirdən fərqi yoxdur. Elementar zərrəciklər aləmində uzun müddət təcrübələr kiçik enerjilərdə aparıldığından, odur ki, zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinin dördfermionlu kontakt V-A-variantı kifayət qədər uzunömürlü olmuşdür.

§39. Güclü qarşılıqlı təsir

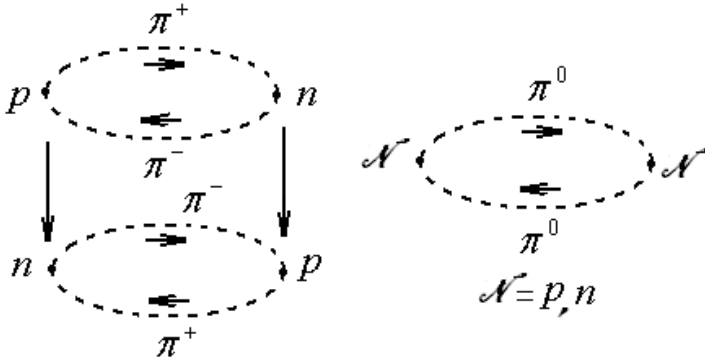
Güclü qarşılıqlı təsir təbiətdə mövcud olan fundamental qarşılıqlı təsirlərin ən güclüsüdür (onun adı da buradan qaynaqlanır). O, ən kiçik təsir müddətinə ($\sim 10^{-24} - 10^{-23}$ san) və $\sim 10^{-15} m$ təsir radiusuna malikdir. Güclü qarşılıqlı təsirin ən məşhur təzahürü nüvə qüvvələridir.

Keçən əsrin 50-ci illərinin əvvəllərində hadronlardan yalnız nuklonlar (proton və neytron) və pionlar məlum idi. Güclü qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsini kvant elektrodinamikasına analogi qurmağa çalışırdılar: nuklonlara elektronun, pionlara isə fotonun analogları kimi baxılırdı. Bu o deməkdir ki, güclü qarşılıqlı təsirin elementar aktları olaraq nuklonlar tərəfindən pionların buraxılma və udulma prosesləri qəbul edilirdi (şəkil 39.1). Bu yanaşmada nüvə qüvvələrinə nuklonların bir-



Şəkil 39.1

birilə pionlar vasitəsilə mübadiləsinin nəticəsi kimi baxılır (şəkil 39.2-yə bax) və qarşılıqlı təsir



Şəkil 39.2

hamiltonianı üçün bir-birilə rəqabət aparan iki ifadə irəli sürülürdü:

$$\hat{H}_1 = g(\hat{\psi}^+ \Gamma \hat{\psi}) \hat{\phi}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_2 = \frac{f}{m_\pi} (\hat{\psi}^+ \Gamma_\mu \hat{\psi}) \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x_\mu}, \quad (2)$$

burada $\hat{\psi}$ və $\hat{\phi}$ – nuklon və pion sahələrinin operatorlarıdır. (1) ifadəsində nuklon cərəyanı psevdoskalyar ($\Gamma = \gamma_5$), (2) ifadəsində isə – psevdovektor ($\Gamma = \gamma_\mu \gamma_5$) şəklindədir (36.4 altparaqrafına bax). g və f əlaqə sabitlərinin («güclü yüklər»in) iştirakı ilə qurulan ölçüsüz kombinasiyalar g^2/c və f^2/\hbar şəklində olur. (1) və (2) modelləri çərçivəsində alınan nəzəri nəticələrin təcrübə ilə müqayisəsi əlaqə sabitləri üçün (6.11) qiymətlərinə gətirir.

Kvant elektrodinamikasında olduğu kimi, güclü qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində də əsas hesablamada üsulu olaraq həyəcanlanma nəzəriyyəsi qəbul olunurdu. Lakin bu ideyanın yararsızlığı dərhal üzə çıxdı. Bir tərəfdən əlaqə sabiti g^2/c -nin qiymətinin böyüklüyü [(6.11)-ə bax] həyəcanlanma nəzəriyyəsinin (1) hamiltonianına tətbiqini mümkünsüz edirdi, digər tərəfdən isə (2) hamiltonianı ilə qurulan nəzəriyyə renormalanmayan nəzəriyyə kimi alınır^{*}. Odur ki, güclü qarşılıqlı təsirin dinamikasının olduqca mürəkkəb olması və onun kvant sahə nəzəriyyəsinin hansısa sadə modeli çərçivəsində təsvir edilməsinin mümkünsüzlüyü qənaətinə gəlini.

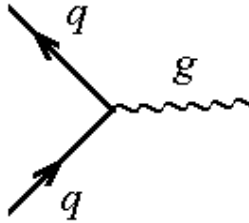
Lakin elektrozəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinin müvəffəqiyyətləri keçən əsrin 70-ci illərində güclü qarşılıqlı təsirin yeni bir nəzəriyyəsinin əsasının qoyulmasına gətirdi. Bu nəzəriyyə də *KED*-ə oxşar qurulurdu, lakin burada zərrəciyin (hadronun) qarşılıqlı təsir qabiliyyəti elektrik yükü ilə deyil, onu təşkil edən kvarkların rəng yükü (kvant ədədi) ilə müəyyən olunur (§33-ə bax). Bu səbəbdən də güclü qarşılıqlı təsirin müasir nəzəriyyəsi **kvant xromodinamikası (KXD)** adlanır.

Güclü qarşılıqlı təsirin ötürücüsü qlüonlardır. §35 -də deyildiyi kimi, altı rəngli və iki rəngsiz qlüon vardır. Hər bir rəngli qlüon hansısa bir rəngə

* Renormalanmayan nəzəriyyə dedikdə, nəticə etibarı ilə, verilən prosesin bu nəzəriyyə çərçivəsində hesablanmış effektiv kəsiyinin bütün enerjilərdə sonlu qalmaması kimi başa düşülə bilər.

və başqa bir rəngin antisinə, rəngsiz qlüon isə rənglə müvafiq antirəng cütünün ($\tilde{R}R, \tilde{Y}Y, \tilde{B}B$) müəyyən kombinasiyasına malikdir [(35.1)-ə bax].

Güclü qarşılıqlı təsirin elementar aktı-rəngli kvarkın qlüon buraxması və udmasıdır (şəkil 39.3-ə bax). Rəngli qlüonu buraxdıqda və ya unduqda kvark öz

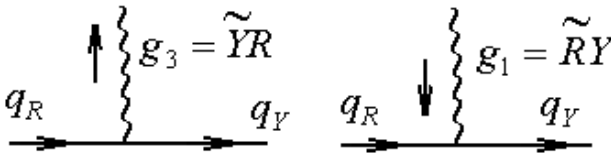


Şəkil 39.3

rəngini dəyişir, rəyihəsi isə əvvəlki kimi qalır. Məsələn,

$$\begin{aligned} q_R &\rightarrow q_Y + g_3, & g_1 + q_R &= q_Y, \\ q_Y &\rightarrow q_B + g_6, & g_4 + q_Y &= q_B, \\ q_B &\rightarrow q_R + g_2, & g_5 + q_B &= q_R; \end{aligned} \quad (3)$$

qlüon halları (35.1) münasibətləri ilə təyin olunur. Şəkil 39.4-də (3) proseslərindən nümunə kimi əvvəlinci ikisinin Feynman diaqramları gətirilmişdir.



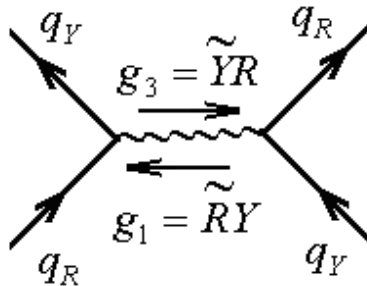
Şəkil 39.4

Rəngsiz qlüon buraxdıqda və udduqda, kvark nə rəngini dəyişir nə də rəyihəsini, yəni

$$\begin{aligned} q_R &\rightleftharpoons q_R + g_8(g_7), \\ q_Y &\rightleftharpoons q_Y + g_8(g_7), \\ q_B &\rightleftharpoons q_B + g_8. \end{aligned} \quad (4)$$

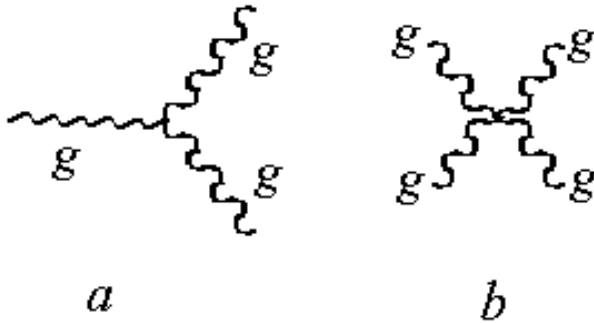
Qeyd edək ki, (3) və (4) elementar aktlar real proseslərin tərkib hissələridir. Bunu nümayiş etdirmək üçün şəkil 39.5-də qırmızı və sarı kvarkların bir-birindən səpilməsi prosesinin Feynman diaqramı verilmişdir.

Qlüonların fotondan fərqi ondan ibarətdir ki, foton bir dənədir və elektrikcə neytraldır, qlüonlar isə səkkizdir və rəng yüklərinə malikdirlər (aşkar və gizli). Bu keyfiyyətlərinə görə qlüonlar bir-biri ilə güclü qarşılıqlı təsirdə olur, bir-birini udur və ya buraxırlar. Qlüon sanki «işıqsaçan işıq»dır. Qlüonların qarşılıqlı



Şəkil 39.5

təsiri KXD -də daha iki elementar aktın meydana gəlməsinə səbəb olur: üçqlüonlu və dördqlüonlu qarşılıqlı təsir aktları (şəkil 39.6-da, uyğun olaraq, a və b diaqramları). Üçqlüonlu qarşılıqlı təsir diaqramı –qlüonun iki qlüona çevrilməsi (qlüonun qlüon



Şəkil 39.6

buraxması) yaxud iki qlüonun bir qlüona çevrilməsi (qlüonun qlüon udması) prosesini, məsələn,

$$\begin{aligned} g_1(\tilde{R}Y) &\rightarrow g_2(\tilde{R}B) + g_6(\tilde{B}Y), \\ g_1(\tilde{R}Y) + g_5(\tilde{B}R) &\rightarrow g_6(\tilde{B}Y) \end{aligned} \quad (5)$$

çevrilməsini, dördqlüonlu qarşılıqlı təsir diaqramı –qlüonun üç qlüona və əksinə çevrilməsi yaxud iki qlüonun iki qlüona çevrilməsi proseslərini, məsələn,

$$g_3(\tilde{Y}R) \rightleftharpoons g_4(\tilde{Y}B) + g_5(\tilde{B}R) + g_8(g_7),$$

$$g_3(\tilde{Y}R) + g_6(\tilde{B}Y) \rightleftharpoons g_5(\tilde{B}R) + g_8(g_7) \quad (6)$$

çevrilmələrini təsvir edir. Qeyd edək ki, üçqlüonlu proses dördqlüonluya nisbətən daha ehtimallı və daha vacib prosesdir.

Özlüyündə aydın olan bir məsələni vuruqlayaq ki, qlüonların sayı çox (səkkiz) olduğundan və ən əsası, onlar bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olduqlarından, kvant xromodinamikası kvant elektrodinamikasına nisbətən daha mürəkkəbdir.

İndi güclü qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində kvark və qlüonlar barədə çox işlədilən bir sıra terminlərin izahı üzərində dayanacaq. Öncə bir daha qeyd edək ki, bugünkü bilgilərimizə əsasən hər biri üç rəng kvant yükünə malik ola bilən altı kvark növü (rayihəsi) və hər biri üç tamalayıcı rəngdə ola bilən bir o qədər də antikvark məlumdur. Həmçinin yada salmaq ki, altı rəngli və iki rəngsiz qlüon mövcuddur. Aşağıda kvark və qlüonların başqa epitetləri barədə qısa məlumat verilir.

1. Cərəyan kvarkları. 36.3 altparaqrafında qeyd etdiyimiz kimi, güclü qarşılıqlı təsir hamiltonianına daxil olan cərəyanlar qlüonlarla qarşılıqlı təsirdə bulunan (qlüonları udan və ya buraxan) kvarkların sahə operatorlarından qurulur. Belə kvarklar **cərəyan kvarkları** adlanır. Onların sahə operatorları vasitəsilə ifadə olunan güclü qarşılıqlı təsir cərəyanı formaca

$$J_0^s = \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s + \bar{c}c + \bar{b}b + \bar{t}t \quad (7)$$

şəklindədir [(36.10b)-yə bax].

2. Valent kvarkları. §32 -də deyildiyi kimi, hadronun kvant ədədlərini (yükələrini) müəyyən edən kvarklar **valent kvarkları** adlanır. Bu, barionu təşkil edən üç müxtəlif rəngli kvark, mezonu təşkil edən rəngli kvark və tamalayıcı rəngə malik antikvark deməkdir (aydındır ki, antihadronları təşkil edən kvar və antikvarklar da bu qəbildəndirlər).

3. Konstituent kvarklar. Valent kvarkları virtual proseslər hesabına qlüon, kvark və antikvarklar buluduna bürünür, çulğanırlar (elektronun virtual foton, elektron və pozitronlar buluduna bürünməsinə analogi olaraq). Nəticədə mürəkkəb bir qurum («daş», «kəsək», «qaltan») əmələ gəlir ki, məhz onlara hadronun tərkib elementləri kimi baxmaq lazımdır. Bu cür «geyimli» kvarklar **konstituent** («tərkib hissə» mənasını verən constituent ingilis sözündən) **kvarklar** adlanır.

Deyilənlərdən aydın olur ki, valent kvarkları hadronun kvant ədədlərini müəyyən etməklə yanaşı, həm də ətrafında hadron formalaşan «rüşeym» rolunu oynayırlar. Cərəyan kvarkları ilə müqayisədə konstituent kvarklar əlavə dinamik mənşəli effektiv kütləyə malik olurlar. Bu kütlə 350 MeV tərtibindədir. Belə bir təcrübi fakt da məlumdur ki, konstituent kvarkların kütlələri fərqi təqribən müvafiq cərəyan kvarklarının kütlələri fərqi kimidir. Xüsusi halda, u və d kvarklar üçün alırıq (cədvəl 31.1-ə əsasən): $\Delta m = 3 - 5 \text{ MeV}$, və odur

ki, $\Delta m/m^* \sim 1\%$, burada $m^* \sim 350\text{MeV}$ -lik effektiv kütlədir.

4. «Dəniz» və «sahil» kvarkları, partonlar. İstənilən real hadronu qlüonlar, müxtəlif rəyihə və rəngli virtual kvarklar və antikvarklar (adətən yüngül) «dənizinə» batırılmış valent kvarkları kimi təsəvvür etmək olar. Başqa sözlə, hadrona sonsuz sayda nöqtəvi obyektlərdən təşkil olunmuş sistem kimi baxılır və həmin nöqtəvi obyektlər ümumi adla - **partonlar** («hissə» mənasını verən part ingilis sözündən) adlandırılır.

Qeyd edək ki, virtual kvarkları bəzən «**dəniz**» **kvarkları**, valent kvarklarını isə «**sahil**» **kvarkları** adlandırırlar.

Yuxarıda deyilənlərdən həmçinin aydındır ki, qlüonlar təbiətdə ikili rol oynayırlar: yapışqan və parton («dəniz» qülyonları) kimi.

§40. Kvarkların asimptotik sərbəstliyi

ABŞ nəzəriyyəçi fizikləri David Qross, David Politser və Frenk Vılçək güclü qarşılıqlı təsirə və ya «rəng qarşılıqlı təsiri»nə aid vacib bir nəzəri kəşf etmişlər. Onların riyazi nəticələrinin təfsiri belədir ki, aralarındakı məsafə kiçildikcə, kvarklar bir-birinə daha zəif təsir göstərir, başqa sözlə, onların «rəng yükləri»nin qarşılıqlı təsir sabiti daha kiçik olur. Kvarklar bir-birinə lap yaxın olduqda, aralarındakı qarşılıqlı təsir o dərəcədə zəif olur ki, onlar özlərini

demək olar ki, sərbəst kimi aparırlar. Bu hadisə **asimptotik sərbəstlik** adını almışdır. Kvarklar bir-birindən aralandıqda əks hadisə baş verir: məsafənin artması ilə qarşılıqlı təsir böyüyür. Bu xassəni rezin lentin xasəsi ilə müqayisə etmək olar. Lent dartıldıqca, qüvvə artır. 1973-cü ildə bu kəşf yığcam riyazi forma almış və tamamilə yeni bir nəzəriyyənin – **kvant xromodinamikasının (KXD)** yaranmasına gətirmişdir.

Gross-Politser-Vilçek nəzəriyyəsində qlüonların (vektor bozonların) kvarklarla (spinorlarla) effektiv əlaqə sabitini ümumi halda aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\alpha_{eff} = \frac{\alpha}{1 + b \frac{\alpha}{4\pi} \ln(p^2/p_0^2)}, \quad (1)$$

burada

$$b = \frac{11}{3}N - \frac{2}{3}n, \quad (2)$$

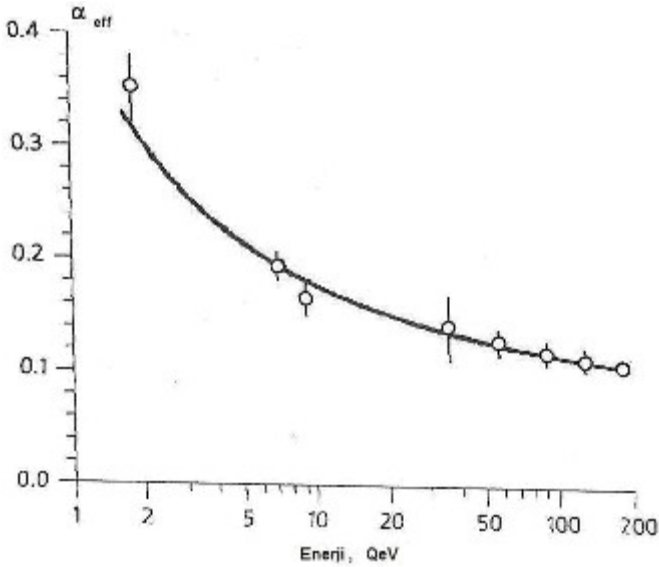
p – ötürülən 4-impulsdur, p_0^2 – 4-impulsun kvadratı ölçülü parametridir, N – kalibrləmə qrupu $SU(N)$ - in ölçüsüdür, n – qrupun fundamental təsvirlərinin (kvarkların) sayıdır.

Qeyd edək ki, elektrodinamikada b üçün ifadədə $11N/3$ toplananı yoxdur. Bu hədd vektor bozonların (qlüonların) özünətəsisinin mövcudluğunun nəticəsidir.

(1)-(2) düsturlarından görünür ki, əgər kvarkların sayı o qədər də çox deyildirsə, onda $b > 0$ və odur ki, enerjinin artması ilə (kvarklar arasındakı məsafənin kiçilməsi ilə) effektiv yük azalır (sıfıra yaxınlaşır), yəni asimptotik sərbəstlik reallaşır.

Konkret hala baxaq. Deyək ki, kalibrəmə qrupu $SU(3)$ -dür (yəni $N = 3$). Onda üç növ kvark ailəsində (hər birində iki kvark olmaqla) $n = 6$. Odur ki, $b = 7$ və güclü qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində asimptotik sərbəstlik şərti aşkar ödənilir. Bunun nəticəsi kimi, kvarkların böyük impulslarında (enerjilərində) fiziki kəmiyyətlərin hesablanmalarında həyəcanlanma nəzəriyyəsini tətbiq etmək mümkün olur (α_{eff} sabiti kifayət qədər kiçik olduğundan). Yuxarıda dediyimiz kimi, bu yeni nəzəriyyə kvant xromodinamikası adlanır. α_{eff} əlaqə sabitinin p^2/p_0^2 -dan (və ya enerjidən) asılılığı üçün bu nəzəriyyənin nəticələri təcrübədə (elektronların protonlardan dərininə qeyri-elastiki səpilməsi üzrə və s.) parlaq sürətdə təsdiq olunur (şəkil 40.1-ə bax).

Qeyd edək ki, α_{eff} kəmiyyətinin (1) ifadəsi kiçik enerjilər (böyük məsafələr) oblastında da düzgün nəticəyə gətirir. Bu oblastda həmin ifadə effektiv yükün güclü artımını, yəni böyük məsafələrdə kvarklar arasında qarşılıqlı təsirin güclənməsini, nəticə etibarilə, kvarkların hadron daxilində **əbədi əsirliyini** əks etdirir.



Şəkil 40.1

Qeyd edək ki, güclü qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində asimptotik sərbəstliyin kəşfinə görə D.Qross, D.Politser və F.Vilçək 2004-cü ildə Nobel mükafatına layiq görülmüşlər.

VI FƏSİL

QARŞILIQLI TƏSİRLƏRİN VAHİD NƏZƏRİYYƏLƏRİ HAQQINDA

§ 41. Zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsi

41.1. Elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin əsas oxşar və fərqli cəhətləri.

Elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin xassələrini müqayisə etdikdə, onların bir sıra ümumi cəhətləri və fərqləri aşkar olur. Ümumi cəhətlər sırasına, hər şeydən öncə, aşağıdakıları aid etmək olar:

a) hər iki qarşılıqlı təsir vektoru (spini vahidə bərabər olan) zərrəciklə ötürülür: elektromaqnit qarşılıqlı təsir–fotonla, zəif qarşılıqlı təsir– W^\pm və Z bozonlarla;

b) elektromaqnit cərəyanı 4-vektordur və kəsilməzlik tənliyini ödəyir, yəni saxlanır, zəif cərəyan vektorla yanaşı psevdovektor toplananına malik olsa da, onun da vektoru hissəsi saxlanır (S.S.Gerşteyn, Y.B.Zeldoviç, 1955);

c) hər iki qarşılıqlı təsir özünə məxsus konkret sabitlə müəyyən olunur: elektromaqnit qarşılıqlı təsir

– e yükü ilə, zəif qarşılıqlı təsir – «yük» rolunu oynayan Fermi sabitilə (G_F). Zəif qarşılıqlı təsirin bu xassəsi elektromaqnit qarşılıqlı təsirin yaxşı məlum olan universallıq xassəsinə analojidir (başqa sözlə, G_F sabitinin universallığı $\alpha = e^2/4\pi$ sabitinin universallığına analojidir).

Zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərin ümumi cəhətləri onları hər hansı vahid əsasda şərh etməyin mümkünlüyü ideyasına gətirmişdir. Bu ona bənzəyir ki, M.Faradey və C.Maksvellin məlum işlərinə qədər hesab olunurdu ki, təbiətdə iki müxtəlif hadisələr sinfi–elektrik və maqnit hadisələri mövcuddur, lakin sonralar məlum oldu ki, elektrik və maqnit hadisələri heç də bir-birinə yad olmayıb, ümumi bir konsepsiyada – elektromaqnetizmdə – birləşirlər.

Digər tərəfdən, zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlər arasında fərqli cəhətlər də mövcuddur. Bu fərqlər sırasına aşağıdakıları daxil etmək olar:

a) elektromaqnit qüvvələri sonsuz böyük təsir radiusuna ($R \rightarrow \infty$) malikdir və onların ötürücüsü foton (γ) sıfıra bərabər kütləyə malikdir, zəif qarşılıqlı təsir isə sonlu və kiçik radiusa ($\sim 10^{-18} m$) malikdir və o, ağır zərrəciklərlə $-W^\pm$ və Z bozonlarla ötürülür. Bunun nəticəsi olaraq zəif qarşılıqlı təsir kiçik intensivlikli olur, çünki leptonlar və kvarklar çox nadir halda aralıq bozonlarla mübadilənin mümkün olduğu olduqca kiçik

məsafələrə qədər yaxınlaşa bilirlər. Bu məsafələr aralıq bazonların Kompton dalğa uzunluğu tərtibindədir, yəni

$$r_w \sim \lambda_w = \frac{\hbar}{m_w c} \approx 2,5 \cdot 10^{-18} m,$$

$$r_z \sim \lambda_z = \frac{\hbar}{m_z c} \approx 2,2 \cdot 10^{-18} m,$$

və bu məsafələrə, uyğun olaraq,

$$E_w \sim m_w c^2 \approx 80,4 GeV,$$

$$E_z \sim m_z c^2 \approx 91,2 GeV$$

enerjilər müvafiqdir.

Aralıq bazonların kütlələrini nəzərə almamağın mümkün olduğu olduqca böyük enerjilərdə aralıq bazonlarla foton arasında fərqlər bir çox cəhətdən silinir, bununla yanaşı elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlər arasındakı fərq də əhəmiyyətli dərəcədə aradan qalxır;

b) elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə izospindən (T) başqa qalan bütün kvant ədədləri saxlanır, zəif qarşılıqlı təsir isə daha az simmetrikdir, yəni onda əksər kvant ədədləri saxlanmır və ya dəqiq saxlanmır (§ 23-ə bax);

c) Elektromaqnit cərəyanı yalnız neytral olduğu halda, zəif cərəyan iki formada mövcuddur: neytral və yüklü;

d) elektromaqnit qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi (KED) renormalanan nəzəriyyədir. Bu keyfiyyət KED -də həyəcanlanma nəzəriyyəsinin effektiv üsullarından geniş istifadəyə imkan verir. Daşıyıcıları

ağır zərrəciklər olan adi zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi renormalanan nəzəriyyə deyildir və həmin nəzəriyyədə həyəcanlanmaya adekvat üsullar yoxdur.

Bu fərqlər ilk vaxtlar olduqca radikal (köklü) görünürdü. Lakin sonrakı tədqiqatlar göstərdi ki, bu fərqlər o dərəcədə də dərin deyildir və onları aradan qaldırmaq olar. Bu istiqamətdə aparılan fundamental tədqiqatlar elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsinə gətirmişdir.

Leptonların zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərinin vahid nəzəriyyəsinin qurulmasında ən nəzərəçarpan addım bir-birindən asılı olmadan Amerika nəzəriyyəçi - fiziki Steven Vaynberq və Pakistan nəzəriyyəçi - fiziki Əbdüs Səlam tərəfindən atılmışdır (1967-68). 1970-ci ildə Amerika alimi Şeldon Qleşou kvarkları da daxil etməklə bu nəzəriyyəni genişləndirmişdir. Odur ki, zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərin bu vahid modeli Vaynberq – Səlam - Qleşou (VSQ) modeli (nəzəriyyəsi) adlanır. Qeyd edək ki, sonralar bu seriyadan olan modellərin sayı xeyli artmışdır. Lakin təcrübi faktlar məhz VSQ modelinin daha realist olduğunu göstərmişdir.

VSQ və bu seriyadan olan bir sıra digər sxemlərin əsasında üç əsas konsepsiya durur:

- a) lokal kalibrlemə invarianlığı (LKİ);
- b) simmetriyanın spontan pozulması (SSP);

c) renormalama.

Bu konsepsiyalar kifayət qədər dərin ideya və riyazi əməliyyatlara əsaslanır.

41.2. Vaynberq-Səlam modelində daxil edilən vektorü və skalyar bozonlar. Zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərin vahid kalibrəlmə modellərində ilkin olaraq bir sıra bozon sahələri daxil edilir. Veynberq –Səlam modelindəki belə sahələrlə tanış olaq.

1. Bir-birilə əlaqədar olub, izotopik fəzada izovektor təşkil edən üç kütləsiz vektorü sahə:

$$\mathbf{b}_\mu = \begin{pmatrix} b_\mu^1 \\ b_\mu^2 \\ b_\mu^3 \end{pmatrix}.$$

(1)

Minkovski fəzasında dördölçülü, izotopik fəzada üç ölçülü vektor olan \mathbf{b}_μ sahələri 1954-cü ildə Çin fiziki Ç. Yanq və Amerika fiziki R. Mills tərəfindən daxil edilmişdir və onların şəərəfinə Yanq - Mills (YM) sahələri adlandırılır.

YM sahələri, daha doğrusu, \mathbf{b}_μ izovektorunun müxtəlif komponentləri bir-birilə qarşılıqlı təsirdə bulunurlar. Odur ki, elektromaqnit sahəsindən fərqli olaraq, vakuumba YM sahələri üçün superpozisiya prinsipi ödənmir. YM sahələrinin laqranjianını aşağıdakı şəkildə yazırlar:

$$L_{YM} = -\frac{1}{4} f_{\mu\nu} f_{\mu\nu} ,$$

(2)

burada $f_{\mu\nu}$ $-YM$ sahəsinin tenzorudur və aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$f_{\mu\nu} = \mathbf{b}_{\mu\nu} + g [\mathbf{b}_{\mu} \mathbf{b}_{\nu}] , \quad \mathbf{b}_{\mu\nu} = \partial_{\mu} \mathbf{b}_{\nu} - \partial_{\nu} \mathbf{b}_{\mu}$$

(3)

Bu ifadədəki sonuncu hədd YM sahələrinin bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olduqlarını əks etdirir (g - bu qarşılıqlı təsiri şərtləndirən hər hansı «yük»dür).

2. Elektromaqnit (Maksvell) sahəsi a_{μ} .
Bildiyimiz kimi, sərbəst elektromaqnit sahəsi

$$L_{em} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (4)$$

laqranjiani ilə təsvir olunur, burada

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} a_{\nu} - \partial_{\nu} a_{\mu} \quad (5)$$

-elektromaqnit sahəsinin tenzorudur; $a_{\mu} = (\varphi, \mathbf{a})$ - elektromaqnit sahəsinin 4-potensialı, \mathbf{a} -vektor potensialı, φ -skalyar potensialıdır.

3. Skalyar sahələr izodubleti

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Bu o deməkdir ki, ϕ iki kompleks (yəni dörd həqiqi) komponentə malik izospinor sahədir. Sahələr nəzəriyyəsiindən məlum olduğu kimi, belə sahənin laqranjiani

$$L_{\phi} = (\partial\phi^+)(\partial\phi) - V \quad (7)$$

şəkildə yazmaq olar. Burada $V - \phi^+ \phi$ invariantının hər hansı funksiyasıdır (ona «özünətəsinin potensial enerjisi» deyirlər). V kəmiyyətini

$$V = \mu \phi \phi + f(\phi^+ \phi)^2 \quad (8)$$

şəklində yazmaq. Bildiyimiz kimi, ənənəvi sahə nəzəriyyəsində μ əmsalı müsbət kəmiyyətdir ($\mu > 0$). Lakin biz burada $\mu = -m < 0$ ($m = |\mu|$) halına baxacağıq. Bu hal J.Qoldstoun tərəfindən təklif edilmişdir.

41.3. *Simmetriyanın spontan pozulması.*

Ənənəvi sahə nəzəriyyəsindəkindən fərqli olaraq, V -nin (8) ifadəsində J.Qoldstounun təklif etdiyi halı araşdıraq. Bu halda V

$$\phi^+ \phi = \frac{1}{2} \eta^2 \quad (\eta = \sqrt{m/f}) \quad (9)$$

qiymətində minimuma malik olur və həmin minimum sıfırdan fərqlidir.

Göründüyü kimi, sistemin (sahənin) vakuüm halı sonsuz cırlaşmışdır. Lakin biz bir konkret vakuüm halı seçməliyik; bununla da simmetriya pozulur (daha doğrusu, simmetriyanın pozulması aktı baş verir). (9)-a əsasən bu seçimi

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} \quad (\langle \phi^0 \rangle = \eta/\sqrt{2}) \quad (10)$$

şəklində edək. Beləliklə alınır ki, $\mu < 0$ halında (6) skalyar sahələr izodubletinin neytral komponenti sıfırdan fərqli vakuümü ortaya malikdir. Sistemin (sahənin) əsas halının qeyri-simmetrikliyi öz ifadəsini (10) münasibətində tapır. Sistemin

(sahənin) bütün qalan halları artıq ilkin simmetriyaya (ilk laqranjianının simmetriyasına) malik olmur, həmin simmetriyanı saxlaya bilmir. Beləliklə, **simmetriyanın spontan pozulması** adlandırılan hadisə baş verir.

(6) izospinorunun neytral φ^0 komponentini

$$\varphi^0 = \langle \varphi^0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(H + ih) \quad (11)$$

şəklində ifadə edək. Aydındır ki, bu təsvirdə $\langle H \rangle = \langle h \rangle = 0$.

İndi simmetriyanın pozulmasının (7) laqranjianında nəyə gətirməsinə baxaq. Bunun üçün (11) və

$$\varphi^{0*} = \langle \varphi^{0*} \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(H - ih) \quad (12)$$

ayrılışlarını (6)-da nəzərə almaqla, (7)-(8) laqranjianının şəklini dəyişmək lazımdır. Bu əməliyyatın aparılmasını “Əlavələr”ə (§F) köçürərək, bunada yalnız qeyd edək ki, simmetriyanın (6) izodubleti tərəfindən pozulması kütləsi $\sqrt{2m}$ olan neytral H bozona və üç kütləsiz sahəyə – neytral h və elektrik yüklü φ^\pm bozon sahələrinə gətirir. Simmetriya (daha dəqiq desək, kəsilməz simmetriya qrupu) spontan pozulduqda kütləsiz zərrəciklərin meydana gəlməsi barədə müddəa **Qoldstoun teoreminin** məzmununu ifadə edir. Simmetriyanı pozon sahə, başqa sözlə, neytral komponenti sıfırdan fərqli vakuumi ortaya malik

skalyar sahə **Qoldstoun-Hiqqs** (QH) **sahəsi** adlanır. Baxdığımız halda QH sahəsi (6) izospinor sahədir.

41.4. Vaynberq-Səlam modelində daxil edilən bozon sahələrinin qarşılıqlı təsiri və simmetriyanın pozulmasının nəticələri. İndi göstərilən sahələrin qarşılıqlı təsirlərinə baxaq və simmetriyanın spontan pozulmasının nəticələrini araşdıraq. Hesab edilir ki, (6) skalyar izodubleti b_μ YM izovektoru ilə özünün izospin cərəyanı $(g \sigma / 2)^*$ vasitəsilə qarşılıqlı təsirdə olur. Bu qarşılıqlı təsirin araşdırılması ona gətirir ki, simmetriyanın spontan pozulması nəticəsində YM sahələrinin üçü də (söhbət elektrik yükünün konkret qiymətlərinə malik zərrəciklər təsvirində W^+, W^0 və W^- bozonlardan gedir)

$$m_w = \frac{g}{\sqrt{2}} \langle \phi^0 \rangle = \frac{g\eta}{2} = \frac{g}{2} \sqrt{\frac{m}{f}} \quad (13)$$

kimi təyin olunan eyni kütlə qazanır. Bu o deməkdir ki, baxılan sxemdə elektromaqnit qarşılıqlı təsirə yer yoxdur. Odur ki, elektromaqnit qarşılıqlı təsirin təsviri üçün bir-birindən asılı olmadan Vaynberq və Səlam laqranjiana əlavə olaraq kütləsiz Maksivell sahəsi daxil edilməsi və onunla qarşılıqlı təsirdə olmaq üçün ϕ izodubletinə izospinlə yanaşı daha bir saxlanan xarakteristika – ϕ izodubletinin orta elektrik yükünün iki misli kimi təyin olunan hiperyük ($Y = 2 \langle Q \rangle$) – şamil edilməsi ideyasını irəli

[□] $\sigma = i\sigma_1 + j\sigma_2 + k\sigma_3$, $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ – Pauli matrisalarıdır (“Əlavələr”də §D-yə bax).

sürmüşlər* (hadronların izomultiplətlərinə analoji olaraq – bax §18, §19). Deməli, bu ideyaya görə φ skalyar izodubleti Maksvell sahəsilə özünün hiperyük cərəyanı vasitəsilə qarşılıqlı təsirdə olur.

Beləliklə, bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olan b_μ YM izovektoru, a_μ Maksvell izosinqleti və ϕ QH izodubletini təsvir edən laqranjiani aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$L = -\frac{1}{4} \mathbf{f}_{\mu\nu} \mathbf{f}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^+ (D_\mu \phi) - V,$$

(14)
burada birinci və ikinci hədlər, uyğun olaraq, sərbəst YM izovektoru və Maksvell izosinqletinin laqranjianlarıdır [uyğun olaraq, (2)-(3) və (4)-(5)-ə bax], $(D_\mu \phi)^+ (D_\mu \phi)$ həddi – izospinor təşkil edən (6) skalyar sahələrin b_μ YM izovektoru və a_μ Maksvell izosinqletilə qarşılıqlı təsirlərini xarakterizə edir; sahələr nəzəriyyəindən məlum olan ümumi qaydalara əsasən, hər hansı φ sahəsinin elektromaqnit sahəsi və başqa vektor sahələrlə qarşılıqlı təsirini nəzərə almaq üçün sahənin laqranjianında və ya hərəkət tənliyində fəza -

□ ϕ izodubletinin bu yeni xarakteristikasının daxil edilməsi onunla əsaslanır ki, $\phi^+ \phi$ invariantı YM sahələri laqranjianının malik olduğu lokal SU(2) izoqrupunun simmetriyasından daha böyük simmetriyaya malikdir. Belə ki, ϕ -ni $e^{ia\lambda(x)}$ kimi fəza vuruğuna vurmaq olar [$\lambda(x)$ – fəza-zamanın ixtiyari X nöqtəsinin funksiyasıdır]. Bu çevrilmə SU(2) izoqrupunun çevrilməsinə daxil deyildir; 0, lokal U(1) qrupu əmələ gətirir. Məhz bu əlavə simmetriyanın olması ϕ izodubleti zərrəciklərinə saxlanan yeni bir «yük» (baxılan halda hiperyük) şamil edilməsinə imkan verir.

zaman koordinatlarına görə ∂_μ diferensiallama operatorunu ümumiləşmiş və ya, sadəcə olaraq, «uzun» diferensiallama adlanan D_μ operatoru ilə əvəz etmək lazımdır, yəni

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig \left(\frac{\sigma}{2} \mathbf{b}_\mu \right) + i \frac{g'}{2} Y a_\mu. \quad (15)$$

(14) laqranjianında simmetriyanın spontan pozulmasını araşdırmaqdan qabaq $b_\mu^1, b_\mu^2, b_\mu^3$ və a_μ sahələrindən onların aşağıdakı xətti kombinasiyalarına keçək:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (b_\mu^1 \mp i b_\mu^2), \\ Z_\mu &= b_\mu^3 \cos \Theta + a_\mu \sin \Theta, \\ A_\mu &= a_\mu \cos \Theta - b_\mu^3 \sin \Theta, \end{aligned} \quad (16)$$

burada $\Theta - b_\mu^3$ və a_μ sahələrinin qarışma əmsallarıdır və

$$\cos \Theta = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \Theta = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \operatorname{tg} \Theta = \frac{g'}{g}. \quad (17)$$

Modelin parametrlərilə əlaqədar olan Θ -ni Vaynberq bucağı adlandırırlar.

Qeyd edək ki, (16) münasibətlərini matrisa şəklində də ifadə etmək olar:

$$\begin{pmatrix} W_{\mu}^{+} \\ W_{\mu}^{-} \\ Z_{\mu} \\ A_{\mu} \end{pmatrix} = \|M\| \begin{pmatrix} b_{\mu}^1 \\ b_{\mu}^2 \\ b_{\mu}^3 \\ a_{\mu} \end{pmatrix} \quad (18)$$

burada $\|M\|$ – çevrilmə matrisasıdır:

$$\|M\| = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{-i}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{i}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Theta & \sin \Theta \\ 0 & 0 & -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Asanlıqla əks çevrilmə münasibətlərini də yazmaq olar, yəni

$$\begin{aligned} b_{\mu}^1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu}^{+} + W_{\mu}^{-}), \\ b_{\mu}^2 &= \frac{i}{\sqrt{2}} (W_{\mu}^{+} - W_{\mu}^{-}), \\ b_{\mu}^3 &= Z_{\mu} \cos \Theta - A_{\mu} \sin \Theta, \\ a_{\mu} &= A_{\mu} \cos \Theta + Z_{\mu} \sin \Theta, \end{aligned} \quad (20)$$

eləcə də

$$\begin{pmatrix} b_{\mu}^1 \\ b_{\mu}^2 \\ b_{\mu}^3 \\ a_{\mu} \end{pmatrix} = \|M^{-1}\| \begin{pmatrix} W_{\mu}^{+} \\ W_{\mu}^{-} \\ Z_{\mu} \\ A_{\mu} \end{pmatrix}, \quad (21)$$

burada

$$\|M^{-1}\| = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \\ \frac{i}{\sqrt{2}} & \frac{-i}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Theta & -\sin \Theta \\ 0 & 0 & \sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \quad (22)$$

$\|M\|$ - ə tərs matrisadır. Aydınadır ki, $\|M^{-1}\| \cdot \|M\| = \|M\| \cdot \|M^{-1}\| = 1$.

Əgər laqranjianın (14) ifadəsində (20)-ni nəzərə almaqla elektrik yükünün konkret qiymətlərilə xarakterizə olunan sahələr (zərrəciklər) halına keçsək və simmetriyanın spontan pozulmasını nəzərə alsaq, görürük ki, W_μ^\pm və ϕ^\pm, Z_μ və h sahələri laqranjianda yalnız aşağıdakı kombinasiyalarla iştirak edirlər:

$$W_\mu^\pm \pm \frac{i}{m_W} \partial_\mu \phi^\pm, \quad Z_\mu + \frac{1}{m_Z} \partial_\mu h, \quad (23)$$

burada m_W və $m_Z - W^\pm$ və Z - bozonların kütlələridir, belə ki,

$$m_W = \frac{\eta}{2} g, \quad m_Z = \frac{\eta}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{m_W}{\cos \Theta}. \quad (24)$$

(23)-dən belə nəticəyə gəlmək olar ki, kütləsiz YM və Maksvell sahələrinin mövcudluğu şəraitində $SU(2) \times U(1)$ simmetriyanın ϕ izodubleti vasitəsilə pozulması ona gətirir ki, ϕ^\pm və h sahələrini kütlə qazanan W_μ^\pm və Z_μ vektor sahələrin uzununa

polyarizələnmiş komponentləri kimi mənalandırmaq olar; odur ki, nəzəriyyədə kütləsiz Qoldstoun zərrəcikləri qalmır. Bu hadisə, yəni lokal simmetriya spontan pozulduqda vektor sahə zərrəciklərinin kütlə qazanması (Qoldstoun zərrəciklərini “udmaq”la) hadisəsi* 1964-cü ildə R.Hiqqs tərəfindən kəşf edilmişdir və ədəbiyyatda **Hiqq** **effekti** və ya **Hiqq** **fenomeni** adını almışdır. Beləliklə, biz müxtəlif kütləli W_{μ}^{\pm} və Z_{μ} vektor sahələr nəzəriyyəsinə gəlirik. Nəzəriyyədə bundan başqa həmçinin kütləsiz A_{μ} elektromaqnit sahəsi və kütləli H skalyar sahə meydana gəlir. H -a **Hiqq** **sahəsi**, onun kvantlarına **Hiqq** **bozonları** deyilir.

İndi qısaca olaraq, vektor bozonların (W^{\pm}, Z) kütləyə malik olmalarına baxmayaraq, baxılan nəzəriyyənin nə üçün renormalanan olması məsələsinə bir qədər aydınlıq gətirək. Axı, YM sahələri laqranjianına kütlənin adi qaydada daxil edilməsi renormalanmayan nəzəriyyəyə gətirir. Məgər dağılan diaqramlar W^{\pm} və Z bozonların kütlələrinin adi kütlə deyil, simmetriyanın spontan pozulması nəticəsində yaranan kütlə olması ilə özlərini “yaxşı aparmağa” başlayacaqlar? Diaqramlar üçün bazonların kütlələrinin hansı təbiətə malik olmasının nə fərqi var ki? Məsələ bundadır ki, simmetriyanın spontan pozulmasından sonra nəzəriyyədə vektor bozonlarla yanaşı, onlarla

* Bu hadisəni vektor zərrəciklərin kütlə qazanmasından sonra nəzəriyyədə kütləsiz Qoldstoun zərrəciklərinin qalmaması (Qoldstoun effektinin aradan çıxması) kimi də ifadə etmək olar.

qarşılıqlı təsirdə olan skalyar H bozon da meydana gəlmişdir və məhz bu qarşılıqlı təsir adi kütləli vektoru bozonalara malik nəzəriyyədəki dağılan hədləri “təmizləyir”.

Nəhayət, simmetriyanın spontan pozulmasından sonra (14) laqranjianın nə şəkil almasına baxaq ($\varphi^\pm \equiv 0$, $h \equiv 0$ kalibrleməsində). Onu

$$L = L_2 + L_3 + L_4 + const \quad (25)$$

şəklində ifadə edək. Burada L_2 həddi–nəzəriyyədə meydana gələn sərbəst W_μ^\pm, Z_μ, A_μ və H sahələrinin laqranjianlarının məcmusudur; L_3 və L_4 hədləri – uyğun olaraq, üçzərrəcikli və dördzərrəcikli təpələrdə baş verən qarşılıqlı təsirlərə (bir nöqtədə görüşən üç və dörd zərrəciyin qarşılıqlı təsirlərinə) müvafiq laqranjianların məcmularıdır. Bu laqranjianların ifadələri kifayət qədər böyük olduğundan, onları “Əlavələr”də (§G) gətirməyi qərara aldıq. Burada isə zərrəciklərin yalnız mümkün qarşılıqlı təsir kombinasiyalarını gətirək. Üçzərrəcikli təpələr: W^+W^-Z , W^+W^-A , W^+W^-H , ZZH , HHH ; dördzərrəcikli təpələr: $W^+W^-W^+W^-$, W^+W^-ZZ , W^+W^-AA , W^+W^-ZA , W^+W^-HH , $ZZHH$, $HHHH$. Göründüyü kimi, bu təpələr arasında Z və H qqş bozonlarla elektromaqnit sahəsinin qarşılıqlı təsirini əks etdirən təpələr (AAH , ZAH , $AAHH$, $ZAHH$) yoxdur.

41.5. Leptonların elektrozəif qarşılıqlı təsiri. Vaynberq-Səlam modeli. Leptonların (eləcə də

digər fermionların, deyək ki, kvarkların) elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərinin spontan pozulmuş kalibrləmə simmetriyalı vahid nəzəriyyəsini yaratmaq üçün, hər şeydən əvvəl, onların kalibrləmə sahələrini (modelə ilkin daxil edilmiş YM və Maksvell sahələrini) qarşılıqlı təsirinin formasını müəyyənləşdirmək lazımdır. Bunun üçün kalibrləmə sahələri kimi lepton sahələrindən də izomultiplətlər qurmaq zərurəti yaranır. VS modelində hər bir məlum lepton ailəsi ($e^- - \nu_e, \mu^- - \nu_\mu, \tau^- - \nu_\tau$) sol izodublet və sağ izosinqlet kimi iştirak edir. Biz aşağıda söhbətimizi elektron və elektron neytrinosu üzərində quracaq və nəzərdə tutacağıq ki, $\mu^- - \nu_\mu$ və $\tau^- - \nu_\tau$ cütləri də nəzəriyyəyə ayrı-ayrılıqla analoji qaydada daxil edilir.

Elektron kütləli, elektron neytrinosu isə kütləsiz və sol spirallığa malik (yəni spini impulsunun əksinə yönəlmiş) zərrəcikdir. Ona görə də qəbul edək ki. “ilk”də elektron da kütləsiz olub; odur ki, sol və sağ elektronlara ayrı-ayrılıqda baxaq. Beləliklə, ilkin material olaraq, biz üç ikikomponentli (yəni ya sol ya da sağ spirallığa malik) Dirak sahəsinə malik oluruq: sol elektron (e_L), sağ elektron (e_R) və sol neytrino (ν_e) sahələrini. Əgər dördkomponentli Ψ sahələrindən – bispinorlardan istifadə etsək, yaza bilərik

$$e_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi_e, \quad e_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi_e, \quad \nu_e = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi_{\nu_e}, \quad (26)$$

Burada γ_5 – Dirak matrisasıdır (bax: “Əlavələr”, §D).

İndi bu üç sahəni iki lepton “izomultiplet”ində birləşdirək, konkret olaraq, sol “izodublut”də (“izospinor”da)

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix} \quad (27a)$$

və sağ “izosinqlet”də (“izoskalyar”da)

$$\psi_R = e_R. \quad (27b)$$

Aydındır ki, $Y = 2 < Q >$ kimi təyin olunan hiperyük bu izomultiplerlər üçün

$$Y(\psi_L) = -1, \quad Y(\psi_R) = -2 \quad (28)$$

qiymətlərini alır.

VS nəzəriyyəsində (eləcə də bu seriyadan olan digər modellərdə) qəbul edilir ki, “ilk”də bütün leptonlar kütləsiz olmuş, yalnız simmetriyanın spontan pozulması nəticəsində onlar kütləyə görə fərqlənməyə başlamışlar. Bunu əyani görmək üçün (27) sahələrinin (6) QH izodubletilə qarşılıqlı təsirinə baxaq. Bu qarşılıqlı təsirin laqranjianının quruluşu əsasən iki tələblə müəyyənləşir: relyativistik invariantlıq və izofəzanın fırlanma çevrilməsinə nəzərən invariantlıq. Yuxarıda daxil etdiyimiz ψ_L, ψ_R və ϕ sahələrindən aşağıdakı kimi invariantlar düzəltmək olar: relyativistik invariantlar $-\bar{\psi}_L \psi_R, \phi$ və müvafiq qoşma kəmiyyətlər $\bar{\psi}_R \psi_L, \phi^+$ (ayrıca götürülmüş sol və sağ ikikomponentli spinordan skalyar kombinasiya düzəltmək olmaz); “izoinvariantlar” $-\bar{\psi}_L \phi, \psi_R$ və müvafiq qoşma

kəmiyyətlər $\phi^+ \psi_L, \bar{\psi}_R$. Beləliklə, hər iki çevrilməyə – Lorens çevrilmələrinə və lokal $SU(2) \times U(1)$ [və ya $U(2)$] izoqrupun çevrilmələrinə – nəzərə alın invariant olan laqranjiani

$$-a_e (\bar{\psi}_L \psi_R \phi + \phi^+ \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (29)$$

şəklində yazmaq olar, çünki o həm izospinin, həm də hiperyükünün saxlanması tələbini ödəyir. (29)-da a_e –ölçüsüz sabitdir.

Əgər ψ_L və ψ_R izomultipletlərinin (27) ifadələrini və müvafiq

$$\bar{\psi}_L = \psi_L^+ \gamma_4 = (\bar{v}_e, \bar{e}_L), \quad \bar{\psi}_R = \bar{e}_R \quad (30)$$

ifadələri, eləcə də, ϕ və ϕ^+ sahələrinin

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}, \quad \langle \phi^+ \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, \eta) \quad (31)$$

vakuumi ortalarını nəzərə alsaq, simmetriyanın spontan pozulmasından sonra (29) laqranjiani aşağıdakı şəkildə düşər:

$$-\frac{a_e \eta}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) = -\frac{a_e \eta}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_e \psi_e. \quad (32)$$

Son cavabda (26) və müvafiq

$$\bar{e}_L = e_L^+ \gamma_4 = \frac{1}{2} \bar{\psi}_e (1 - \gamma_5), \quad \bar{e}_R = e_R^+ \gamma_4 = \frac{1}{2} \bar{\psi}_e (1 + \gamma_5) \quad (33)$$

münasibətləri nəzərə alınmışdır.

Əgər sərbəst Dirak sahəsi laqranjiani

$$L_e = \bar{\psi}_e (i \gamma_\mu \partial_\mu - m_e) \psi_e \quad (34)$$

şəklində olduğunu yada salsaq və onu (32) ilə müqayisə etsək, alarıq ki, simmetriyanın spontan pozulması nəticəsində elektron

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{2}} a_e \eta \quad (35)$$

kimi təyin olunan kütlə qazanır. (32) laqranjianına daxil olmayan v_e isə kütləsiz qalır. (35) münasibətindən çıxır ki (32) laqranjianına daxil olan a_e sabiti elektronun kütləsilə təyin olunur (η -nın verilən qiymətində).

İndi də leptonların b_μ və A_μ kalibrlemə sahələrilə qarşılıqlı təsirlərinə baxaq. Bunun üçün burada da, 41.4 altparaqrafında etdiyimiz kimi, kütləsiz sərbəst Dirak sahəsinin laqranjianında, yəni $i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi$ ifadəsində

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig (\mathbf{T}b_\mu) + i \frac{g'}{2} Y a_\mu$$

(36)

əvəzləməsini etməliyik. Burada \mathbf{T} və Y –baxılan lepton izomultipletinin izospin operatoru və hiperyüküdür. Lepton izomultipletlərinin (26a) və (26b) şəklində daxil edildiklərini xatırlasaq, aydındır ki, ψ_L izodubleti halında $\mathbf{T}=\boldsymbol{\sigma}/2$ və $Y=-1$, ψ_R izosinqleti halında isə $\mathbf{T}=0$ və $Y=-2$. Odur ki, (36)-ya əsasən leptonların b_μ və a_μ sahələrilə qarşılıqlı təsir laqranjianını dərhal yazı bilərik. (29)-u da nəzərə almaqla, elektron və elektron neytrinosunun

VS modelində daxil edilən bozonlarla (vektori \mathbf{b}_μ və a_μ , skalyar ϕ sahələr ilə) tam qarşılıqlı təsir laqranjianını aşağıdakı şəkildə yaza bilərik:

$$L_e = i\bar{\Psi}_L \gamma_\mu (\partial_\mu - ig \left(\frac{\boldsymbol{\sigma}}{2} \right) - i \frac{g'}{2} a_\mu) \Psi_L + i\bar{\Psi}_R \gamma_\mu (\partial_\mu - ig' a_\mu) \Psi_R - a_e (\bar{\Psi}_L \Psi_R \phi + \phi^+ \bar{\Psi}_R \Psi_L). \quad (37)$$

Bir sıra çevrilmələr aparmaqla bu laqranjianın şəklini dəyişək. Bunun üçün, əvvəla, (27) və (30) ifadələrinin və (26), (33) münasibətlərinin köməyi ilə ikikomponentli spinorları dördkomponentli spinorlara – bispinorlara çevirmək, ikincisi, (20) münasibətlərindən istifadə etməklə, \mathbf{b}_μ YM və a_μ Maksvell sahələrindən elektrik yükünün konkret qiymətlərilə xarakterizə olunan W_μ^\pm , Z_μ və A_μ sahələrinə keçmək və, nəhayət, (6) QH izodubletini

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \langle \varphi^0 \rangle + H/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \phi^+ = (0, \langle \varphi^0 \rangle + H/\sqrt{2}) \quad (38)$$

kimi təsvir etmək^{*} lazımdır (bax «Əlavələr» §G). Beləliklə, VS modelində sərbəst lepton sahələri və onların qarşılıqlı təsirlərini təsvir edən tam laqranjianı aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

^{*} Burada nəzərə alınmışdır ki, simmetriyanın spontan pozulması nəticəsində (6) QH sahələrinin φ^\pm və h komponentləri artıq absorbsiyaya uğramışlar–udulmuşlar [(11), (12), (23) ifadələrinə və onlarla əlaqədar mülahizələrə bax].

$$\begin{aligned}
L_\ell = & \frac{i}{2} \bar{\psi}_{\nu_e} O_\mu \partial_\mu \psi_{\nu_e} + \bar{\psi}_e (i\gamma_\mu \partial_\mu - m_e) \psi_e + \\
& + \frac{g}{2\sqrt{2}} [\bar{\psi}_e O_\mu \psi_{\nu_e} W_\mu^- + \bar{\psi}_{\nu_e} O_\mu \psi_e W_\mu^+] + \\
& + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{4} \left[\bar{\psi}_e \gamma_\mu \left(\frac{-g^2 + 3g'^2}{g^2 + g'^2} - \gamma_5 \right) \psi_e + \bar{\psi}_{\nu_e} O_\mu \psi_{\nu_e} \right] Z_\mu + (39) \\
& + \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e A_\mu - \frac{m_e}{\eta} \bar{\psi}_e \psi_e H + \\
& + (e \rightarrow \mu, \nu_e \rightarrow \nu_\mu) + (e \rightarrow \tau, \nu_e \rightarrow \nu_\tau),
\end{aligned}$$

burada $O_\mu = \gamma_\mu (1 + \gamma_5)$.

Məlum olduğu kimi, elektronun elektromagnit qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi (*KED*) çox yüksək dəqiqliklə yoxlanmış nəzəriyyədir (§37-yə bax). Həmçinin məlumdur ki, μ -parçalanma ($\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$) prosesi kifayət qədər böyük dəqiqliklə zəif qarşılıqlı təsirlərin ənənəvi dördfermionlu kontakt *V-A*-nəzəriyyəsi çərçivəsində təsvir olunur. *KED* və kontakt *V-A*-nəzəriyyədə adı çəkilən proseslərə müvafiq laqranjianlar, uyğun olaraq,

$$e \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e A_\mu \quad (40)$$

və

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_e O_\beta \psi_{\nu_e} + \bar{\psi}_{\nu_\mu} O_\beta \psi_\mu) \quad (41)$$

şəklindədir (§37 və §38-ə bax), burada e – elektronun elektrik yükünün mütləq qiyməti ($e^2 = 4\pi c$), G_F –

müonun parçalanma prosesində dördfermionlu kontakt V–A-qarşılıqlı təsir sabitidir. VS nəzəriyyəsinin (39) laqranjianının müvafiq hədlərinin (40) və (41) laqranjianları ilə üst-üstə düşməsinə tələb edərək, yaza bilərik:

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \Theta = g' \cos \Theta, \quad (42)$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{f}{2m} = \frac{1}{2\eta^2} = \frac{g^2}{8m_W^2}. \quad (43)$$

Burada m_W – yüklü W^\pm bozonların kütləsidir. (42), (43) və (24)-dən çıxır ki,

$$m_W = \frac{1}{\sin \Theta} \sqrt{\frac{\pi\alpha}{G\sqrt{2}}} \geq 37,3 \text{ GeV}, \quad (44)$$

$$m_Z = \frac{2}{\sin 2\Theta} \sqrt{\frac{\pi\alpha}{G\sqrt{2}}} \geq 74,6 \text{ GeV}.$$

Əvvəllər də dediyimiz kimi, hazırda VS nəzəriyyəsi leptonların vahid elektroəif qarşılıqlı təsirlərinin ən realist nəzəriyyəsidir. Bu nəzəriyyədə irəli sürülən W^\pm və Z bozonların kütlələri böyük dəqiqliklə ölçülmüşdür (cədvəl 11.3-ə bax):

$$m_W = 80,40 \text{ GeV}, \quad m_Z = 91,19 \text{ GeV}. \quad (45)$$

(44)-ə əsasən bu təcrübi nəticələr VS parametri adlanan

$$x \equiv \sin^2 \Theta = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} \quad (46)$$

üçün $x \approx 0,222$ qiymətinə gətirir.

Göründüyü kimi, (39) laqranjianında leptonların vektor bozonlarla (W^\pm, Z, A) qarşılıqlı təsirlərini əks

etdirən hədlərlə yanaşı, həmçinin yüklü leptonların skalyar Hiqqsbosonla qarşılıqlı təsir hədləri də vardır. Bu qarşılıqlı təsir sabitləri

$$a_\ell = \frac{\sqrt{2}m_\ell}{\eta} = m_\ell \sqrt{2G\sqrt{2}} \quad (\ell = e, \mu, \tau) \quad (47)$$

adsız kəmiyyətlərdir və aşağıdakı qiymətlərə malikdir:

$$a_e = 2,93 \cdot 10^{-6}, \quad a_\mu = 6,07 \cdot 10^{-4}, \quad a_\tau = 1,02 \cdot 10^{-2}. \quad (48)$$

Bir neçə kəlmə də Hiqqsbosonun kütləsi (m_H) barədə. İlk baxışda belə nəticəyə gəlmək olar ki, nəzəriyyə m_H üzərinə heç bir məhdudiyət qoymur. Lakin belə qənaət həyəcanlanma nəzəriyyəsinin aşağı tərtibində alınmış nəticələrə əsaslanır. S. Vaynberq göstərmişdir (1976) ki, vakuunun dayanıqlığı şərti Hiqqsbosonun kütləsi üçün aşağı sərhəd tapmağa imkan verir, belə ki, bir skalyar izodubletli $SU(2) \times U(1)$ -modeli halında (VS modeli də bu qəbildəndir) bu sərhəd

$$m_H^2 \geq \frac{3\sqrt{2}G}{16\pi^2} (2m_W^4 + m_W^4) = \frac{3\alpha^2}{16\sqrt{2}G} \frac{2 + \sec^4 \Theta}{\sin^4 \Theta}$$

(49)

kimidir. VS parametrinin $x = 0,222$ təcrübi qiymətində [və ya W^\pm və Z bosonların kütlələrinin (45) qiymətlərində] alınır ki, $m_H \geq 7\text{GeV}$. Hazırda neytral Hiqqsbosonun kütləsi üçün məlum təcrübi fakt $m_H \geq 114,4\text{GeV}$ (cədvəl 11.3-ə bax).

Sonda qeyd edək ki, hadronlar güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak etmə qabiliyyətinə malik zərrəciklər

olduqlarından, onların baxılan elektrozəif qarşılıqlı təsir sxeminə daxil edilməsi daha mürəkkəb məsələdir.

§ 42. Böyük birləşmə

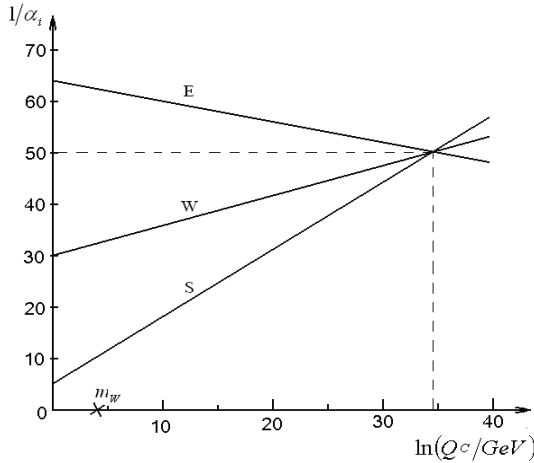
Elektrozəif qarşılıqlı təsirin müvəffəqiyyətlərindən ruhlanaraq, LKİ və SSP konsepsiyalarının səmərəliliyinə inanaraq, fiziklər zəif, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirlərin də vahid nəzəriyyəsinə yaratmaq yolunda geniş proqram həyata keçirmişlər. Bu nəzəriyyə **böyük birləşmə** və ya **böyük sintez** adlanır. «Böyük birləşmə» (və ya «böyük sintez») termini altında elə nəzəri model başa düşülür ki, o, özündə zəif, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirləri birləşdirsin, başqa sözlə, bu ad altında zəif, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsi başa düşülür.

Böyük birləşmə modelinin yaradılması yolunda ilk addım 1973-cü ildə C.Pati və Ə.Səlam tərəfindən atılmışdır. Sonralar böyük birləşmənin çoxlu variantları meydana gəlmişdir. İlk vaxtlar ən ümidverici nəzəriyyə 1974-cü ildə H.Corci ilə S.Qleşou tərəfindən irəli sürülən və SU(5) qrupuna əsaslanan sxem olmuşdur.

Böyük birləşmə modelləri elektrozəif qarşılıqlı təsir modellərinin cavab verə bilmədiyi bir sıra sualları cavablandırır: kvarkların nə üçün kəsr yükə malik olmalarını izah edir, VS modelinə sərbəst parametr kimi daxil olan $x \equiv \sin^2 \Theta$ -nın

hesablanmasını mümkün edir və bununla da onun üçün öncədən konkret, təcrübi qiymətə çox yaxın olan $x = 0,2$ qiymətini irəli sürür.

Böyük birləşmənin daha bir böyük müvəffəqiyyəti zəif, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirlərin effektiv əlaqə sabitlərinin* (yüklərinin) ötürülən impulsdan asılılığının təhlili ilə əlaqədardır. Şəkil 42.1-də zəif, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirlərin effektiv əlaqə sabitləri α_W , α_E və α_S -in ötürülən Q impulsundan nəzəri asılılıqları gətirilmişdir.



Şəkil 42.1

Qrafikdən görünür ki, effektiv sabitlər hər hansı bir nöqtədə görüşürlər (yəni onların qiymətləri bir nöqtədə üst-üstə düşür). Həmin nöqtənin koordinatları

$$Q_0 c \equiv E_0 \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ GeV}, \quad \alpha_0 \approx 0,02 \quad (1)$$

□ Bu modellərdə “əlaqə sabiti” termini yalnız tarixi mənə daşıyır. Əslində bu cür adlandırılan kəmiyyətlər ötürülən impulsun loqarifmik funksiyalarıdır.

kimidir. Bu enerjiyə

$$r \sim r_0 \approx 4 \cdot 10^{-31} m \quad (2)$$

məsafə müvafiqdir [(4.6) münasibətlərinə əsasən]. Deməli, bu məsafədə baxılan üç qarşılıqlı təsirin hamısı eyni bir sabitlə xarakterizə olunur, onların intensivlikləri eyniləşir, başqa sözlə, onlar arasındakı fərqlər aradan qalxır. Beləliklə, E_0 və r_0 kəmiyyətləri böyük birləşmənin enerji və fəza miqyaslarını müəyyən edir. Ötürülən impulsun $Q \geq Q_0 \sim 10^{15} GeV/c$ qiymətlərində bütün qarşılıqlı təsirlər – güclü, zəif və elektromaqnit- eyni “güc”ə malikdirlər, eyni bir universal əlaqə sabitilə müəyyən olunurlar.

Ötürülən impulsun azalması ilə bu qarşılıqlı təsirləri xarakterizə edən əlaqə sabitləri bir-birindən loqarifmik aralanırlar. Nəzəriyyədən alınır ki, kiçik impulslarda ($Q \ll 100 GeV/c$)

$$\begin{aligned} \alpha_W &= \frac{g^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2 \Theta} \approx \frac{1}{30} (1/\alpha_W \approx 30), \\ \alpha_E &= \frac{g'^2}{4\pi} \frac{5}{3} = \frac{5}{3} \frac{\alpha}{\cos^2 \Theta} \approx \frac{1}{64} (1/\alpha_E \approx 64), \\ \alpha_S &\approx \frac{1}{5} (1/\alpha_S \approx 5). \end{aligned} \quad (3)$$

Əlaqə sabitlərinin bu qiymətləri VS parametrinin $\sin^2 \Theta = 0,22$ qiymətinə müvafiqdir.

Aşağıda görəcəyimiz kimi, E_0 miqyası praktiki olaraq X və Y bozonların kütlələrilə üst-üstə düşür.

Fəza miqyası r_0 -a gəlincə, o, **Plank uzunluğu** adlanan

$$\ell_P = \sqrt{\frac{G_N}{c^3}} \approx 1,6 \cdot 10^{-35} m \quad (4)$$

(G_N - qravitasiya sabitidir) kəmiyyətindən dörd tərtib böyükdür. $r_0 \sim \ell_P$ məsafələrdə böyük birləşmə modellərində nəzərə alınmayan kvant qravitasiya effektləri özünü göstərir (nəzərə çarpacaq dərəcədə).

Yuxarıda göstərilənlərlə yanaşı, böyük birləşmə modellərinin diqqətçəkən bir nəticəsi də ondan ibarətdir ki, onlar əvvəlki modellərdə olmayan, keyfiyyətə tamamilə yeni hadisələr, məsələn, protonun qeyri-stabilliyini irəli sürür.

Bizim burada böyük birləşmə modelləri üzərində ətraflı dayanmaq məqsədimiz yoxdur. Lakin belə modellərdə zərrəciklərin sxemə hansı qayda ilə daxil edilmələri barədə oxucuda müəyyən təsəvvür yaratmaq istərdik. Böyük birləşmə modellərində leptonlar və kvarklar hər hansı qrupun ümumi bir multipletində yerləşdirilir. Bu yolda ilk addım leptonlar və kvarkları $SU(5)$ qrupuna əsasən birləşdirməklə (kvintet və deкупletdə) atılmışdır. $SU(5)$ qrupu $24(5 \times 5 - 1 = 24)$ generatora malikdir. $SU(5)$ simmetriyanın lokal olduğu nəzəriyyədə bu generatorların hər birinə bir vektorü bozon müvafiqdir. Hələ spontan pozulmamış dəqiq $SU(5)$ simmetriya halında bu: a) üç rəngdə ola bilən kvarklar arasında qarşılıqlı təsirin ötürücüləri olan 8 ədəd qlüondur; onlar $SU(3)_c$ («c» indeksi rəng mənasını verən «colour» ingilis sözünün baş

hərfidir) yarımqrupuna müvafiqdirlər; b) leptonlar arasında keçidi şərtləndirən 3 vektorü bozondur $-W_\mu^+$, W_μ^- , W_μ^0 ; onlar $SU(2)_L$ yarımqrupuna müvafiqdirlər; c) zərrəciklərin hiperyükləri arasında qarşılıqlı təsiri şərtləndirən a_μ bozonu [bax, məsələn, (41.15)-ə]; o, $U(1)$ qrupuna cavab verir. $SU(5)$ modelinin tərkib hissəsi olan elektrozəif qarşılıqlı təsirin VS (standart) modelində olduğu kimi, burada da W_μ^0 və a_μ sahələrinin xətti qarşılıqlı ortoqonal superpozisiyaları fotona (elektromaqnit sahəsinə) və neytral Z bozona gətirir [(41.16)-ya bax].

Yuxarıda göstərilən 24 bozondan qalan 12-si qeyri-adi xassəli bozonlardır:

$$X_{+4/3}^i, \tilde{X}_{-4/3}^i, Y_{+1/3}^i, \tilde{Y}_{-1/3}^i, \quad (5)$$

burada $i = R, Y, B$ – rəng indeksidir, aşağıdakı indekslər isə zərrəcikinin elektrik yükünü göstərir. Rəngli və kəsr elektrik yükünə malik olmaları ilə yanaşı, X və Y bozonların diqqətçəkən cəhətlərindən biri də onların həddən ziyadə ağır olmalarıdır: $m_X, m_Y \sim 10^{14} GeV$. Göründüyü kimi, bu kütlələr praktik olaraq böyük birləşmənin enerji miqyasını müəyyən edir [(1)-ə bax]. Qeyd edək ki, X və \tilde{X} bozonlar məsələn, $\tilde{d} \leftrightarrow e^-$ keçidini, Y və \tilde{Y} bozonlar isə, məsələn, $\tilde{d} \leftrightarrow \nu$ keçidini şərtləndirir (başqa sözlə, $X_{+4/3} \rightarrow e^+ \tilde{d}$, $Y_{+1/3} \rightarrow \tilde{\nu} \tilde{d}$, $e^+ \tilde{u}$). Göründüyü kimi, X və Y bozonlarla mübadilə həm barion, həm də lepton yükünün saxlanması qanunlarının pozulmasına gətirir. Bu pozulmaları əks etdirən elementar proseslər aşağıdakılardır:

$$uu \rightarrow X_{+4/3} \rightarrow e^+ \tilde{d}, \quad (6)$$

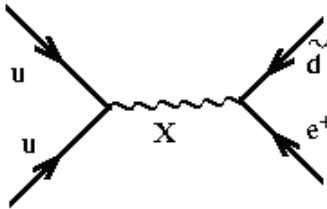
$$ud \rightarrow Y_{+1/3} \rightarrow \tilde{\nu} \tilde{d}, e^+ \tilde{u}. \quad (7)$$

Bu proseslər protonun qeyri-stabilliyinə gətirir:

$$p \equiv uud \rightarrow e^+ \tilde{d} \tilde{u} \text{ və ya } e^+ \tilde{u} u \Rightarrow e^+ \pi^0 (\eta, \rho^0, \omega^0),$$

$$p \equiv uud \rightarrow u \tilde{d} \tilde{v} \Rightarrow \tilde{v} \pi^+. \quad (8)$$

Ölçü təsəvvürlərinə əsasən şəkil 42.2-də gətirilən Feynman diaqramının [(6) prosesini təsvir edən] köməyiylə protonun parçalanma ehtimalını qiymətləndirək. Diaqrama iki tərəpə daxildir və odur ki, (6)



Şəkil 42.2

keçidinin amplitudu “yük”ün kvadratı ilə mütənasib olacaq. Digər tərəfdən (38.21) düsturuna gətirən təsəvvürlərə anoloji mülahizələrə əsasən amplitudun ifadəsinə $1/m_X^2$ vuruğu (lokal limit halına müvafiq) daxil edilməlidir. Parçalanmanın ehtimalı keçidin amplitudunun kvadratı ilə mütənasib olduğundan, protonun parçalanma ehtimalı üçün yaza bilərik*: $\Gamma_p \sim \alpha_0^2 / m_X^4$ Beləliklə, ölçü təsəvvürlərinə əsasən protonun parçalanma kanalının ehtimalını

□ Əvvəlcədən aydındır ki, ən ağır zərrəciklərin kütlələri (X bozon da bu cərgədəndir) böyük birləşmənin E_0 enerji miqyası tərtibində olmalıdır. Bu səbəbdən də biz əlaqə sabiti üçün onun şəkil 42.1-dəki “böhran” qiymətini götürürük. Eyni zamanda qeyd edək ki, apardığımız təqribi qiymətləndirmə üçün hansı əlaqə sabitindən $-\alpha_0$ -dan yoxsa zərrəciklərin elektrik yüklərilə müəyyən olunan hansısa başqa bir sabitdən, məsələn, deyək ki, $\alpha = e^2/4\pi$ kimi təyin olunan ənənəvi sabitdən-istifadə etməyin elə bir nəzərəçarpan fərqi yoxdur.

$$\Gamma_p \sim \alpha_0^2 \frac{m_p^5}{m_X^4} \quad (9)$$

kimi qiymətləndirmək olar. Protonun yaşama müddəti üçün təcrübi aşağı sərhəd $\sim 10^{31} il \approx 10^{38} san$ - dir. Odur ki, (9)-ə əsasən yaza bilərik:

$$\tau_p = \frac{1}{\Gamma_p} = \left(\frac{m_X}{m_p} \right)^4 \frac{1}{\alpha_0^2 m_p} \gtrsim 10^{38} san \quad (10)$$

Əgər $\alpha_0^2 m_p \approx 10^{20} san^{-1}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\frac{m_X}{m_p} \gtrsim 10^{14}.$$

Qeyd edək ki, bu cür qiymətləndirmə həmçinin Y bozonlar üçün də yararır. Beləliklə, alınır ki,

$$m_X \sim m_Y \gtrsim 10^{14} \text{ GeV}.$$

Ətraflı hesablamalar

$$10^{14} \text{ GeV} \lesssim m_X, m_Y \lesssim 10^{15} \text{ GeV}. \quad (11)$$

məhdudiyyətinə gətirir.

Aydındır ki, adətən stabil sayılan nüvələrdə (məsələn, $^{16}_8\text{O}$) olan neytronlar üçün də (8)-ə analoji parçalanmalar baş verməlidir:

$$n \equiv ddu \rightarrow d\tilde{d}\tilde{v} \Rightarrow \tilde{v}\pi^0(\eta, \rho^0, \omega^0), \quad (12)$$

$$n \equiv ddu \rightarrow d\tilde{u}e^+ \Rightarrow e^+\pi^-.$$

Aydındır ki, X və Y bozonların ikinci (μ^-, ν_μ) və üçüncü (τ^-, ν_μ) nəsəlptonlarla qarşılıqlı təsirləri proton və neytron üçün başqa parçalanma kanallarına da (parçalanmanın zəruri şərtini ödəyən) gətirməlidir.

Sonralar böyük birləşmə modellərinin daha geniş simmetriya qruplarına əsaslanan variantları meydana gəldi. Bu qəbildən $SO(10)$, $SO(14)$, $SO(22)$ modellərini, eləcə də G_2, F_4 , xüsusilə $E_6, E_7, \text{və } E_8$ müstəsna qruplara əsaslanan modelləri göstərmək olar.

§43. Supersimmetriya, superqravitasiya, genişlənmiş superqravitasiya

Yuxarıda tanış olduğumuz modellərdə multiplətlərə ayrılıqda ya fermionlar, ya da bozonlar daxil edilirdi. Supersimmetriya modellərində isə eyni bir multiplet həm bozon, həm də fermionlardan

qurulur. Bu ona gətirir ki, həmin simmetriyanın çevrilmələrində bozonlar fermionlara, fermionlar isə bozonlara keçir.

Supersimmetriya modelləri arasında çevrilmə parametrləri koordinat və zamanın funksiyası olanlar, yəni **lokal supersimmetriya** nəzəriyyələri daha maraqlıdır. Bu nəzəriyyələr **superqravitasiya** adlandırılır. Superqravitasiya da *LKİ* və *SSP* konsepsiyalarına əsaslanır; lakin onun əsasında daha bir ideya–yuxarıda qeyd etdiyimiz növ multiplətlərə gətirən supersimmetriya ideyası durur. Superqravitasiya modelində qravitonla yanaşı, spini $3/2$ olan kütləsiz zərrəciklər də meydana gəlir. Bu zərrəciklər **qravitino** adını almışdır. Superqravitasiya nəzəriyyəsinin sadə variantında qravitino kütləsiz və başqa zərrəciklərlə olduqca zəif əlaqəli zərrəcikdir. Lakin Hiqqs mexanizminə əsasən o, kütlə qazana və daha intensiv qarşılıqlı təsirə malik ola bilər. Bu, qravitonun təcrübədə müşahidəsinə ümid yaradır.

Həndəsi simmetriyanı daxili simmetriya ilə birləşdirən modellər xüsusilə böyük maraq kəsb edir. [hesab olunur ki, həndəsi simmetriya çevrilmələri (superçevrilmələr) lokal, daxili simmetriya çevrilmələri isə qlobaldır]. Onlar **genişlənmiş superqravitasiya** modelləri adını almışdır. Bu modellərdə Plank kütləsi (§4-ə bax)

$$m_p = G_N^{-1/2} \approx 1,2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}$$

bütün elementar zərrəciklər fizikasının təbii miqyası kimi çıxış edir. Ümüd etmək olar ki, bütün zərrəciklərin və bütün qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsinin qurulması yolu məhz superqravitasiyadan keçir. Genişlənmiş superqravitasiyanın simmetriya qrupu olaraq $SO(n)$ -dən istifadə olunur ($1 \leq n \leq 8$, n – qravitinoların sayıdır). n -in artması ilə supermultipletdə müxtəlif spinli zərrəciklərin sayı artır. Bir qravitonun mövcudluğu halında nəzəriyyənin bir-birindən qravitinoların növləri sayı ilə fərqlənən səkkiz variantı mümkündür. Məsələn $n = 8$ halında nəzəriyyədə 1 qraviton ($J = 2$), 8 qravitino ($J = 3/2$), 28 vektor bozon ($J = 1$), 56 spinor zərrəcik ($J = 1/2$) və 70 skalyar mezon ($J = 0$) meydana gəlir. $n > 8$ halında nəzəriyyəyə birdən artıq qraviton və $J > 2$ spinli yeni zərrəciklər daxil olur.

Göstərmək olar ki, $SO(8)$ qrupu bütün məlum fermion və kalibron multipletlərini əhatə etmək üçün heç də kifayət qədər geniş deyildir. Bu baxımdan $SU(8)$ qrupu daha genişdir.

Superqravitasiyanın sonrakı inkişafında növbəti addım təkcə superçevrilmələri (həndəsi simmetriya çevrilmələrini) deyil, həmçinin daxili simmetriya çevrilmələrini də lokallaşdırmaqdan ibarətdir. Bu, prinsipcə, qravitasiyanı digər qarşılıqlı təsirlərlə birləşdirən və yalnız bir sərbəst parametərə malik olan maksimal dərəcədə unifikasiyalanmış (vahid şəkllə salınmış) nəzəriyyəyə gətirməlidir.

Yuxarıda deyilənlərdən görüldüyü kimi, superqravitasiya aşkar öncəgörməyə qravitonun mövcudluğuna gətirir. Bu nəticənin təcrübədə

yoxlanılması
məsələdir.

fövqaladə

əhəmiyyətə

malik

SON SÖZ

Bu gün elementar hesab olunan çoxlu miqdar zərrəciklər – kvarklar, leptonlar və başqaları – doğrudanmı həqiqi elementar zərrəciklərdir? Ola bilsin ki, doğrudan da bu belədir. Ola da bilsin ki, bu gün həqiqi elementar saydığımız zərrəciklər daha elementar zərrəciklərdən təşkil olunmuşlar, deyək ki, subkvarklardan qurulmuşlar. Həm də ola bilsin ki, subkvarklardan təkcə kvarklar deyil, həmçinin bu gün həqiqi elementar sayılan başqa zərrəciklər də – leptonlar, qlüonlar və s. qurulmuşlar.

Digər bir məsələ. Elementar zərrəciklər və fundamental qarşılıqlı təsirlərin ideal vahid nəzəriyyəsində yalnız bir növ zərrəcik və bir sərbəst parametrlə xarakterizə olunan bir fundamental qarşılıqlı təsir iştirak etməlidir. Bu ideal əlçatandırımı? Hələlik məlum deyil. Mövcud vahid nəzəriyyələr yalnız qismən unifikasiyalama (vahid şəkllə salınma) ilə məhdudlanırlar.

Bu gün real olaraq yalnız elektrozəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsini bitmiş hesab etmək olar, çünki onun həddən çox nəticələri və öncəgörmələri öz təcrübi təsdiqini tapmışdır.

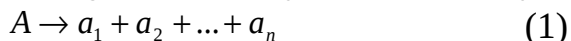
Qeyd edək ki, yuxarıda (bütün kitab boyu) söylənilənləri bizi əhatə edən aləmin dərki yolunda heç də bitmiş və yekun nəticə kimi qəbul etmək olmaz. Əminəm ki, **Ana Təbiətin** daha incə, daha heyvətəməz sürprizləri hələ qabaqdadır. Dərketmə prosesi sonsuzdur!

ƏLAVƏLƏR

§ A. Parçalanma, reaksiya və astana enerjiləri

Hər şeydən əvvəl nüvə və elementar zərrəciklər fizikasında geniş istifadə olunan parçalanma enerjisi, reaksiya enerjisi və astana enerjisi anlayışları ilə yaxından tanış olaq. Eləcə də reaksiya və astana enerjilərinin hansı qiymətlərində prosesin ekzotermik, endotermik və elastik səpilmə adlandırıldığına baxaq.

1. Parçalanma enerjisi. Ümumi şəkildə verilmiş



parçalanma prosesinə baxaq. Parçalanma prosesinə adətən başlanğıc zərrəciyin (A) sükunət sistemində baxılır. Bu sistemdə A zərrəciyinin impulsu $p_A = 0$ və odur ki, tam enerjisi sükunət enerjisinə bərabər olur, yəni $E_A = m_A c^2$. Bu sistemdə (1) prosesi üçün enerjinin saxlanma qanunu

$$m_A c^2 = \sum_i E_i = \sum_i \sqrt{m_i^2 c^4 + c^2 p_i^2} \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

şəkildə yazılır, burada E_i , p_i və $m_i - a_i$ zərrəciyinin tam enerjisi, impulsu və kütləsidir. Bu saxlanma qanununu

$$T_i = E_i - m_i c^2 \quad (2)$$

kimi təyin olunan kinetik enerjilər vasitəsilə yazsaq,

$$m_A c^2 = \sum_i m_i c^2 + \sum_i T_i \quad (3)$$

olar. Aydındır ki, bu bərabərliyin sağ tərəfinin minimal qiyməti $T_i = 0$ halına, yəni yaranan bütün zərrəciklərin sükunətdə olduqları hala müvafiqdir. Ona görə də deyə bilərik ki, (1) parçalanma prosesinin baş verməsi üçün

$$m_A \geq \sum_i m_i \quad (4)$$

şərti ödənməlidir. Bu şərtə **parçalanmanın zəruri şərti** deyilir. Əlbəttə, bu şərtin ödənilməsi (1) prosesinin getməsi üçün hələ tam zəmanət vermir, yəni o, kafi deyildir, çünki həmin proses başqa saxlanma qanunları ilə qadağan oluna bilər. Məsələn,

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + e^+, \\ n &\rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \\ n &\rightarrow p + e^- + \gamma \end{aligned}$$

proseslərinin hər biri (4) zəruri şərtini ödəyir, lakin buna baxmayaraq, onların heç biri reallaşmır (getmir). Çünki birinci prosesdə elektrik yükü (Q), ikinci prosesdə barion yükü (B), üçüncü prosesdə isə lepton yükü (L) saxlanmır.

Parçalanma prosesində ayrılan enerjİYə, yəni yaranan a_i zərrəciklərinin kinetik enerjilərinin cəminə **parçalanma enerjisi** deyilir. (3)-dən görüldüyü kimi, bu enerjini başlanğıc zərrəciyin

sükunət enerjisi ilə son zərrəciklərin yekun sükunət enerjilərinin fərqi kimi də göstərmək olar, yəni

$$Q = \sum_i T_i = m_A c^2 - \sum_i m_i c^2. \quad (5)$$

(4) və (5)-dən çıxır ki, parçalanmanın zəruri şərti $Q \geq 0$ şəklində də ifadə edilə bilər.

2. Reaksiya enerjisi. İndi də a və b zərrəciklərinin toqquşması zamanı baş verən ümumi

$$a + b \rightarrow x_1 + x_2 + \dots + x_n \quad (6)$$

prosesinə baxaq. Bu prosesdə enerjinin saxlanması qanununu yazmaq:

$$E_a + E_b = \sum_i E_i.$$

Kinetik və tam enerjilər arasındakı münasibətdən [(2)-yə bax] istifadə edərək, bu saxlanma qanununu aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\sum_i T_i - (T_a + T_b) = (m_a + m_b)c^2 - \sum_i m_i c^2. \quad (7)$$

Son və başlanğıc halların kinetik enerjilərinin fərqinə **reaksiya enerjisi** deyilir, yəni

$$Q = \sum_i T_i - (T_a + T_b).$$

(7)-dən görünür ki, bu enerji həmçinin başlanğıc zərrəciklərin yekun sükunət enerjiləri ilə son zərrəciklərin yekun sükunət enerjilərinin fərqinə bərabərdir:

$$Q = (m_a + m_b)c^2 - \sum_i m_i c^2. \quad (8)$$

Əgər reaksiya kinetik enerjinin ayrılması ilə gedirsə, yəni $Q > 0$ olursa, onda o, **ekzotermik reaksiya** adlanır. Bu cür reaksiyada başlanğıc

zərrəciklərin kütlələri cəmi son zərrəciklərin kütlələri cəmindən böyükdür.

Əgər reaksiya kinetik enerjinin udulması ilə gedirsə, yəni $Q < 0$ olursa, onda o, **endotermik reaksiya** adlanır. Belə reaksiyada başlanğıc zərrəciklərin kütlələri cəmi son zərrəciklərin kütlələri cəmindən kiçikdir.

$Q = 0$ halında reaksiya **elastik səpilmə prosesi** adlanır və

$$a + b \rightarrow a + b$$

şəkildə yazılır.

3. Astana enerjisi. İxtiyari (6) prosesi misalında astana (hüdüdü) enerjisinin nə demək olduğunu aydınlaşdırıq. Prosesə laboratoriya sistemində, yəni başlanğıc zərrəciklərdən birinin, məsələn, b zərrəciyinin sükunətdə ($p_b = 0$) olduğu sistemdə baxaq. Reaksiyanın **astana enerjisi** dedikdə, düşən zərrəciyin (a) elə minimal $T_0 \equiv T_a^{\min}$ kinetik enerjisi başa düşülür ki, həmin enerjidə reaksiya energetik əlverişli olsun.

Baxılan (6) reaksiyanın başlanğıc halını (sol tərəfini) bir sistem – bir zərrəcik ($a + b = X$) hesab edərək, ona

$$X = x_1 + x_2 + \dots + x_n$$

parçalanma reaksiyası kimi [(1)-ə analogi] baxmaq olar. Şərti X zərrəciyin kütləsini M ilə işarə edərək, yazı bilərik:

$$M^2 c^4 = (E_a + E_b)^2 - c^2 (p_a + p_b)^2 = m_a^2 c^4 + m_b^2 c^4 + 2m_b c^2 E_a$$

,

buradan da

$$Mc^2 = \sqrt{(m_a^2 + m_b^2)c^4 + 2m_b c^2 E_a} . \quad (9)$$

Aydındır ki, baxılan halda parçalanmanın (4) zəruri şərti

$$\sqrt{(m_a^2 + m_b^2)c^4 + 2m_b c^2 E_a^{\min}} \geq \sum_i m_i c^2$$

şəklində olar. Bu münasibətdə bərabərlik işarəsi a zərrəciyinin enerjisinin minimal qiymətinə (E_a^{\min}) müvafiqdir, yəni

$$\sqrt{(m_a^2 + m_b^2)c^4 + 2m_b c^2 E_a^{\min}} = \sum_i m_i c^2 .$$

Buradan tapırıq ki,

$$E_a^{\min} = \frac{c^2}{2m_b} \left[\left(\sum_i m_i \right)^2 - m_a^2 - m_b^2 \right]. \quad (10)$$

Beləliklə, (6) reaksiyasının **astana (hüddud) enerjisi** üçün aşağıdakı qiyməti alırıq:

$$T_0 = E_a^{\min} - m_a c^2 = \frac{c^2}{2m_b} \left[\sum_i m_i - (m_a + m_b) \right] \times \left[\sum_i m_i + (m_a + m_b) \right]. \quad (11)$$

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, ekzotermik reaksiya üçün $(m_a + m_b) > \sum_i m_i$ olduğundan, (11)-ə əsasən alırıq ki, $T_0 < 0$, yəni ekzotermik prosesdə astana enerjisi mənfidir.

Endotermik reaksiya üçün $(m_a + m_b) < \sum_i m_i$ olduğundan, (11)-dən çıxır ki, $T_0 > 0$, yəni endotermik proses üçün astana enerjisi müsbətdir.

Aydındır ki, elastik səpilmə prosesi üçün $T_0 = 0$

§B. Metastabil zərrəciklərin əsas parçalanma kanalları

B.1 və B.2 cədvəllərində, uyğun olaraq, metastabil mezon və barionların əsas parçalanma kanalları, onların nisbi ehtimalları, eləcə də zərrəciklərin yaşama müddətləri gətirilmişdir. Həmin cədvəllərə yalnız adi və qəribə hadronlar daxil edilmişdir. Metastabil zərrəciklər sırasına həmçinin müon və taon da daxildir. Müonun parçalanma kanalları aşağıdakılardır (mötərizədə parçalanma kanalının faizlərlə nisbi ehtimalı gətirilmişdir):

$$\mu^- \rightarrow e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu (98,6), e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu \gamma (\sim 1,4).$$

Qeyd edək ki, müon, prinsipcə,

$$\mu^- \rightarrow e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu e^- e^+$$

kanalı vasitəsilə də parçalana bilər. Lakin bu proses olduqca az ehtimallıdır ($\sim 3,4 \cdot 10^{-5}$).

Metastabil Mezonların Parçalanma Kanalları

Cədvəl B.1

Zərrəcik	Əsas parçalanma kanalları	Nisbi ehtimal, %	Yaşama müddəti, <i>san</i>
π^+	$\mu^+ \nu_\mu$	99,988	$2,603 \cdot 10^{-8}$
π^0	2γ $e^+ e^- \gamma$	98,798 1,198	$8,4 \cdot 10^{-17}$
η	2γ $3\pi^0$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$	39,38 32,51 22,7 4,69	$5,06 \cdot 10^{-19}$
K^+	$\mu^+ \nu_\mu$ $\pi^0 e^+ \nu_e$ $\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$ $\pi^+ \pi^0$ $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\pi^+ \pi^0 \pi^0$	63,44 4,98 3,32 20,92 5,590 1,757	$1,238 \cdot 10^{-8}$
K_S^0	$\pi^+ \pi^-$ $2\pi^0$	69,20 30,69	$8,958 \cdot 10^{-11}$
K_L^0	$\pi^\pm e^\mp \tilde{\nu}_e (\nu_e)$ $\pi^\pm \mu^\mp \tilde{\nu}_\mu (\nu_\mu)$ $3\pi^0$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$	40,53 27,02 19,56 12,56	$5,114 \cdot 10^{-8}$

Metastabil Barionların Parçalanma Kanalları

Cədvəl B.2

Zərrəcik	Əsas parçalanma kanalları	Nisbi ehtimal, %	Yaşama müddəti, <i>san</i>
n	$pe^{-}\tilde{\nu}_e$	100	885,7
Λ	$p\pi^{-}$ $n\pi^0$	63,9 35,8	$2,631 \cdot 10^{-10}$
Σ^+	$p\pi^0$ $n\pi^+$	51,57 48,31	$8,018 \cdot 10^{-11}$
Σ^0	$\Lambda\gamma$	100	$7,4 \cdot 10^{-20}$
Σ^-	$n\pi^{-}$	99,848	$1,479 \cdot 10^{-10}$
Ξ^0	$\Lambda\pi^0$	99,523	$2,90 \cdot 10^{-10}$
Ξ^-	$\Lambda\pi^{-}$	99,887	$1,639 \cdot 10^{-10}$
Ω^-	ΛK^- $\Xi^0\pi^{-}$ $\Xi^-\pi^0$	67,8 23,6 8,6	$8,21 \cdot 10^{-11}$

Taonun parçalanma kanalları iki qrupa bölünür: lepton və yarıhadron kanalları. Lepton parçalanma kanalları:

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu \nu_\tau (17,36), \mu^- \tilde{\nu}_\mu \nu_\tau \gamma (3,6 \cdot 10^{-3}),$$

$$e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau (17,84), e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau \gamma (1,75);$$

yarıhadron parçalanma kanalları:

$$\begin{aligned}
\tau^- &\rightarrow v_\tau + (2n+1)\pi = v_\tau + \pi^- + (2n\pi)^0 = \\
&= v_\tau + \pi^- + \begin{cases} 0(n=0) : 10,90\%; \\ 2\pi^0(n=1) : 9,25\%; \\ \pi^+\pi^-(n=1) : 9,33\%; \\ (4\pi)^0(n=2) : 7,6 \cdot 10^{-3}\%; \end{cases} \\
\tau^- &= v_\tau + 2n\pi = v_\tau + \pi^- + [(2n-1)\pi]^0 = \\
&= v_\tau + \pi^- + \begin{cases} \pi^0(n=1) : 25,50\%; \\ 3\pi^0(n=2) : 1,04\%; \\ \pi^+\pi^-\pi^0(n=2) : 4,59\%. \end{cases}
\end{aligned}$$

Qeyd edək ki, taonun bir sıra başqa parçalanma kanalları da mövcuddur. K, η mezonların, eləcə də ρ, ω, K^* rezonansların yaranması ilə reallaşan bu kanallar az ehtimallıdırlar. Yuxarıda gətirdiyimiz nisbi ehtimallara əsasən asanca başa düşmək olar ki, həmin kanalların birgə nisbi ehtimalları $\sim 2,5\%$ tərtibindədir.

§C. Barionların mümkün kvark tərkibləri

Əsas mətndə deyildiyi kimi, bu gün hesab edilir ki, təbiətdə 6 növ kvark (u, d, s, c, b, t) və bir o qədər də antikvark ($\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{c}, \tilde{b}, \tilde{t}$) mövcuddur. Sual olunur ki, hər birində 3 kvark olmaqla (§32-yə bax), 6 kvarkdan neçə növ və hansı barion halları (əsas) düzəltmək olar?

Cədvəl C.1-də qəribəlik (S), füsünkarlıq (C), gözəllik (b) və əsillik (t) kvant yüklərinin (ədədlərinin) heç birinə malik olmayan (yəni yalnız u və d kvarklardan ibarət), həmçinin göstərilən kvant yüklərinin yalnız birinə malik olan mümkün (28 ədəd) barion halları və təcrübədə müşahidə edilmiş müvafiq stabil və metastabil barionlar gətirilmişdir.

Kvant yükü olmayan və yalnız bir kvant yükünə malik barion halları*

Cədvəl C.1

Adı		Qəribə		Füsünkar		Gözəl		Əsil					
1	2	S	1	2	C	1	2	b	1	2	t	1	2
uuu			suu	Σ^+		cuu			buu			tuu	
uud	p	-1	sud	Λ, Σ^0	+1	cud	Λ_c^+	-1	bud	Λ_b^0	+1	tud	
udd	n		sdd	Σ^-		cdd			bdd			tdd	
ddd			ssu	Ξ^0		ccu			bbu			ttu	
		-2	ssd	Ξ^-	+2	ccd		-2	bbd		+2	ttd	
		-3	sss	Ω^-	+3	ccc		-3	bbb		+3	ttt	

*C.1, C.2 və C.3 cədvəllərinin üçündə də:

- kvant yükü dedikdə S, C, b və t kvant ədədləri başa düşülür;
- sütun 1-də mümkün barion halları (kvark tərkibləri),
sütun 2-də məlum (kəşf edilmiş) barionlar gətirilmişdir.

Cədvəl C.2-də S, C, b və t kvant yüklərinin ikisinə malik olan mümkün (24 ədəd) barion halları və

İki kvant yükünə malik barion halları*

Cədvəl C.2

Qərribə-Füsiünkar		Qərribə-Gözal		Qərribə-Əsil		Füsiünkar-Gözal		Füsiünkar-Əsil		Gözal-Əsil	
S, C	1 2	S, b	1 2	S, t	1 2	C, b	1 2	C, t	1 2	b, t	1 2
-1,+1	Ξ_c^+ scu	-1,-1	Ξ_b^0 sbu	-1,+1	stu	+1,-1	cbu	+1,+1	ctu	-1,+1	btu
-2,+1	Ξ_c^0 scd		Ξ_b^- sbd	std			cbd	ctd			btd
-1,+2	ssc	-2,-1	ssb	-2,+1	sst	+2,-1	ccb	+2,+1	ccr	-2,+1	bbt
	scc	-1,-2	sbb	-1,+2	stt	+1,-2	cbb	+1,+2	ctt	-1,+2	btt

Üç kvant yükünə malik barion halları*

Cədvəl C.3

Qərribə-Füsiünkar-Gözal		Qərribə-Füsiünkar-Əsil		Qərribə-Gözal-Əsil		Füsiünkar-Gözal-Əsil	
S, C, b	1 2	S, C, t	1 2	S, b, t	1 2	C, b, t	1 2
-1,-1,-1	scb	-1,+1,+1	scd	-1,-1,+1	sbt	+1,-1,+1	cbt

təcrübədə müşahidə edilmiş müvafiq metastabil barionlar gətirilmişdir.

Cədvəl C.3-də S, C, b və t kvant yüklərinin üçünə malik olan mümkün (4 ədəd) metastabil barion halları gətirilmişdir.

§ D. Pauli və Dirak matrisaları

D.1. Törəmə matrisalar. n sayda sətərə və n sayda sütuna malik olan matrisaya n **tərtibli** (n **cərgəli**) kvadrat matrisa və ya $n \times n$ **ölçülü matrisa** deyilir.

Belə matrisanı

$$A = (a_{ik}) = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \dots a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} \dots a_{2n} \\ \dots & \dots \\ a_{n1} & a_{n2} \dots a_{nn} \end{pmatrix} \quad (1)$$

kimi işarə edəcəyik. Qeyd edək ki, (1) matrisasını, sadəcə olaraq, $n \times n$ -**matrisa** kimi də adlandırırırlar. Matrisanın elementləri a_{ik} , bir qayda olaraq, ədəd (kompleks və ya həqiqi) olur, lakin bəzən bu elementlər başqa riyazi obyektlər (vektorlar, çoxhədlilər və s.) də ola bilər.

Bu və ya digər riyazi əməliyyatlarla (1) matrisasından alınan bir sıra matrisalarla tanış olaq.

a) Matrisanın kompleks qoşması. Elementləri A matrisasının uyğun elementlərinin kompleks qoşması olan matrisaya A -ya **kompleks qoşma matrisa** deyilir və A^* kimi işarə olunur.

$$A^* = (a_{ik}^*) = \begin{pmatrix} a_{11}^* & a_{12}^* \dots a_{1n}^* \\ a_{21}^* & a_{22}^* \dots a_{2n}^* \\ \dots & \dots \\ a_{n1}^* & a_{n2}^* \dots a_{nn}^* \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Bütün elementləri həqiqi kəmiyyət olan matrisaya **həqiqi matrisa**, heç olmasa bir elementi kompleks kəmiyyət olan matrisaya **kompleks matrisa** deyilir.

b) Matrisanın transponəsi. A matrisanın uyğun (eyni saylı) sətir və sütun elementlərinin bir-birilə yerlərini dəyişməklə alınan matrisaya A **matrisasının transponəsi** və ya A-ya **transponə olunmuş matrisa** deyilir və \tilde{A} kimi işarə olunur:

$$\tilde{A} = (\tilde{a}_{ik}) = (a_{ki}) = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{21} \dots a_{n1} \\ a_{12} & a_{22} \dots a_{n2} \\ \dots & \dots \\ a_{1n} & a_{2n} \dots a_{nn} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Əgər matrisanın transponəsi matrisanın özünə bərabər olarsa, yəni matrisa

$$\tilde{A} = A (a_{ki} = a_{ik}) \quad (4)$$

şərtini ödəyərsə, onda ona **simmatrik matrisa**, əgər matrisa üçün

$$\tilde{A} = -A (a_{ki} = -a_{ik}) \quad (5)$$

şərti ödənərsə, ona **çəpsimmatrik matrisa** deyilir.

c) Matrisanın qoşması. A matrisasına ardıcıl tətbiq edilən kompleks qoşmalama və transponələmə əməliyyatlarının nəticəsində alınan

matrisaya (başqa sözlə, A matrisasının transponəsinin kompleks qoşmasına və ya kompleks qoşmasının transponəsinə) **qoşma matrisa** deyilir və A^+ kimi işarə olunur:

$$A^+ = \tilde{A}^* = (\tilde{a}_{ik}^*) = (a_{ki}^*) = \begin{pmatrix} a_{11}^* & a_{21}^* \dots a_{n1}^* \\ a_{12}^* & a_{22}^* \dots a_{n2}^* \\ \dots & \dots \\ a_{1n}^* & a_{2n}^* \dots a_{nn}^* \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Əgər matrisanın qoşması matrisanın özünə bərabər olarsa, yəni matrisa üçün

$$A^+ = A (a_{ki}^* = a_{ik}) \quad (7)$$

şerti ödənersə, onda belə matrisaya **öz-özünə qoşma** və ya **ermit matrisa** deyilir. Əgər (7) münasibətinin hər iki tərəfini kompleks qoşmalasaq,

$$\tilde{A} = A^* (a_{ki} = a_{ik}^*) \quad (8)$$

alarıq, yəni ermit matrisanın transponəsi kompleks qoşmasına bərabər olur.

Əgər A matrisası üçün

$$A^+ = -A (a_{ki}^* = -a_{ik}), \quad (9a)$$

yaxud

$$\tilde{A} = -A^* (a_{ki} = -a_{ik}^*) \quad (9b)$$

şerti ödənersə, onda ona **çəpermit matrisa** deyilir.

Matrisanı kompleks qoşmalama, transponələmə və qoşmalama nəticəsində alınan matrisalara [(2), (3) və (6)-ya bax] **törəmə matrisalar** deyilir.

D.2. Pauli matrisaları və onların xassələri. İki cərgəli (iki sətir və iki sütunlu)

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (10)$$

matrisalarına σ -**matrisalar**, yaxud **Pauli matrisaları** deyilir. Bu matrisalarla yanaşı $\tilde{1}$ (vahid) və $\tilde{0}$ (sıfır) matrisaları da daxil edək:

$$\tilde{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \tilde{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Göründüyü kimi,

$$\begin{aligned} \sigma_1^* &= \sigma_1, & \sigma_2^* &= -\sigma_2, & \sigma_3^* &= \sigma_3, \\ \tilde{\sigma}_1 &= \sigma_1, & \tilde{\sigma}_2 &= -\sigma_2, & \tilde{\sigma}_3 &= \sigma_3, \\ \sigma_i^+ &= \sigma_i \quad (i=1,2,3). \end{aligned} \quad (12)$$

Deməli, σ_1 və σ_3 matrisalarının həm kompleks qoşmaları, həm də transponələri özləri ilə üst-üstə düşür, yəni onlar həm həqiqi, həm də simmetrik matrisalardır. σ_2 matrisası isə, əksinə, – həm xəyali, həm də çəpsimmetrik matrisadır. Lakin hər üç Pauli matrisası ermit matrisadır.

Bilavasitə yoxlamaqla əmin olmaq olar ki,

$$\sigma_1\sigma_2 = i\sigma_3, \quad \sigma_2\sigma_3 = i\sigma_1, \quad \sigma_3\sigma_1 = i\sigma_2. \quad (13)$$

Eləcə də görmək olar ki,

$$\sigma_1\sigma_2 = -\sigma_2\sigma_1, \quad \sigma_2\sigma_3 = -\sigma_3\sigma_2, \quad \sigma_3\sigma_1 = -\sigma_1\sigma_3 \quad (14)$$

və

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \sigma_3^2 = 1. \quad (15)$$

Pauli matrisalarının (13)-(15) xassələrini aşağıdakı kimi bir düsturla ifadə etmək olar:

$$\sigma_i\sigma_k = \delta_{ik}\tilde{1} + i\varepsilon_{ik\ell}\sigma_\ell. \quad (16)$$

Burada və gələcəkdə latın hərflərilə işarə olunan indekslər 1,2,3 qiymətlərini alır. Odur ki, belə indeksli δ -simvol (δ_{ik}) və ε -simvol (ε_{ikl}) da üçölçülü olacaqdır. Bir daha qeyd edək ki, δ_{ik} -üçölçülü iki rəngli simmetrik vahid tenzordur:

$$(17) \quad \delta_{ik} = \begin{cases} 1, & \text{əgər } i = k; \\ 0, & \text{əgər } i \neq k; \end{cases}$$

ε_{ikl} -üçölçülü üç rəngli tam antisimmetrik tenzordur. $27(3^3)$ ədədin toplusundan ibarət bu simvol aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$(18) \quad \varepsilon_{ikl} = \begin{cases} 1, & \text{əgər bütün indekslər müxdəlifdirsə və onların } ikl \text{ düzülüşi } 123 \text{ ardıcılığından cüt sayda yerdəyişmə ilə alınarsa,} \\ -1, & \text{əgər bütün indekslər müxtəlifdirsə və onların } ikl \text{ düzülüşi } 123 \text{ ardıcılığından tək sayda yerdəyişmə ilə alınarsa,} \\ 0, & \text{əgər } i, k, l \text{ indekslərindən heç olmasa ikisi eyni olarsa.} \end{cases}$$

ε_{ikl} -simvolunun komponentlərindən 21-i sıfır, 3-ü $+1$ -ə ($\varepsilon_{123} = \varepsilon_{231} = \varepsilon_{312} = 1$), 3-ü isə -1 -ə ($\varepsilon_{132} = \varepsilon_{321} = \varepsilon_{213} = -1$) bərabərdir.

Nəzəri fizika $\varepsilon_{ikl}\varepsilon_{mns}$ hasilinə və həmin hasildə bu və ya digər indekslər üzrə cəmləmə hallarına tez-tez

rast gəlinir. Aydınır ki, $\varepsilon_{ikl}\varepsilon_{mns}$ hasilı həqiqi tenzordur. Biləvasitə yoxlamaqla əmin olmaq olar ki, bu hasilı aşağıdakı kimi 3×3 ölçülü determinant vasitəsilə ifadə etmək olar:

$$\varepsilon_{ikl}\varepsilon_{mns} = \begin{vmatrix} \delta_{im} & \delta_{in} & \delta_{is} \\ \delta_{km} & \delta_{kn} & \delta_{ks} \\ \delta_{\ell m} & \delta_{\ell n} & \delta_{\ell s} \end{vmatrix}. \quad (19)$$

Bu hasilı bir cüt, iki cüt və üç cüt indeksə görə cəmləyək (lallaşdırıq). Əgər (19)-u δ_{im} -ə vurub,

$$\delta_{i\ell}\delta_{\ell k} = \delta_{ik}, \quad \delta_{ik}\delta_{ik} = 3$$

(20)

münasibətlərini nəzərə alsaq,

$$\delta_{im}\varepsilon_{ikl}\varepsilon_{mns} = \varepsilon_{ikl}\varepsilon_{ins} = \begin{vmatrix} \delta_{kn} & \delta_{ks} \\ \delta_{\ell n} & \delta_{\ell s} \end{vmatrix} = \delta_{kn}\delta_{\ell s} - \delta_{ks}\delta_{\ell n} \quad (21)$$

alarıq. Bu münasibəti əvvəlcə δ_{kn} -ə, alınan nəticəni $\delta_{\ell s}$ -ə vursaq, uyğun olaraq, alarıq:

$$\delta_{kn}\varepsilon_{ikl}\varepsilon_{ins} = \varepsilon_{ikl}\varepsilon_{iks} = 2\delta_{\ell s}, \quad (22)$$

$$\delta_{\ell s}\varepsilon_{ikl}\varepsilon_{ins} = \varepsilon_{ikl}\varepsilon_{ikl} = 6. \quad (23)$$

D.3. Dirak matrisaları və onların xassələri. γ -matrisaların təyini. Nəzəri fizikada Dirak matrisaları, yaxud γ -matrisalar adlanan dörd cərgəli (dörd sətir və dörd sütunlu) matrisalardan geniş istifadə olunur:

$$\gamma_1 = \begin{pmatrix} \tilde{0} & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & \tilde{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned}
 \gamma_2 &= \begin{pmatrix} \tilde{0} & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & \tilde{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 \gamma_3 &= \begin{pmatrix} \tilde{0} & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & \tilde{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 \gamma_4 &= \begin{pmatrix} \tilde{1} & \tilde{0} \\ \tilde{0} & -\tilde{1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{24}$$

Bu mühüm matrisalar sırasına həmçinin γ_5 -matrisa və vahid (I) matrisa da daxildir:

$$\begin{aligned}
 \gamma_5 &= i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = -\begin{pmatrix} \tilde{0} & \tilde{1} \\ \tilde{1} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 \mathbf{I} &= \begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{I}} & \tilde{\mathbf{0}} \\ \tilde{\mathbf{0}} & \tilde{\mathbf{I}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{25}$$

γ matrisalardan törəmə matrisaları yazmaq. Kompleks qoşma matrisalar:

$$\gamma_1^* = \gamma_1, \quad \gamma_2^* = -\gamma_2, \quad \gamma_3^* = \gamma_3, \quad \gamma_4^* = \gamma_4, \quad \gamma_5^* = \gamma_5; \tag{26}$$

transponə matrisalar:

$$\tilde{\gamma}_1 = -\gamma_1, \quad \tilde{\gamma}_2 = \gamma_2, \quad \tilde{\gamma}_3 = -\gamma_3, \quad \tilde{\gamma}_4 = \gamma_4, \quad \tilde{\gamma}_5 = \gamma_5; \tag{27}$$

qoşma matrisalar:

$$\begin{aligned} \gamma_1^+ &= \tilde{\gamma}_1^* = -\gamma_1, & \gamma_2^+ &= \tilde{\gamma}_2^* = -\gamma_2, & \gamma_3^+ &= \tilde{\gamma}_3^* = -\gamma_3, \\ \gamma_4^+ &= \tilde{\gamma}_4^* = \gamma_4, & \gamma_5^+ &= \tilde{\gamma}_5^* = \gamma_5. \end{aligned} \quad (28)$$

Bu münasibətlərdən görünür ki, γ_1, γ_3 , matrisalar çəpsimmetrik və çəpermit, γ_2 matrisa simmetrik və çəpermit, γ_4, γ_5 matrisaları isə simmetrik və ermit matrisalardır. Həmçinin qeyd edək ki, γ_2 xəyali, qalan matrisalar isə həqiqidir.

Asanca görmək olar ki, γ - matrisaların hasillərinin qoşması aşağıdakı kimi təyin olunacaq:

$$(\gamma_\mu \gamma_\nu)^+ = \gamma_\nu^+ \gamma_\mu^+, \quad (29)$$

$$(\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho)^+ = \gamma_\rho^+ \gamma_\nu^+ \gamma_\mu^+ \quad \text{və s.}$$

γ -matrisaların ödədikləri bir sıra vacib münasibətləri gətirək. Bilavasitə yoxlamaqla əmin olmaq olar ki, Dirak matrisaları aşağıdakı kommutasiya münasibətlərinə tabedirlər:

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I = 2\delta_{\mu\nu}, \quad (30)$$

$$\gamma_\mu \gamma_5 + \gamma_5 \gamma_\mu = 0, \quad (31)$$

burada $\delta_{\mu\nu}$ aşağıdakı kimi təyin olunan dördölçülü iki rəngli simmetrik vahid tenzordur:

$$\delta_{\mu\nu} = \begin{cases} 1, & \text{əgər } \mu = \nu = 4; \\ -1, & \text{əgər } \mu = \nu = 1, 2, 3; \\ 0, & \text{əgər } \mu \neq \nu. \end{cases} \quad (32)$$

(30)-(31)- dən çıxır ki, γ -matrisalar antikommutativ matrisalardır və

$$\gamma_1^2 = \gamma_2^2 = \gamma_3^2 = -1, \quad \gamma_4^2 = \gamma_5^2 = 1. \quad (33)$$

Yeri gəlmişkən qeyd edək ki,

$$\begin{aligned} A_\mu \delta_{\mu\nu} &= A_\nu, \quad A_\mu B_\nu \delta_{\mu\nu} = A_\nu B_\nu = A B \\ \delta_{\mu\nu} \delta_{\mu\nu} &= 4. \end{aligned} \quad (34)$$

Qeyd edək ki, biz burada iki 4-vektorun hasilini

$$AB = A_\nu B_\nu = A_4 B_4 - AB \quad (35)$$

kimi təyin edirik. Aydınadır ki, bu metrikada zərrəciyin 4-impulsunun kvadratı

$$p^2 = p_4^2 - p^2 = m^2 \quad (36)$$

kimi təyin olunacaq (m – zərrəciyin kütləsidir).

Hər hansı A_μ 4-vektorun γ_μ matrisasına hasilini \hat{A} kimi işarə edəcəyik:

$$\hat{A} = A_\mu \gamma_\mu = A_4 \gamma_4 - A \gamma. \quad (37)$$

γ -matrisaların (30) kommutasiya münasibətlərinə əsasən bir sıra vacib münasibətlər alaıq. Əgər (30) münasibətini $\delta_{\mu\nu}, A_\mu A_\nu$ və A_ν -yə vursaq, (34) münasibətlərini nəzərdə tutsaq, onda, uyğun olaraq, alarıq:

$$\begin{aligned} \gamma_\mu \gamma_\mu &= 4, \\ \hat{A} \hat{B} + \hat{B} \hat{A} &= 2A_\mu B_\mu = 2AB, \\ \gamma_\mu \hat{A} + \hat{A} \gamma_\mu &= 2A_\mu. \end{aligned} \quad (38)$$

Axırınıcı münasibəti sağdan $R\gamma_\mu$ -yə (R – ixtiyari ifadədir) vursaq,

$$\gamma_\mu \hat{A} R \gamma_\mu + \hat{A} \gamma_\mu R \gamma_\mu = 2R \hat{A} \quad (39)$$

alarıq. Əgər $\gamma_\mu \gamma_\mu = 4$ olduğunu və (30) kommutasiya münasibətlərini nəzərə alsaq, (39)-dan alarıq ki,

$$\begin{aligned}
 R = 1 \text{ olduqda: } & \gamma_\mu \hat{A} \gamma_\mu = -2\hat{A}, \\
 R = \hat{B} \text{ olduqda: } & \gamma_\mu \hat{A} \hat{B} \gamma_\mu = 2\hat{B}\hat{A} + 2\hat{A}\hat{B} = 4AB, \\
 R = \hat{B}\hat{C} \text{ olduqda: } & \gamma_\mu \hat{A} \hat{B} \hat{C} \gamma_\mu = -2\hat{C}\hat{B}\hat{A}.
 \end{aligned} \tag{40}$$

§ E. Dördfermionlu kontakt zəif qarşılıqlı təsir hamiltonianı haqqında

Aşağıda deyəcəklərimiz kitabın əsas mətnində (§36 və §38-ə bax) söylədiklərimizin sxematik də olsa anlanmasına, elementar zərrəciklərin zəif qarşılıqlı təsirlərinin bu və ya digər variantı dedikdə nəyin nəzərdə tutulduğunu təsəvvür etməyə kömək üçündür. Aydındır ki, xüsusi hazırlıq olmadan elementar zərrəciklərin qarşılıqlı təsirləri kimi olduqca mürəkkəb bir elm sahəsinin tam və dolğun başa düşülməsi mümkünsüzdür.

Kvant sahə nəzəriyyəsinə a zərrəciyinin b zərrəciyinə keçidi cərəyan adlanan $\bar{\psi}_b \Gamma_i \psi_a$ bixətti kombinasiyalarla (kovariant kəmiyyətlərlə) şərtlənir. Burada ψ_a - a zərrəciyinin məhvolma (ölüm) operatoru, $\bar{\psi}_b$ - b zərrəciyinin yaranma (doğum) operatorudur; ψ_a və $\bar{\psi}_b$ - uyğun olaraq, dördölçülü sütun və sətir şəkilli matrisalardır:

$$\psi_a = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi}_b = \psi^+ \gamma_4 = (\psi_1^*, \psi_2^*, -\psi_3^*, -\psi_4^*). \quad (1)$$

Γ_i kəmiyyətləri cərəyanın quruluşunu ($a \rightarrow b$ keçidinin formasını) müəyyən edən dördölçülü matrisalardır. Onlar vahid matrisa (I) və Dirak matrisalarından ($\gamma_\alpha, \alpha = 1, 2, 3, 4$) düzəlidir. ξD -də bu matrisalar və onların əsas xassələri şərh edilmişdir. Məlum olduğu kimi, bu matrisaların köməyiylə bir-birindən asılı olmayan 16 matrisa qurmaq olar:

$$\Gamma_i = I, \gamma_\alpha, \sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha), \gamma_\alpha \gamma_5, \gamma_5 \quad (2)$$

($\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4; i = S, V, T, A, P$).

Göstərmək olar ki, bu matrisalarla götürülmüş $\bar{\psi}_b \Gamma_i \psi_a$ kovariant kəmiyyətlər Lorens çevrilmələrində özlərini aşağıdakı kimi aparırlar:

$$(3) \left\{ \begin{array}{l} \bar{\psi}_b \Gamma_S \psi_a = \bar{\psi}_b I \psi_a = \bar{\psi}_b \psi_a - \text{skalyar (S)}; \\ \bar{\psi}_b \Gamma_V \psi_a = \bar{\psi}_b \gamma_\alpha \psi_a - \text{polyar vektor və ya,} \\ \hspace{15em} \text{sadəcə olaraq, vektor (V)}; \\ \bar{\psi}_b \Gamma_T \psi_a = \bar{\psi}_b \sigma_{\alpha\beta} \psi_a - \hspace{10em} \text{tenzor (T)}; \\ \bar{\psi}_b \Gamma_A \psi_a = \bar{\psi}_b \gamma_\alpha \gamma_5 \psi_a - \text{aksial vektor və ya} \\ \hspace{15em} \text{pseudovektor (A)}; \\ \bar{\psi}_b \Gamma_P \psi_a = \bar{\psi}_b \gamma_5 \psi_a - \text{pseudoskalyar (P)}. \end{array} \right.$$

1956-cı ilə qədər zəif qarşılıqlı təsir hamiltonianını eyni cütlüklü iki kovariantın

hasilindən alınmış Lorens skalyarlarının cəmi kimi yazırdılar. Konkret olaraq, beta-parçalanmanı

$$\begin{aligned}
 H = & C_S (\bar{\Psi}_p \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \Psi_{\bar{v}}) + C_V (\bar{\Psi}_p \gamma_\alpha \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma_\alpha \Psi_{\bar{v}}) + \\
 & + C_T (\bar{\Psi}_p \sigma_{\alpha\beta} \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \sigma_{\alpha\beta} \Psi_{\bar{v}}) + C_A (\bar{\Psi}_p \gamma_\alpha \gamma_5 \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma_\alpha \gamma_5 \Psi_{\bar{v}}) + \quad (4) \\
 & + C_P (\bar{\Psi}_p \gamma_5 \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma_5 \Psi_{\bar{v}}) = \sum_i C_i (\bar{\Psi}_p \Gamma_i \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \Gamma_i \Psi_{\bar{v}})
 \end{aligned}$$

hamiltonianı ilə təsvir edirdilər.

Aşağıdakıları qeyd edək:

1. (38.7)-dən görüldüyü kimi, beta-parçalanmanın hamiltonianı üçün Fermi yalnız $i=V$ halını götürmüşdür $\left(C_V = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)$;

2. Beta-parçalanmada qarşılıqlı təsirin ümumi variantı dedikdə hamiltonianın (4) şəklində, skalyar – tenzor (S, T) variantı dedikdə hamiltonianın

$$H = C_S (\bar{\Psi}_p \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \Psi_{\bar{v}}) + C_T (\bar{\Psi}_p \sigma_{\alpha\beta} \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \sigma_{\alpha\beta} \Psi_{\bar{v}}) \quad (5)$$

şəklində götürülməsi nəzərdə tutulur.

Zəif qarşılıqlı təsirlərdə cütlüyün saxlanmaması məlum olduğdan sonra hamiltonianın ifadəsinə bir-birinə əks cütlüklü iki kovariantın hasilindən alınmış psevdoskalyar hədlər də əlavə etmək lazım gəlmişdi:

$$\begin{aligned}
 H' = & C'_S (\bar{\Psi}_p \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma_5 \Psi_{\bar{v}}) + C'_V (\bar{\Psi}_p \gamma_\alpha \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma_\alpha \gamma_5 \Psi_{\bar{v}}) + \\
 & + C'_T (\bar{\Psi}_p \sigma_{\alpha\beta} \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \sigma_{\alpha\beta} \gamma_5 \Psi_{\bar{v}}) + C'_A (\bar{\Psi}_p \gamma_\alpha \gamma_5 \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma_\alpha \Psi_{\bar{v}}) + \quad (6) \\
 & + C'_P (\bar{\Psi}_p \gamma_5 \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \Psi_{\bar{v}}) = \sum_i C'_i (\bar{\Psi}_p \Gamma_i \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \Gamma_i \gamma_5 \Psi_{\bar{v}}).
 \end{aligned}$$

Beləliklə, beta-parçalanmanın hamiltonianını ümumi halda (4) və (6) hamiltonianlarının cəmi kimi, yəni aşağıdakı şəkildə götürmək lazımdır:

$$H = H + H' = \sum_i C_i (\bar{\psi}_p \Gamma_i \psi_n) \left[\bar{\psi}_e \Gamma_i \left(1 + \frac{C'_i}{C_i} \gamma_5 \right) \psi_{\bar{v}} \right] \quad (7)$$

($i = S, V, T, A, P$). Təcrübələr göstərir ki, cütlüyün saxlanması qanunundan kənara çıxma (cütlüyün pozulması) maksimaldır. Bu, $C_i = C_i$ (həmçinin, $C_i = -C_i$) halına müvafiqdir. Bu halda (7) aşağıdakı şəkllə düşür:

$$H = \sum_i C_i (\bar{\psi}_p \Gamma_i \psi_n) [\bar{\psi}_e \Gamma_i (1 + \gamma_5) \psi_{\bar{v}}]. \quad (8)$$

Qarşılıqlı təsirin (V, A) variantında (8) hamiltoniani

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 + \alpha \gamma_5) \psi_n] [\bar{\psi}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_{\bar{v}}] \quad (9)$$

şəklinə düşür, burada $G_F / \sqrt{2} = C_V$, $\alpha = C_A / C_V$ (təcrübələr göstərir ki, $\alpha = 1, 2$).

§ F. $SU(2) \times U(1)$ simmetriyanın spontan pozulması

Tutaq ki, §41.3-də deyildiyi kimi, $SU(2) \times U(1)$ simmetriya vakuumi ortası sıfırdan fərqli olan neytral komponentli ($\langle \phi^0 \rangle = \eta/2 = \sqrt{m/2f}$)

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi \\ \langle \phi^0 \rangle + (H + ih)\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1)$$

$(\varphi \equiv \varphi^+)$ QH izodubleti vasitəsilə pozulmuşdur. Simmetriyanın belə pozulmasının (1) izodubletinin

$$L_\phi = (\partial_\mu \varphi^+)(\partial_\mu \varphi) + m\varphi^+ \varphi - f(\varphi^+ \varphi)^2 \quad (2)$$

laqranjianında nəyə gətirməsinə baxaq. Bunun üçün (1) və onun

$$\varphi^+ = (\varphi^*, \varphi^{0*}) = (\varphi^*, \langle \varphi^0 \rangle + (H - ih)\sqrt{2}) \quad (3)$$

qoşmasını (2)-də nəzərə almaq lazımdır:

$$\begin{aligned} L_\phi &= (\partial_\mu \varphi^*)(\partial_\mu \varphi) + \frac{1}{2}(\partial H)^2 + \frac{1}{2}(\partial h)^2 + \\ &+ \frac{m}{2} \left[2\varphi^* \varphi + (H + \sqrt{2} \langle \varphi^0 \rangle)^2 + h^2 \right] - \\ &- \frac{f}{4} \left[2\varphi^* \varphi + (H + \sqrt{2} \langle \varphi^0 \rangle)^2 + h^2 \right]^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Bu ifadəni

$$L_\phi = L_\phi^{(2)} + L_\phi^{(3)} + L_\phi^{(4)} + const \quad (5)$$

şəklində təsvir edək: birinci toplanan sərbəst sahələrin laqranjianlarının məcmusudur (ona hər bir sahənin dalğa funksiyası və onun 4-koordinata görə diferensialının ikinci tərtibi daxildir), $L_\phi^{(3)}$ və $L_\phi^{(4)}$ hədləri sahələrin dalğa funksiyalarının üçüncü və dördüncü tərtiblərini saxlayır, yəni onların müvafiq qarşılıqlı təsirlərini təsvir edirlər.

Asanca görmək olar ki, (4) laqranjianına daxil olan $L_\phi^{(2)}$ toplananın ifadəsi aşağıdakı kimidir:

$$L_\phi^{(2)} = (\partial_\mu \varphi^*)(\partial_\mu \varphi) + \frac{1}{2}(\partial H)^2 + \frac{1}{2}(\partial h)^2 - \frac{1}{2}m_H^2 H^2, \quad (6)$$

burada $m_H = \sqrt{2m}$ [(6)-da $m - 2f \langle \varphi^0 \rangle^2 = 0$ olduğu nəzərə alınmışdır]. Göründüyü kimi, (6) laqranjianı

m_H kütləli neytral Hiqqs bozonunu, kütləsiz yüklü ϕ^\pm və neytral h Qoldstoun bozonlarını təsvir edir.

§ G. Bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olan Yanq-Mills, Maksvell, Qoldstoun-Hiqqs sahələri və simmetriyanın spontan pozulmasının nəticəsi

Əsas mətnədə (§41-in 4-cü bəndində) deyildiyi kimi, göstərilən sahələr və onların qarşılıqlı təsirləri

$$L = L_{YM} + L_{em} + (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V \quad (1)$$

laqranjiani vasitəsilə təsvir olunur. Burada L_{YM} və L_{em} – sərbəst YM və Maksivell (elektromaqnit) sahələrinin, uyğun olaraq, (41.2)-(41.3) və (41.4)-(41.5) ifadələrilə təyin olunan laqranjianlardır, D_μ – (41.15) ifadəsilə təyin olunan “uzun” diferensiallama operatorudur, $V - QH$ sahəsinin potensial enerjisidir. V -ni

$$V = -m\phi^\dagger\phi + f(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (2)$$

şəklində götürməklə simmetriyanın spontan pozulması halına keçək.

§F-də $SU(2) \times U(1)$ simmetriyasının

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \langle \phi^0 \rangle + (H + ih)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (3)$$

QH izodubleti vasitəsilə pozulması halını araşdırdıq və göstərdik ki, nəzəriyyədə $m_H = \sqrt{2m}$ kütləli

neytral Hiqqz bozonu və kütləsiz yüklü ϕ^\pm və neytral h Qoldstoun zərrəcikləri meydana gəlir.

Aşağıda görəcəyimiz kimi, YM və Maksvell sahələrinin mövcudluğu halında simmetriyanın pozulması [yəni (2) ifadəsilə təyin olunan V ilə götürülmüş laqranjian] ona gətirir ki, kütləsiz Qoldstoun sahələri vektor sahələr tərəfindən, daha dəqiq desək, yüklü ϕ^\pm sahələri W_μ^\pm tərəfindən, neytral h sahəsi Z_μ tərəfindən “absorbsiyaya uğrayır” (“udulur”), nəticədə vektor zərrəciklər kütlə [(41.24)-ə bax] və uzununa polyarizasiya qazanırlar (**Hiqqz fenomeni**).

G.1. Sərbəst sahələr laqranjiani. Vektor W_μ^\pm və Z_μ sahələrinin skalyar ϕ^\pm və h sahələrini udmalarını necə başa düşməli? Bu sualı cavablandırmaq üçün (1) laqranjianında sahələrə görə kvadratik hədləri seçək və real sahələrə (W_μ^\pm , Z_μ , A_μ və H) keçək, yəni

$$L_{YM}^{(2)} = -\frac{1}{4} \mathbf{b}_{\mu\nu} \mathbf{b}_{\mu\nu}, \quad \mathbf{b}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{b}_\nu - \partial_\nu \mathbf{b}_\mu, \quad (4)$$

$$L_{em}^{(2)} \equiv L_{em} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu a_\nu - \partial_\nu a_\mu, \quad (5)$$

$$(D_\mu \phi) \rightarrow \partial_\mu \phi - \frac{i}{2} \langle \phi^0 \rangle C_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$(D_\mu \phi)^+ \rightarrow (\partial_\mu \phi)^+ + \frac{i}{2} \langle \phi^0 \rangle (0, 1) C_\mu,$$

$$\left\{ (D_\mu \phi)^+ (D_\mu \phi) \right\}^{(2)} = (\partial_\mu \phi)^+ (\partial_\mu \phi) - \frac{i}{2} \langle \varphi^0 \rangle (\partial_\mu \phi)^+ C_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{i}{2} \langle \varphi^0 \rangle (0, 1) C_\mu (\partial_\mu \phi) + \frac{1}{4} \langle \varphi^0 \rangle^2 (0, 1) C_\mu C_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (6)$$

burada

$$C_\mu = g(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{b}_\mu) - g' a_\mu \quad (7)$$

işarələməsi edilmişdir.

(41.20) münasibətlərdən istifadə edərək, (4)-(6) ifadələrində elektrik yükünün konkret qiymətlərilə xarakterizə olunan vektorü sahələrə keçək. Bunu əvvəlcə (4) və (5) ifadələri üçün edək:

$$L_{YM}^{(2)} = -\frac{1}{4} \left[2W_{\mu\nu}^+ W_{\mu\nu}^- + (Z_{\mu\nu} \cos \Theta - A_{\mu\nu} \sin \Theta)^2 \right], \quad (8)$$

$$L_{em} = -\frac{1}{4} (Z_{\mu\nu} \sin \Theta + A_{\mu\nu} \cos \Theta)^2, \quad (9)$$

burada

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^+ &= \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm, \\ Z_{\mu\nu} &= \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \\ A_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \end{aligned} \quad (10)$$

Aydınır ki,

$$L_{YM}^{(2)} + L_{em} = -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^+ W_{\mu\nu}^- - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z_{\mu\nu} - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A_{\mu\nu}. \quad (11)$$

İndi də (6) ifadəsinin şəklini dəyişək. Bunun üçün əvvəlcə (7) kimi təyin olunan C_μ matrisasına

və onun $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, (0,1) matrisalarına hasillərinə baxaq:

$$C_\mu = \sqrt{g^2 + g'^2} \begin{pmatrix} Z_\mu \cos 2\Theta - A_\mu \sin 2\Theta & \sqrt{2}W_\mu^+ \cos \Theta \\ \sqrt{2}W_\mu^- \cos \Theta & -Z_\mu \end{pmatrix} \quad (12)$$

$$C_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \sqrt{g^2 + g'^2} \begin{pmatrix} \sqrt{2}W_\mu^+ \cos \Theta \\ -Z_\mu \end{pmatrix} \quad (12a)$$

$$(0,1)C_\mu = \sqrt{g^2 + g'^2} (\sqrt{2}W_\mu^- \cos \Theta, -Z_\mu), \quad (12b)$$

$$(0,1)C_\mu C_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = (g^2 + g'^2)(2W_\mu^+ W_\mu^- \cos^2 \Theta + Z_\mu Z_\mu). \quad (12c)$$

Nəhayət, (12a)-(12c) münasibətlərini və (3)-ə əsasən

$$\partial_\mu \phi = \begin{pmatrix} \partial_\mu \phi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\partial_\mu H + i\partial_\mu h) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$(\partial_\mu \phi)^+ = \left[\partial_\mu \phi^-, \frac{1}{\sqrt{2}} (\partial_\mu H - i\partial_\mu h) \right]$$

olduğunu nəzərə alaraq, (6) ifadəsini sadələşdirək:

$$\begin{aligned} [(D_\mu \phi)^+ (\partial_\mu \phi)]^{(2)} &= m_W^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z_\mu + \\ &+ (\partial_\mu \phi^-) (\partial_\mu \phi^+) + \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 - \\ &- im_W (W_\mu^+ \partial_\mu \phi^- - W_\mu^- \partial_\mu \phi^+) + m_Z Z_\mu \partial_\mu h, \end{aligned} \quad (14)$$

burada

$$m_W = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \phi^0 \rangle \sqrt{g^2 + g'^2} \cos \Theta = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \phi^0 \rangle g, \quad (15)$$

$$m_Z = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \phi^0 \rangle \sqrt{g^2 + g'^2}$$

işarəmələri edilmişdir.

Nəhayət, (2) ifadəsilə təyin olunan potensial enerjinin kvadratik yaxınlaşmada ifadəsini tapaq. Əgər ϕ -nin (3) ifadəsini və onun

$$\phi^+ = (\phi^-, \langle \phi^0 \rangle + (H - ih) / \sqrt{2}) \quad (16)$$

qoşmasını (2)-də yazsaq və $2f \langle \phi^0 \rangle^2 = m$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$V^{(2)} = \frac{1}{2} m_H^2 H^2 \quad (17)$$

olduğunu görürük, burada $m_H = \sqrt{2m}$ işarələməsi edilmişdir.

Beləliklə, (11), (14) və (17)-yə əsasən sahələrə görə kvadratik yaxınlaşmada (1) laqranjyanını aşağıdakı şəkildə yaza bilərik:

$$L^{(2)} = -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^+ W_{\mu\nu}^- + m_W^2 W_\mu^+ W_\nu^- -$$

$$-\frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_Z Z_\mu Z_\mu - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A_{\mu\nu} + \quad (18)$$

$$+\frac{1}{2} (\partial_\mu H)(\partial_\mu H) - \frac{1}{2} m_H^2 H^2.$$

Bu ifadədən belə təəssürat yaranır ki, ona Qoldstoun zərrəcikləri (ϕ^\pm və h) ilə bağlı hədlər daxil edilməmişdir. Əslində isə bu belə deyildir. Məsələ burasındadır ki, (18)-ə daxil olan W_μ^\pm və Z_μ , necə deyərlər, artıq əvvəlki sahələr olmayıb, uyğun

olaraq, φ^\pm və h Qoldstoun sahələrini “udmuş”, başqa sözlə,

$$W_\mu^\pm = W_\mu^\pm \pm i \frac{\partial_\mu \varphi^\pm}{m_W},$$

$$Z_\mu = Z_\mu + i \frac{\partial_\mu h}{m_Z},$$
(19)

kimi təyin olunan sahələrdir*. Adətən belə deyirlər ki, (18)-ə daxil olan W_μ^\pm və Z_μ yeni seçimdə (kalibrləmədə) sahələrdir. Onlar artıq kütləyə və uzununa polyarizasiyaya malik vektorü zərrəciklərdir.

(18) və (19) ifadələrinə (ümumiyyətlə, yuxarıda dediklərimizə) əsasən belə qənaətə gəlmək olar ki, (18) ifadəsinə, formal olaraq,

$$\varphi^\pm = 0, \quad h = 0$$
(20)

seçimində də gəlmək olardı və bu, hesablamaları çox sadələşdirərdi. Odur ki, biz aşağıda yüksək tərtibli hədlərin hesablanmasında bu üsuldən istifadə edəcəyik.

G.2. Sahələrin qarşılıqlı təsir laqranjiani. (1) laqranjianındakı yüksək (üç və dörd) tərtibli hədləri hesablayaq. Öncə laqranjiani sahələrə görə iki, üç və dörd tərtibli hədlərin cəmi kimi, yəni

$$L = L^{(2)} + L^{(3)} + L^{(4)} + const$$
(21)

[□] (19)-u (18)-də nəzərə alsaq, $L^{(2)}$ üçün doğrudanda (11), (14) və (17) hədlərinin cəmindən ibarət ifadə alırıq.

şəklində ifadə edək. $L^{(2)}$ həddi (18) ifadəsilə müəyyən olunur.

(1) və (41.2)-(41.5) ifadələrinə əsasən yazıla bilər:

$$L_{YM}^{(3)} = -\frac{g}{2}(\mathbf{b}_{\mu\nu}[\mathbf{b}_{\mu}\mathbf{b}_{\nu}]) = -\frac{g}{2}[b_{\mu\nu}^1(b_{\mu}^2b_{\nu}^3 - b_{\nu}^2b_{\mu}^3) - b_{\mu\nu}^2(b_{\mu}^1b_{\nu}^3 - b_{\nu}^1b_{\mu}^3) + b_{\mu\nu}^3(b_{\mu}^1b_{\nu}^2 - b_{\nu}^1b_{\mu}^2)], \quad (22)$$

$$L_{YM}^{(4)} = -\frac{g^2}{4}([\mathbf{b}_{\mu}\mathbf{b}_{\nu}][\mathbf{b}_{\mu}\mathbf{b}_{\nu}]) = -\frac{g^2}{4}\{(\mathbf{b}_{\mu}\mathbf{b}_{\mu})(\mathbf{b}_{\nu}\mathbf{b}_{\nu}) - (\mathbf{b}_{\mu}\mathbf{b}_{\nu})(\mathbf{b}_{\mu}\mathbf{b}_{\nu})\}. \quad (23)$$

Aydın ki, L_{em} həddi laqranjyanın üçüncü və dördüncü tərtiblərinə əlavə vermir, yəni

$$L_{em}^{(3)} = 0, \quad L_{em}^{(4)} = 0. \quad (24)$$

(1) laqranjyanının növbəti toplananlarında real sahələrə görə üçüncü və dördüncü tərtib hədləri, yuxarıda şərtləşdiyimiz kimi, (20) seçimində hesablayacağıq (bir daha vurğulayaq ki, bu, məsələnin həllinin ümumiliyinə heç bir xələl gətirmir). (3) və (16)-ya əsasən bu halda

$$\phi = R \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \phi^+ = R(0, 1),$$

(25)

burada

$$R = \langle \phi^0 \rangle + \frac{H}{\sqrt{2}} \quad (26)$$

işarəmələsi edilmişdir. Baxılan kalibrəmədə

$$\partial_{\mu}\phi = \frac{\partial_{\mu}H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \partial_{\mu}\phi^{+} = \frac{\partial_{\mu}H}{\sqrt{2}} (0, 1). \quad (27)$$

(25)-(27)-ni nəzərə alaraq, ϕ -nin (41.15) vasitəsilə təyin olunan “uzun” diferensialını və onun qoşmasını yazaq:

$$D_{\mu}\phi = \left(\frac{\partial_{\mu}H}{\sqrt{2}} - \frac{i}{2}RC_{\mu} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (28)$$

$$(D_{\mu}\phi)^{+} = (0, 1) \left(\frac{\partial_{\mu}H}{\sqrt{2}} + \frac{i}{2}RC_{\mu} \right)$$

[C_{μ} -(7) ifadəsilə təyin olunur]. Bu ifadələrə əsasən

$$\begin{aligned} [(D_{\mu}\phi)^{+}(D_{\mu}\phi)]^{(3,4)} &= \frac{1}{4} \left(\sqrt{2} \langle \phi^0 \rangle H + \frac{H^2}{2} \right) \times \\ &\times (0, 1) C_{\mu} C_{\mu} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{g^2 + g'^2}{4} \left(\sqrt{2} \langle \phi^0 \rangle H + \frac{H^2}{2} \right) \times \\ &\times (2W_{\mu}^{+}W_{\mu}^{-} \cos^2 \Theta + Z_{\mu}Z_{\mu}). \end{aligned} \quad (29)$$

Nəhayət, (1) laqranjianındakı sonuncu hədd, yəni

$$L_V = -V = m\phi^{+}\phi - f(\phi^{+}\phi)^2 \quad (30)$$

toplananı barədə. Aydındır ki, burada sahəyə görə üçüncü və dördüncü tərtibə yalnız ikinci hədd gətirə bilər, konkret olaraq,

$$L_V^{(3,4)} = -f \left(\sqrt{2} \langle \phi^0 \rangle H^3 + \frac{H^4}{4} \right). \quad (31)$$

İndi (41.20) münasibətlərinin vasitəsilə (22) və (23) ifadələrində real W_{μ}^{\pm}, Z_{μ} və A_{μ} sahələrinə keçək, bu təsvirdə sahələrə görə qarşılıqlı təsir

laqranjianımı tapaq [(29) və (31)-i də nəzərə almaqla]. Alarıq:

$$\begin{aligned}
 L^{(3)} = & ig \left[(W_{\mu\nu}^+ W_{\mu}^- - W_{\mu\nu}^- W_{\mu}^+) (Z_{\nu} \cos \Theta - A_{\nu} \sin \Theta) + \right. \\
 & \left. + (Z_{\mu\nu} \cos \Theta - A_{\mu\nu} \sin \Theta) W_{\mu}^+ W_{\nu}^- \right] + \\
 & + \frac{1}{4} \sqrt{\frac{m}{f}} [2g^2 W_{\mu}^+ W_{\mu}^- + (g^2 + g'^2) Z_{\mu} Z_{\mu}] H - \sqrt{mf} H^3, \quad (32)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L^{(4)} = & \frac{1}{4} g^2 \left\{ (W_{\mu}^+ W_{\nu}^- - W_{\mu}^- W_{\nu}^+) (W_{\mu}^+ W_{\nu}^- - W_{\mu}^- W_{\nu}^+) - \right. \\
 & - 2 \left[W_{\mu}^+ (Z_{\nu} \cos \Theta - A_{\nu} \sin \Theta) - (Z_{\mu} \cos \Theta - A_{\mu} \sin \Theta) W_{\nu}^+ \right] \times \\
 & \times \left[W_{\mu}^- (Z_{\nu} \cos \Theta - A_{\nu} \sin \Theta) - (Z_{\mu} \cos \Theta - A_{\mu} \sin \Theta) W_{\nu}^- \right] \left. + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{8} [2g^2 W_{\mu}^+ W_{\mu}^- + (g^2 + g'^2) Z_{\mu} Z_{\mu}] H^2 - \frac{f}{4} H^4. \quad (33)
 \end{aligned}$$

G.3.Sahələrin görüş nöqtələri (təpələri) və onların təsviri. “Təpə” dedikdə 4-fəzada sahələrin görüş nöqtəsi başa düşülür. (32) və (33) ifadələrindən görünür ki, müzakirə etdiyimiz nəzəriyyədə vektor sahələrin cəmi iki növ üçlük (W^+W^-Z , W^+W^-A) və dörd növ dördlük ($W^+W^-W^+W^-$, W^+W^-ZZ , W^+W^-AA , W^+W^-ZA) təpəsi mümkündür. Bundan başqa, Hiqqz bozonunun iştirakı ilə iki üçlük (W^+W^-H , ZZH) və iki dördlük (W^+W^-HH , $ZZHH$) təpə, həmçinin yalnız Hiqqz bozonlarından ibarət bir üçlük (HHH) və bir dördlük ($HHHH$) təpə vardır. Göründüyü kimi, Hiqqz bozonu elektromaqnit sahəsi

ilə qarşılıqlı təsirdə bulunmur (laqranjiana bu qarşılıqlı təsirləri əks etdirəcək AAH və $AAHH$ tipli hədlər daxil deyildir).

Haqqında söhbət gedən zərrəciklərin iştirakı ilə baş verən proseslərin ehtimal və ya effektiv kəsiciklərinin hesablamalarında yuxarıda göstərilən təpələrə rast gəlinir və odur ki, onların ifadələrini bilmək lazım olur. Çıxarılişa varmadan həmin ifadələri gətirək. Bütün zərrəcikləri təpədən çıxan hesab edərək (şəkil G.1), (32) və (33) ifadələrinə əsasən alarıq:

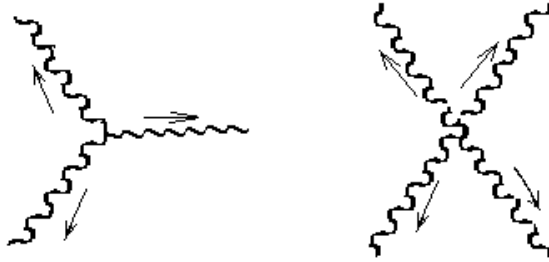
$$\begin{aligned} \frac{1}{\cos \Theta} \Gamma_{\mu\nu\lambda}^{W^+W^-Z}(k_+, k_-, k_0) &= -\frac{1}{\sin \Theta} \Gamma_{\mu\nu\lambda}^{W^+W^-A}(k_+, k_-, k_0) = \\ &= -g \left[\delta_{\mu\nu} (k_+ - k_-)_\lambda + \delta_{\nu\lambda} (k_- - k_0)_\mu + \delta_{\lambda\mu} (k_0 - k_+)_\nu \right], \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu\nu\alpha\beta}^{W^+W^-W^+W^-} &= -\frac{1}{\cos^2 \Theta} \Gamma_{\mu\nu\alpha\beta}^{W^+ZW^-Z} = -\frac{1}{\sin^2 \Theta} \Gamma_{\mu\nu\alpha\beta}^{W^+AW^-A} = \\ &= \frac{2}{\sin^2 \Theta} \Gamma_{\mu\nu\alpha\beta}^{W^+ZW^-A} = g^2 (2\delta_{\mu\alpha} \delta_{\nu\beta} - \delta_{\mu\beta} \delta_{\nu\alpha} - \delta_{\mu\nu} \delta_{\alpha\beta}). \end{aligned} \quad (35)$$

$$\frac{1}{2g^2} \Gamma_{\mu\nu}^{W^+W^-H} = \frac{1}{g^2 + g'^2} \Gamma_{\mu\nu}^{ZZH} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{m}{f}} \delta_{\mu\nu}, \quad (36)$$

$$\frac{4}{g^2} \Gamma_{\mu\nu}^{W^+W^-HH} = \frac{8}{g^2 + g'^2} \Gamma_{\mu\nu}^{ZZHH} = \delta_{\mu\nu}. \quad (37)$$

Zərrəciklərdən hər hansı birinin təpəyə daxil olması halında təpənin ifadəsi yuxarıda gətirilən müvafiq



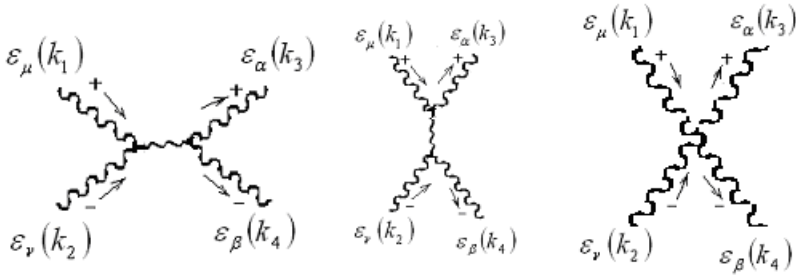
Şəkil G.1

ifadədən müvafiq impulsun işarəsini dəyişməklə alınır.

Qeyd edək ki, verilən tərənin tam təsviri üçün tərənin göstərilən ifadəsi tərədən çıxan (və ya tərəyə daxil olan) zərrəciklərin 4-polyarizasiya vektorlarına vurulmalıdır [məsələn, üçlük tərə halında $\varepsilon_\mu(k_1) \varepsilon_\nu(k_2) \varepsilon_\rho(k_3)$ -ə]. Əgər zərrəciklərdən hansısa aralıq zərrəcikdirsə, onda tərənin ifadəsi onun propaqatoruna vurulur. Dediklərimizi, məsələn,

$$W^+(k_1) + W^-(k_2) \rightarrow W^+(k_3) + W^-(k_4) \quad (38)$$

prosesi halında nümayiş etdirək. Bu proses yeddi Feynman diaqramı – hər biri A , Z və H bozonlardan birilə götürülmüş üç a tipli, üç b tipli diaqramlar və c diaqramı (şəkil G.2) vasitəsilə təsvir olunur.



Şəkil G.2

Prosesin amplitudunu

$$M = \varepsilon_\mu(k_1)\varepsilon_\nu(k_2)\varepsilon_\alpha(k_3)\varepsilon_\beta(k_4) \times \left\{ M_{\mu\nu\alpha\beta}^A + M_{\mu\nu\alpha\beta}^Z + M_{\mu\nu\alpha\beta}^H + \Gamma_{\mu\nu\alpha\beta}^{W^+W^-} \right\} \quad (39)$$

şəklində ifadə edək, burada M^A , M^Z və M^H – uyğun olaraq, fotonla, Z bozonla və Higgs bozonu ilə mübadiləyə əsaslanan Feynman diaqramlarına (hər biri iki ədəd – şəkildə a və b) müvafiq hədlərdir. (34) və (36) ifadələrinə əsasən yazı bilərik:

$$M_{\mu\nu\alpha\beta}^A = \Gamma_{\nu\mu\rho}^{W^+W^-A}(-k_2, -k_1, k_1 + k_2) P_{\rho\sigma}^A(q_1) \Gamma_{\alpha\beta\sigma}^{W^+W^-A}(k_3, k_4, -k_3 - k_4) + \Gamma_{\alpha\mu\rho}^{W^+W^-A}(k_3, -k_1, k_1 - k_3) P_{\rho\sigma}^A(q_2) \times \Gamma_{\nu\beta\sigma}^{W^+W^-A}(-k_2, k_4, k_2 - k_4), \quad (40)$$

$$M_{\mu\nu\alpha\beta}^Z = M_{\mu\nu\alpha\beta}^{A \rightarrow Z}, \quad (41)$$

$$M_{\mu\nu\alpha\beta}^H = \Gamma_{\nu\mu}^{W^+W^-H} \pi(q_1) \Gamma_{\alpha\beta}^{W^+W^-H} + \Gamma_{\alpha\mu}^{W^+W^-H} \pi(q_2) \Gamma_{\nu\beta}^{W^+W^-H}. \quad (42)$$

Bu ifadələrdə propaqatorlar aşağıdakı kimi təyin olunurlar:

$$P_{\rho\sigma}^A(q) = \frac{\delta_{\rho\sigma}}{q^2}, \quad (43)$$

$$P_{\rho\sigma}^Z(q) = \frac{\delta_{\rho\sigma} - q_\rho q_\sigma / m_Z^2}{m_Z^2 - q^2}, \quad (44)$$

$$\pi(q) = \frac{1}{m_H^2 - q^2}, \quad (45)$$

belə ki,

$$q = \begin{cases} q_1 = k_1 + k_2 = k_3 + k_4, \\ q_2 = k_1 - k_3 = k_4 - k_2. \end{cases} \quad (46)$$

