

X.Ş. ABDULLAYEV

B94

NÜVƏ FİZİKASI

Ali məktəb tələbələri üçün dərslik

İkinci nəşr

Azərbaycan Respublikası Təhsil
Nazirliyinin Elmi Metodik Şurası
«Fizika» bölməsinin 17.01.2006-cı
il tarixli 14 sayılı əmri ilə təsdiq
edilmişdir.

BAKİ DÖVLET UNIVERSİTETİ

BAKİ-2010

Handwritten signature and scribbles at the bottom right.

539
A 14

UDK 539.1

Elmi redaktor:

AMEA-nın müxbir üzvü,
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, prof.
S.Ə.Hacıyev

Rəyçilər:

fizika-riyaziyyat elmləri namizədi,
prof. M.Ş.Məmmədov

fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,
prof. S.Q.Abdullayev

26114

X.Ş.Abdullayev. Nüvə fizikası. Ali məktəb tələbələri üçün dərslik,
Bakı, «Təhsil» NPM, 2010, səh. 312.

Dərs vəsaiti ali məktəblərdə nüvə fizikası kursu proqramı əsasında tərtib edilmişdir. Kitabda atom nüvələrinin əsas xassələri, nüvə modelləri, radioaktivlik, nüvə reaksiyaları və nüvə qüvvələrinin xassələrinin öyrənilməsi məsələləri şərh edilmişdir.

Kitab universitetlərin fizika fakültələrinin tələbələri üçün dərslik və texniki universitetlərin tələbələri üçün dərs vəsaiti kimi nəzərdə tutulmuşdur.

A $\frac{0033194}{700122}$ – 2010

ÖN SÖZ

Hazırkı dərs vəsaiti müəllifin Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsində Nüvə fizikasıdan çoxillik mühazirələri əsasında ümumi tədris proqramı üzrə hazırlanmışdır.

Nüvə fizikası fənni bir tərəfdən atom nüvələrinin quruluşunu, xassələrini, nüvələrdə gedən prosesləri, nüvə reaksiyalarını, nüvə qüvvələrinin mahiyyətini və s. tədris etdiyi kimi, digər tərəfdən də nüvələrin və zərrəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsiri, yüklü zərrəciklərin sürətləndirilməsi, nüvə şüalanmalarının qeyd edilmə üsulları və eləcə də «Elementar zərrəciklər fizikası»ni əhatə edir.

Bizə görə bu problemlərin hamısını bir kitabda ətraflı təsvir etmək kitabın həddən çox yüklənməsinə səbəb olardı. Ona görə də «Nüvə fizikası» kitabının iki hissədən ibarət buraxılması nəzərdə tutulmuşdur. Tələbələrin yüksək ehtiyacını nəzərə alaraq tədris proqramının əsas hissəsi (təqribən 95%-i) birinci hissədə verilir. Bundan başqa, bəzi məsələlər, məhz nüvə şüalanmasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri və şüalanmanın qeyd edilmə üsulları tədris proqramına uyğun olaraq müəllifin 2003-cü ildə çapdan çıxmış «Nüvə fizikasıdan laboratoriya işləri» dərs vəsaitində ətraflı verilmişdir.

Kitabın ikinci hissəsində isə yüklü zərrəciklər sürətləndiriciləri haqda müfəssəl məlumatlar verilməsi və «Elementar zərrəciklər fizikası» təsvir olunmalıdır.

Kitab universitetlərin fizika fakültələrinin tələbələri üçün dərslik və texniki universitetlərin fizika kafedralarının tələbələri üçün dərs vəsaiti kimi nəzərdə tutulmuşdur.

Müəllif kitabın elmi redaktoru AMEA-nın müxbir üzvü, prof. S.Ə.Hacıyevə kitabın hazırlanmasında ardıcıl köməklik və dəyərli məsləhətlərinə, prof. S.Q.Abdullayevə kitabın əlyazmasını oxuyub dəyərli təkliflər verdiyinə, prof.E.Ə.Məsimova, prof. M.Ş.Məmmədova kitabın hazırlanıb çap olunması üçün daimi maraq və köməklik göstərdiklərinə və eləcə də dos. M.Ə.Cəfərova kitabın əlyazmasının texniki hazırlanmasında göstərdiyi köməklisinə görə öz dərin minnətdarlığını bildirir.

Kitabın oxunmasında aşkar ediləcək mümkün nöqsanlara və tənqidi fikirlərə görə müəllif oxuculara əvvəlcədən öz dərin minnətdarlığını bildirir.

Müəllif

GİRİŞ

Nüvə fizikası müasir fizikanın mühüm bölmələrindən biri olub atom nüvələrinin quruluşunu, xassələrini, qarşılıqlı çevrilmələrini, onların bir-birilə və elementar zərrəciklərlə qarşılıqlı təsirini, nüvə zərrəcikləri arasında mövcud olan güclü nüvə qarşılıqlı təsirinə əsasən öyrənən elmdir.

Nüvə fizikasında çox yaxın məsafələrdə və bir zərrəciyə düşən böyük enerjilərdə baş verən hadisələr öyrənilir. Bu mə"nada baxılan məsafələrin böyük sərhəddi atom ölçüsü, yəni təqribən 10^{-8} sm, elementar zərrəciklərin enerjilərinin aşağı sərhəddi isə elektronun atomdakı rabitə enerjisi, yəni təqribən 10^{-15} - 10^{-18} C-dur. Məsafələrin aşağı sərhəddi və enerjilərin yuxarı sərhəddi hələ indiyədək müəyyən edilməmişdir. Müasir eksperimental texnikanın inkişafından asılı olaraq həmin sərhəd qiymətləri daha kiçik məsafələrə və daha böyük enerjilərə doğru sürüşür. Hal-hazırda ölçülə bilən ən kiçik məsafə atom ölçüsündən 7 tərtib kiçik, yəni təqribən 10^{-15} sm, alına bilən ən böyük enerji isə bir zərrəciyə düşən $8 \cdot 10^{-8}$ C enerjidir. Müqayisə üçün göstərmək olar ki, 1 km/san sürətlə uçan kosmik gəmidə hər protona düşən enerji 10^{-21} C tərtibindədir.

Kosmik şüaların tərkibində nadir hallarda enerjisi 10^{-1} -1 C tərtibində olan zərrəciklər müşahidə olunur. Lakin belə hadisələrin ehtimalı çox azdır və həm də, idarə oluna bilmir.

Nüvə fizikasında atom fizikasına nisbətən ölçü miqyası xeyli fərqli, yəni məsafəyə görə təqribən 7 tərtib kiçik, enerjiyə görə isə təqribən 10 tərtib böyükdür. Bu məsafə və enerji miqyasında maddə atom nüvəsi və ya elementar zərrəciklər şəklində müşahidə olunur.

Nüvə fizikasında məsafə vahidi olaraq BV sistemində /m/ vahidindən başqa sistemdən kənar vahid – sm və Fermi (Fm) daxil edilir:

$$1 \text{ Fm} = 10^{-13} \text{ sm} = 10^{-15} \text{ m}$$

Bu vahid nüvə ölçüsü tərtibində olduğundan, çox əlverişlidir.

Məsafə miqyası öz növbəsində zaman miqyasını təyin edir. Nüvə fizikasında istifadə olunan əsas zaman miqyası nüvə xarakterik vaxtı və ya uçuş vaxtıdır. Uçuş vaxtı dedikdə enerjisi yuxarıda göstərilən enerji miqyasında olan zərrəciyin başqa mikrohissəcik (xüsusi halda nüvə) içərisindən keçmə vaxtı götürülür. Məsələn, atom nüvəsinin ölçüsü $R=10^{-13} \text{ sm}$, nüvədəki protonların və neytronların hərəkət sürəti $v \approx 10^9 \text{ sm/san}$ tərtibindədirsə, onda nüvə xarakterik vaxtı:

$$\tau_n = \frac{R}{v} = 10^{-22} \text{ san}$$

olar. Odur ki, nüvə fizikasında istifadə olunan zaman $t \geq \tau_n$ olarsa, bu böyük zaman və $t < \tau_n$ olarsa, bu kiçik zaman hesab olunur.

Nüvə fizikasında enerji vahidi olaraq sistemdən kənar vahid olan elektronvolt (eV) işlədilir:

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

1 eV tərtibində olan enerji atom sistemi üçün xarakterik olub, nüvə sistemi üçün isə çox kiçik hesab olunur. Ona görə də nüvə fizikasında törəmə vahidlər olan: kiloelektronvolt ($1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$), meqaelektronvolt ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$), qıqaelektronvolt ($1 \text{ QeV} = 10^9 \text{ eV}$) və teraelektronvolt ($1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$) işlədilir.

Nüvə fizikasının yaranması və inkişafı ilə əlaqədar olaraq bəzi tarixi fəndləri nəzərdən keçirək.

Hələ XX əsrin əvvəllərində fizikada bir sıra eksperimental faktlar toplanmışdır ki, atomun elektrik yüklərindən təşkil olunmuş mürəkkəb sistem olduğunu sübut edirdi. Bu faktlardan: elektronun kəşfi, Zeyeman effekti, fotoeffekt hadisəsi, elektronların qızmış metallardan emissiyası, elektriklənmə hadisəsi, atomun radioaktivliyi və s. göstərmək olar.

1903-cü ildə C.C.Tomson tərəfindən atomun statistik modeli verilmişdir. Bu modelə görə atom müsbət yüklü maye daxilində müxtəlif vəziyyətlərdə kvazi-harmonik rəqsi hərəkətdə olan elektronlardan ibarətdir. 1911-ci ildə Rezerfordun bəzi ağır radioaktiv elementlərin buraxdığı α - zərəciklərin qazlardan və nazik metal lövhələrindən səpilməsi təcrübələrinin nəticəsində Tomson modelinin yararsız və səhv model olduğu müəyyənləşdirildi. Bu zaman Rezerford atomun planetar modelini verdi ki, atom mərkəzində kiçik həcmdə ($\sim 10^{-12}$ sm ölçüsündə) yerləşən müsbət yüklü nüvədən və nüvənin ətrafında nisbətən böyük məsafələrdə ($\sim 10^{-8}$ sm) paylanmış elektronlardan ibarətdir. Elektronların kütləsi çox kiçik olduğundan, atomun bütün kütləsi praktiki olaraq nüvədə cəmləmişdir. Bu modelin yarandığı il (1911) nüvə fizikasının başlanğıc ili hesab oluna bilər. Lakin Rezerford modelinin də mühüm çətinlikləri meydana çıxdı (atomun dayanıqsız olması və buraxma udma spektrlərinin izah oluna bilməməsi).

Bu çətinlikləri aradan qaldırmaq üçün N.Bor 1913-cü ildə atom hadisələrinin izahı üçün yeni nəzəriyyə – yarım-kvant nəzəriyyəsini irəli sürdü. Bu nəzəriyyə də öz üstünlükləri ilə bərabər, yeni mühüm çatışmamazlıqlarla bağlı idi. Əsas çatışmamazlıq isə, atom proseslərinin izahında, nəyə görə klassik təsəvvürlərdən imtina olunması idi.

Bu çətinliklər yalnız 1926-cı ildə Heyzenberq və Şredinger tərəfindən mikroaləmin təsviri üçün tamamilə yeni nəzəriyyə - kvant mexanikası yaradıldıqdan sonra aradan qaldırılmışdır. Kvant mexanikasına görə elektronun atomdakı vəziyyəti dəqiq deyil, müəyyən ehtimalla təyin edilir. Bu nəzəriyyənin köməyiylə atom hadisələrindəki əksər anlaşılmazlıqlar aradan qaldırıldı.

Sonralar kvant mexanikasının köməyiylə nüvə proseslərini də təsvir etmək mümkün olmuşdur. Məsələn, 1928-ci ildə Qamov və Tellor tərəfindən kvant mexanikasına görə

radioaktiv nüvələrin α - parçalanmasının nəzəriyyəsi yaradıldı.

1919-cu ildə daha iki mühüm kəşf edildi. Aston tərəfindən kütlə spektroqrafi düzəldildi və bunun köməyi ilə atomların dəqiq kütlələri ölçüldü və izotoplar müəyyən edildi. Rezerford α - zərrəciklərlə təcrübəni davam etdirərək azot nüvəsinin parçalanmasını və bu zaman yükü $+ e$ və kütləsi hidrogenin yüngül izotopunun kütləsinə bərabər olan zərrəciklərin alındığını müəyyən etmişdir. Həmin təcrübə başqa nüvələrlə də aparılmış və hər dəfə sürətli α - zərrəciklərin təsiri ilə nüvələrin özlərindən hidrogen nüvələri buraxdığı yoxlanılmışdır. Beləliklə, müəyyən edilmişdir ki, atom nüvələrinin tərkibində sadə hidrogen nüvələri vardır. Bunlar protonlar (p) adlandırılmışdır.

Protonlar kəşf olunduqdan sonra nüvələrin sadə proton-elektron modeli verilmişdir. Bu modelə görə nüvənin tərkibində A sayda protonlar, (A-Z) sayda elektronlar vardır. Nüvənin ətrafında, təqribən 10^{-8} sm məsafədə isə Z sayda elektronlar müxtəlif atom orbitlərində paylanmışdır. Buradan nüvələrin kütlələrinin kütlə ədədi A-ya və elektrik yüklərinin sıra nömrəsi Z-ə mütənəsib olması təbii olaraq alınır. Modelə görə "nüvə elektronları" A-sayda protonları neytrallaşdırmaqdan başqa, həm də protonlar arasında əlaqə yaradırlar, başqa sözlə desək, müsbət yüklü protonları nüvədə saxlamaq üçün sementləyici rolunu oynayırlar. Bu modelin istinad etdiyi əsas fakt - radioaktiv nüvələrin özlərindən e- elektronlar buraxması idi. Lakin eksperimental faktların artması ilə əlaqədar olaraq proton-elektron modeli əsas çatışmamazlıqlara rast gəldi.

İlk çatışmamazlıq ${}_{7}\text{N}^{14}$ azot nüvəsinin xassələrinə baxdıqda qarşıya çıxmışdır. Proton-elektron modelinə görə ${}_{7}\text{N}^{14}$ nüvəsi 14. protondan və 7 elektrondan ibarətdir. Məlumdur ki, elementar zərrəciklər, yükləri və kütlələrindən başqa \hbar vahidləri ilə ölçülən məxsusi mexaniki hərəkət

miqdarı momenti (spin) və maqnit momenti ilə xarakterizə olunurlar. Proton və elektronun spinləri $1/2$ bərabər olduğundan, azot nüvəsinin spini tam yarım ($1/2, 3/2, 5/2$ və s. $21/2$) olmalıdır. Lakin məlum idi ki, azotun spini vahiddir. Bu fakt proton-elektron modelində "azot fəlakəti" adlandırılmışdır.

Proton-elektron modelinin başqa əsas çatışmamazlığı isə nüvələrin maqnit momentlərinin $M_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9,27 \cdot 10^{-24}$

C/TI Bor maqnetonuna nisbətən çox (təqribən üç tərtib) kiçik olması idi. Belə ki, əgər nüvənin tərkibinə elektronlar daxil olsaydı, nüvə maqnit momentləri M_B tərtibində olardı. Ölçmələr nəticəsində məlum oldu ki, ən sadə nüvə olan protonun spini $1/2$ və maqnit momenti $2,79 \mu_B^N$ (bura-

da $\mu_B^N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{M_B}{1836} = 5,05 \cdot 10^{-27}$ C/TI), yəni elektronun

maqnit momentindən $6,5 \cdot 10^2$ dəfə kiçikdir. Sonrakı ölçmələr göstərdi ki, başqa nüvələrin də maqnit momentləri protonun maqnit momenti tərtibində olub, elektronun maqnit momentindən əsaslı olaraq fərqlənir. Başqa bir çatışmamazlıq ondan ibarətdir ki, əgər elektron nüvə daxilində olsaydı, elektronun de-Broyl dalğa uzunluğu λ_e nüvə ölçüsü tərtibində olmalı idi, yəni $\lambda_e \approx R$. Lakin bu halda elektronun enerjisi çox böyük (~ 90 MeV) alınır ki, bu da nüvədə bir zərrəciyə düşən əlaqə enerjisindən (~ 8 MeV) bir tərtib böyükdür. Bu, fakt da proton-elektron modelinin yararsızlığını göstərən mühüm faktlardan biri idi. Deməli, nüvənin tərkibində elektronlar ola bilməzdi. Lakin nüvənin yükünün Z -ə və kütlə ədədinin A -ya bərabər olmasını təmin etmək üçün nüvədə protonlardan əlavə digər zərrəciklər də olmalı idi.

Bote və Bekker Rezerford təcrübəsini davam etdirərək 1930-cu ildə müəyyən edirlər ki, bir neçə yüngül nüvələr α -

zərrəciklərlə şüalandırıldıqda özlərindən protonlar əvəzinə elə şüalar buraxır ki, bu şüalar qurğusunda çox zəif udulurlar. 1932-ci ildə Jolio-Kürü göstərmişdir ki, həmin şüalanmanın yüngül elementlərlə qarşılıqlı təsirində təpmə nüvələri alınır. Göstərilən şüalanmanın sərt γ -şüalanması olmasını qəbul etdikdə, onların enerji və impulsları α -zərrəciklərlə şüalanmada sərf olunan enerji və impulslara nisbətən çox böyük alınır.

Vəziyyətdən çıxış yolunu 1932-ci ildə Çedvik göstərmişdir. O, naməlum şüalanma ilə hidrogen və azot qazını şüalandırılmış, alınan təpmə nüvələrin enerjisi və impulslarını təhlil etmiş və belə nəticəyə gəlmişdir ki, həmin şüalanma kütləsi təqribən proton kütləsinə bərabər olan neytral zərrəciklərdən ibarətdir. Yeni tapılan zərrəciyi Çedvik neytron (n) adlandırmışdır. Sonralar neytronların yaranması və udulması ilə gedən nüvə reaksiyalarının enerji balansından neytronun dəqiq kütləsi müəyyən edilmişdir ($m_n = 1838,6m_e$). Daha sonra neytronun qeyri-stabil zərrəcik olması (yarımparçalanma periodu 11 dəqiqəyə yaxındır), spini $1/2$ və maqnit momenti $-1,91\mu_B^N$ olması müəyyən edilmişdir.

Neytron kəşf olunduqdan bir qədər sonra alman fiziki V. Heyzenberq nüvənin proton-neytron modelini irəli sürmüşdür. Bu model proton-elektron modelinin bütün çətinliklərini aradan qaldırmışdır.

Yeni modelə görə bütün nüvələr nuklonlar adlanan iki növ zərrəciklərdən - proton və neytronlardan təşkil olunmuşdur. Müxtəlif nüvələr tərkiblərindəki proton və neytronların sayı ilə bir-birindən fərqlənirlər. Məlum olmuşdur ki, tərkibində proton artıqlığı və neytron artıqlığı olan nüvələr stabil deyil, β - radioaktiv nüvələridir. Məhz, neytron artıqlığı olan nüvələr özlərindən elektronlar (e^-) buraxaraq yükü bir vahid çox olan qonşu nüvəyə, proton artıqlığı olan nüvələr isə özlərindən pozitron və ya müsbət elektron (e^+)

buraxaraq yükü bir vahid az olan qonşu nüvəyə çevrilirlər. Pozitronun varlığını nəzəri olaraq, hələ 1928-ci ildə Dirak, elektron üçün kvant mexanikasından alınan relyativistik tənliyin təhlilindən söyləmişdir. Həmin zərrəciyi 1932-ci ildə Anderson maqnit sahəsində yerləşdirilmiş Vilson kamerası vasitəsi ilə kosmik şüaların tərkibində müşahidə etmişdir.

1931-ci ildə Pauli radioaktiv nüvələrin β - parçalanmasındakı enerji və impuls paylanmasını izah etmək üçün, nəzəri olaraq, daha bir zərrəciyin - neytrinin (ν) olduğunu söyləmişdir. Neytrino neytral zərrəcik olub, kütləsi sıfıra yaxın və spini $1/2$ olmalıdır. Bu zərrəciklər β - parçalanma zamanı elektron və ya pozitronla birlikdə buraxılmalı idi. Neytrininin birbaşa müşahidə olunması üçün təcrübəni ilk dəfə 1953-cü ildə Reynes və Kouen qoymuşlar.

1938-ci ildə Alvares tərəfindən β - radioaktivliyin daha bir növü - elektron zəbti kəşf olunmuşdur. Bu halda nüvə atomun orbit elektronunu (əsasən K - orbitinin) zəbt edib, yükü bir vahid az olan qonşu nüvəyə çevrilir və nüvədən təkcə - neytrino buraxılır.

Neytronun kəşfi və onun maddə ilə qarşılıqlı təsirinin öyrənilməsi nüvə fizikasında böyük nailiyyət oldu. 1939-cu ildə Han və Ştrassman neytronların təsiri ilə uran nüvəsinin iki orta kütləli məhsul nüvələrinə bölünməsinə kəşf etdilər. Həmin il F.Jolio-Kürü, E.Fermi, L.Meytner və O.Friş tədqiq etdilər ki, uran nüvəsinin bölünməsində, məhsul nüvələrin kinetik enerjisi şəklində 200 MeV-ə yaxın enerji ayrılır və əlavə 2-3 neytron buraxılır. Bunlar böyük miqyasda enerji ayrılması ilə gedən, zəncirvari nüvə bölünmə reaksiyasının alınması üçün zəmin yaratdı. Bu vaxt N.Bor və C.Uiller atom nüvəsinin damcı modelinə əsasən bölünmə nəzəriyyəsini yaratdılar. 1940-cı ildə Q.N.Flerev və K.A.Petrjak tərəfindən uran nüvələrinin təqribən 10^{16} il yarımparçalanma müddəti ilə spontan bölünməsi müəyyən edildi.

1942-ci ildə İtalyan fiziki E.Ferminin rəhbərliyi altında ABŞ-da idarə olunan zəncirvari nüvə bölünmə reaksiyası baş verən ilk reaktor işə salındı.

1932-ci ildə neytronun kəşfindən əlavə daha bir nailiyyət də əldə edildi. Kokroft və Ulton protonları sürətləndirən qurğu hazırladılar və ilk dəfə süni sürətlənmiş protonlarla litium nüvəsinin parçalanması alındı.

1946-cı ildən başlayaraq müxtəlif növlü yüklü zərrəciklər sürətləndiriciləri (betatron, sinxrotron, fazotron, sinxrofazotron, müasir xətti sürətləndiriciləri) quruldu. Sürətləndiricilər texnikasının kəşfi ilə əlaqədar olaraq alimlər nüvə fizikası qarşısında duran ən çətin problemi - nüvə qüvvələrinin təbitəini öyrənməyə girişdilər. Belə ki, stabil nüvələrin olması göstərirdi ki, nüvədəki nuklonlar arasında Kulon qarşılıqlı təsir qüvvəsindən başqa güclü nüvə cazibə qarşılıqlı təsir qüvvələri olmalıdır. Sürətləndiricilər vasitəsi ilə alınan böyük enerjili zərrəciklərin köməyi ilə bu nüvə qüvvələrinin təbiəti haqqında xeyli faktlar toplanmağa başlandı. Nüvə qüvvələrinin mühüm xassələri (n-p) və (p-p) səpilmələrinin bucaq və enerji paylanmalarının təhlilindən alınır. Xüsusi halda, belə təcrübələrdə alınır ki, müəyyən ehtimalla səpilmə zamanı nuklonlar öz yüklərini mübadilə edirlər (nüvə qüvvələrinin mübadilə xassəsi). Bu hal üçün nuklonların yük mübadiləsi mexanizmi müəyyən zərrəciklərin bir nuklondan başqa nuklona verilməsi kimi təbii görünürdü.

1935-ci ildə yapon fiziki Yukava göstərdi ki, nüvə qüvvələrinin kiçik təsir radiusunu təmin etmək üçün nüvə qüvvələrinin kvantları elə yüklü və neytral zərrəciklər olmalıdır ki, onların kütlələri təqribən 200-300 m_e olsun.

1937-ci ildə K.Anderson və S.Neddermeyer kosmik şüaların tərkibində kütləsi təqribən 200 m_e olan μ^- - zərrəciklər (μ^- , μ^+) kəşf etdilər. Bu zərrəciklər myu mezonlar adlandırıldı. Məhz bu zərrəcikləri Yukavanın əvvəlcədən

xəbər verdiyi nüvə qüvvələrinin kvantları hesab etdilər. Lakin tezliklə məlum oldu ki, myu mezonlar nüvə aktiv zərrəciklər deyildir və ona görə də, nüvə qüvvələrinin kvantları ola bilməzlər.

10 il sonra 1947-ci ildə Pauell kosmik şüaların tərkibində kütləsi 270 m_e olan zərrəciklər - pi mezonlar (π) kəşf etdi. π mezonların xassələrini öyrəndikdə məlum oldu ki, üç növ π mezon (π^-, π^+, π^0) vardır, onların spini 0, yaşama müddəti 10^{-8} -san tərtibindədir və onlar güclü nüvə aktiv zərrəciklərdir. Bu faktlar göstərdi ki, π - mezonlar, doğrudan da, nüvə qüvvələrinin kvantları ola bilərlər.

50-ci illərdə zərrəciklərin qeyd olunma texnikasında da böyük nailiyyətlər əldə edildi. O vaxtlar ixtira edilmiş fotoemulsiya üsulu və qabarcıqlı kamera vasitəsilə kosmik şüaların tərkibində və sürətləndiricilərdə yeni qeyri-stabil zərrəciklər (kütləsi təqribən 960 m_e olan K - mezonlar və kütləsi protonun kütləsindən böyük olan (hiperonlar) kəşf edildi. Çerenkov və ssintilyasiya sayğacları vasitəsi ilə 1955 ildə antiproton (\bar{p}) və 1956-cı ildə antineytron (\bar{n}) kəşf olundu. 1955-ci ildə M.Qell-Mann elementar zərrəcikləri yük dubletləri və multipletləri şəklində verərək onların sinifləşdirilməsini təklif etdi. Yenə həmin ildə R.Xofştadter öz əməkdaşları ilə birlikdə proton, neytron və nüvələrin elektromaqnit quruluşunu öyrənmək üçün maraqlı tədqiqatlar aparır. Həmin illərdə nuklonların quruluşunun öyrənilməsinə başlandı, zəif qarşılıqlı təsirlərdə cütlük qanununun saxlanmasının ödənilməməsi və Messbauer effekti kəşf olundu. Digər tərəfdən, nüvənin quruluşu haqda tədqiqatlar inkişaf etdirilir, müxtəlif nüvə modelləri irəli sürülür. Bunlardan 1949-cu ildə nüvənin örtük modeli, 1950-1952-ci illərdə nüvənin ümumiləşmiş və ya kollektiv modellərini göstərmək olar. 1953-cü ildə hipernüvələrin varlığı kəşf olundu.

1960-cı ildə nüvə fizikası və elementar zərrəciklər fizikası sahəsində görülən işlərdən aşağıdakıları qeyd etmək

olar: rezonansların (güclü qarşılıqlı təsirə görə qeyri-stabil olan kvazi zərrəciklər) kəşfi və tədqiqi; iki növ neytrino (neytrino və antineytrino) varlığının isbatı; rezonansların və güclü qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin xassələrində simmetriyanın müəyyən olunması və bunun əsasında Ω^- - hiperonun bütün xassələrinin əvvəlcədən xəbər verilməsi (bir az sonra isə Ω^- - hiperonun kəşf olunması); elektron neytrinosundan fərqli olaraq myuon neytrinosunun varlığının isbatı; neytral K - mezonların parçalanmasında kombinasiya edilmiş cütlük qanununun saxlanmasının pozulmasının kəşf edilməsi; sıra nömrəsi $Z=104$; 105 və 106 olan ifrat ağır elementlərin sintez edilməsi; texnika sahəsində isə zərrəciklərin müşahidə edilməsi üçün qığılcımlı və strimer kamecalarının ixtira edilməsi. Həmin illərdə ABŞ və SSRİ-də yüngül nüvələrin sintezinin termonüvə reaksiyalarının idarə oluna bilməsi sahəsində böyük tədqiqat işləri aparılır.

Sonrakı illərdə çox sayda elementar zərrəciklərin kəşfi, həmin zərrəciklərin müxtəlif üsullarla qruplaşdırılması, güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak edən elementar zərrəciklərin (adronların) tərkib hissəsi kimi kvark zərrəciklərinin axtarışı, yekun nüvə qüvvələri nəzəriyyəsi yaratmaq, idarə oluna biləcək nüvə sintez reaksiyaları almaq cəhdləri üzrə işlər davam etdirilmişdir. Lakin indiyədək mühüm nailiyyətlər əldə edilməsinə baxmayaraq göstərilən problemlər ciddi çətinliklərə məruz qalmış və hələ ki, öz həllini tapmamışdır.

İ F Ə S İ L

ATOM NÜVƏSİNİN ƏSAS XASSƏLƏRİ

§ 1. Nüvənin kütlə ədədi və elektrik yükü

Nüvənin A kütlə ədədi nüvədəki nuklonların (proton və neytronların) sayına bərabərdir. Bütün nüvə proseslərində və nüvə reaksiyalarında nuklonların ümumi sayı (A) dəyişmir (nuklonların sayının saxlanması qanunu). Bu qanunu nuklonlar və antinuklonlar üçün ümumiləşdirdikdə, bu, barion yükünün saxlanması qanununa gətirir.

Nüvənin elektrik yükü müsbətdir və $e = 1,60210 \cdot 10^{-19} \text{Kl}$ elementar elektrik yükünün tam misillərinə bərabərdir. Bu yükü Z kimi göstərmək olar ki, burada Z nüvədəki protonların sayı olub elementin Mendeleev cədvəlindəki sıra nömrəsini göstərir. Hal-hazırda məlum olan nüvələrin atom sıra nömrələri 0-dan 110-dək qiymətlər alır. $Z=0$ neytronu, $Z=1$ hidrogeni, $Z=2$ heliumu və s. göstərir.

Qeyd etmək lazımdır ki, $Z > 92$ olan nüvələr təbii halda müşahidə olunmamış və süni yolla nüvə reaksiyalarından alınmışdır. Uran nüvəsindən sonra gələn birinci nüvə-neptinium 1939-1940-cı illərdə kəşf olunmuşdur. Z elektrik yükü nüvənin əsas xarakteristikalarından biri olub, verilmiş elementin bütün izotoplarının kimyəvi, optik və s. fiziki xassələrini müəyyən edir.

Nüvənin yükünün dəqiq təyin edilmə üsulu ilk dəfə 1913-cü ildə Mozli tərəfindən verilmişdir. O, atomun xarakteristik rentgen şüalanmasının ν tezliyi ilə nüvənin Z yükü arasında sadə empirik asılılıq vermişdir:

$$\sqrt{\nu} = aZ - b$$

burada a , b verilmiş şüalanma seriyası üçün elementdən asılı olmayan saibtlərdir. Bu üsuldən istifadə edərək, əvvəlcə ^{20}Ca -dan ^{30}Zn -ə qədər elementləri Mendeleev cədvəlində düzgün yerləşdirmişlər.

Mozli üsulu ilə o zaman hələ kəşf olunmamış bir sıra elementlərin Mendeleyev cədvəlində yerləri müəyyən edilib, boş saxlanmışdır.

Nüvənin yükünü təcrübə vasitəsilə birbaşa 1920-ci ildə Çedvik təyin etmişdir. Bunun üçün o, α -zərrəciklərin nazik lövhələrdən səpilməsini öyrənən Rezerford təcrübəsindən istifadə etmişdir. α -zərrəciklərin səpilmə ehtimalını verən Rezerford düsturuna Z daxil olduğundan nazik lövhə hazırlanmış elementin yükünü ölçmələrə əsasən hesablamaq mümkündür.

Nüvə fizikasında müşahidə olunan bütün qarşılıqlı təsirlərdə (zəif, elektromaqnit və güclü) elektrik yükü saxlanılır.

Elektrik yükünün saxlanması qanununa görə verilmiş reaksiyada və ya radioaktiv çevrilmədə alınan naməlum nüvə və hissəciyin yükünü reaksiyada iştirak edən hissəciklərin yük balansına görə təyin etmək olar.

Z nüvədəki protonların sayı, A isə nuklonların tam sayını göstərdiyindən, $N = A - Z$ nüvədəki neytronların sayı olar.

Bəzi hallarda A və Z ədədləri məlum olan nüvə nuklid adlandırılır və (A, Z) kimi göstərilir. Həmin nüvənin kütləsi $M_n(A, Z)$ və ya $M(A, Z)$ və uyğun atom kütləsi $M_a(A, Z)$ kimi göstərilə bilər. Elementlərin kimyəvi işarəsini göstərmək lazım gəldikdə isə nüvə və atom kütlələrini $M({}_Z X^A)$ və $M_a({}_Z X^A)$ kimi göstərmək olar. Məsələn, oksigen nüvəsinin və atomunun kütləsini $M_n({}_8 O^{16})$ və ya $M({}_8 O^{16})$ və $M_a({}_8 O^{16})$ yazmaq olar.

Z e elektrik yükü və ya Z protonlarının sayı eyni, nuklonların sayı A (və ya neytronların sayı N) müxtəlif olan nüvələr və uyğun atomlar izotoplar adlanır. Məsələn, təbiətdə oksigenin və silisiumun hər birinin üç stabil izotopu: ${}_8 O^{16}$, ${}_8 O^{17}$, ${}_8 O^{18}$, ${}_{14} Si^{28}$, ${}_{14} Si^{29}$, ${}_{14} Si^{30}$ müşahidə olunur. Uran elementindən sonra gələn nüvələr müstəsna olmaqla hər bir elementin təxminən üç stabil izotopuna rast

gəlinir.

Nüvə reaksiyaları vasitəsilə hər bir elementin bir neçə qeyri-stabil (radioaktiv) izotoplarını da almaq olur. Məsələn, oksigenin ${}^8\text{O}^{14}$, ${}^8\text{O}^{15}$, ${}^8\text{O}^{19}$ radioaktiv izotoplarını alırlar. Bəzi elementlərdə stabil və radioaktiv izotopların sayı ondan çox olur: məsələn, qalayın 25, qurğuşunun 22, ksenonun 25 və s. izotopu vardır.

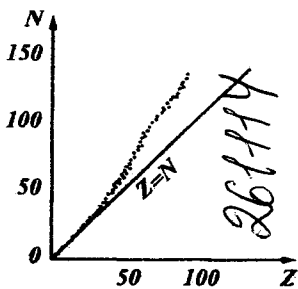
İzotopların kimyəvi və optik xassələri eynidir. Təbiətdə rast gəlinən kimyəvi elementlərin çoxu müxtəlif izotopların qatışığından ibarət olur.

Kütlə ədədi (A) eyni, yəni tərkibində eyni sayda nuklonlar və Z ədədi müxtəlif, yəni protonların və ya neytronların sayı müxtəlif olan nüvələr izobar nüvələr adlanır (məsələn, ${}^1\text{H}^3$; ${}^2\text{He}^3$ və ${}^3\text{Li}^7$; ${}^4\text{Be}^7$ və s.).

Kütlə ədədi $A=36$ -dan sonra gələn və A ədədi cüt olan nüvələr üçün stabil izobarların sayı adətən ikidən çox olmur (məsələn, ${}^{16}\text{S}^{36}$ və ${}^{18}\text{Ar}^{36}$, ${}^{18}\text{Ar}^{40}$ və ${}^{20}\text{Ca}^{40}$; ${}^{20}\text{Ca}^{46}$ və ${}^{22}\text{Ti}^{46}$ və s.). Təbiətdə müşahidə olunan cəmi 58 izobar cütü vardır. Az sayda nüvələr isə izobar üçlüyü təşkil edirlər. Bunlar: ${}^{40}\text{Zr}^{96}$, ${}^{42}\text{Mo}^{96}$ və ${}^{44}\text{Ru}^{96}$; ${}^{50}\text{Sn}^{124}$, ${}^{52}\text{Tl}^{124}$ və ${}^{54}\text{Xe}^{124}$; ${}^{52}\text{Tl}^{130}$, ${}^{54}\text{Xe}^{130}$ və ${}^{56}\text{Ba}^{130}$; ${}^{54}\text{Xe}^{136}$, ${}^{56}\text{Ba}^{136}$ və ${}^{58}\text{Ce}^{136}$ izobarlarıdır.

İzobar nüvələr içərisində güzgü nüvələr adlanan izobarlar vardır. Bunlar elə izobarlardır ki, bir nüvədəki protonların sayı ikinci nüvədəki neytronların sayına bərabərdir. Başqa sözlə desək, əgər bir nüvədəki protonları neytronlarla və neytronları protonlarla əvəz etsək, alınan ikinci izobar nüvə birinci ilə güzgü cütü əmələ gətirər. Məsələn, yüngül nüvələr oblastunda güzgü nüvələrə misal olaraq: ${}^1\text{H}^3(1p+2n)$ və ${}^3\text{He}^3(2p+1n)$; ${}^4\text{Be}^7(4p+3n)$ və ${}^3\text{Li}^7(3p+4n)$ və s. göstərmək olar.

Tərkibində eyni sayda neytronları (N) və müxtəlif sayda protonları (Z) olan nüvələr izotonlar adlanır. İzotonlara misal olaraq: ${}^1\text{H}^2$ və ${}^2\text{He}^3$; ${}^2\text{He}^4$ və ${}^3\text{Li}^5$; ${}^3\text{Li}^6$ və ${}^4\text{Be}^7$; ${}^3\text{Li}^7$ və ${}^4\text{Be}^8$, ${}^5\text{B}^9$ və ${}^6\text{C}^{10}$ və s. nüvələrini göstərmək olar. Adətən izoton nüvələrdən yalnız biri stabil, başqaları isə qeyri-stabil olur.



Şəkil 1.1

Ümumiyyətlə, nüvədəki protonların (Z) və neytronların (N) say münasibətindən asılı olaraq həmin nüvələrin stabilliyi və qeyri-stabilliyi müxtəlif olur.

Şəkil 1.1-də proton və neytronların sayına görə mövcud olan stabil və qeyri-stabil nüvələrin yayılması diaqram şəklində göstərilmişdir (burada absis oxu üzrə protonların sayı

- Z, ordinat oxu üzrə neytronların sayı - N göstərilir). Diaqramdan görüldüyü kimi, bütün stabil nüvələr bir xətt ətrafında ensiz bir oblastda yerləşirlər. Bu onunla əlaqədardır ki, protonların verilmiş Z sayında stabil izotopların əmələ gəlməsi üçün neytronların sayı (N) məhdud dəyişməlidir. Görüldüyü kimi, bütün stabil və radioaktiv izotoplar $A-Z=Z$ və $A-Z=2Z$ düz xətləri ilə əhatə olunmuş oblastda yerləşirlər. Burada $A-Z=Z$ düz xətti tərkibində proton və neytronların sayı eyni olan izotopları göstərir (simmetrik nüvələr). Görünür ki, kütlə ədədi nisbətən az olan stabil ($A \leq 40$) nüvələr, yəni ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ izotopuna qədər, məhz bu xətt üzrə yerləşir. Kütlə ədədi (A) artdıqca stabil nüvələrdə neytronların sayı (N) protonların sayına (Z) nisbətən artır.

§ 2. Nüvələrin kütləsi

Nüvələrin mühüm xarakteristikalarından biri onların kütləsidir. Nüvə fizikasında kütlə atom kütlə ədədi vahidləri ilə (a.k.ə.) ölçülür. A.k.ə. vahidi olaraq neytral karbon izotopunun kütləsinin $1/12$ hissəsi götürülür, yəni

$$1 \text{ a.k.ə.} = \frac{M_a(\text{C}^{12})}{12}$$

olur. Bu vahidi qramlarla asan ifadə etmək olar:

$$M_a(C^{12}) = \frac{12}{N_A} q$$

olduğundan (burada N_A – Avaqadro ədədidir),

$$\text{la.k.ə.} = \frac{12}{N_A} \cdot \frac{1}{12} = \frac{1}{6,025 \cdot 10^{23}} q = 1,66 \cdot 10^{-24} q$$

olur.

Nüvə fizikasında tətbiq etmək üçün Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsinin verdiyi sistemin tam enerjisi E_t ilə, onun kütləsi M arasındakı:

$$E_t = Mc^2$$

münasibətindən istifadə olunur. Bu münasibət istənilən izolə edilmiş sistemə və o cümlədən nüvə sisteminə aid olub, kütlə ilə enerjinin ekvivalentliyini göstərir. Bü münasibətə görə qramlarla ifadə olunmuş M kütləsinə C -la ifadə olunmuş Mc^2 qədər enerji uyğun gəlir ($c=3 \cdot 10^{10}$ sm/san). Məsələn, 1 q kütləyə $9 \cdot 10^{13}$ C enerji ekvivalentdir.

Qeyri-relyativistik (ışığı sürətindən çox kiçik olan sürətlərdə) halda makroskopik cisimlər üçün cismin kütləsi və enerjisi müxtəlif üsullarla təyin olunur. Belə ki, makroskopik cisimlər üçün ölçülən enerjilər (kimyəvi, istilik, elektrik və s.) olduqca kiçik kütləyə ekvivalentdir ki, bunu adi kütlə ölçmələri ilə təyin etmək olmur. Lakin nüvə sistemində nüvə qüvvələri enerjisinin yaratdığı kütlə kifayət qədər böyük olur və bunu adi üsullarla təyin etmək mümkündür. Ona görə də nüvə qüvvələrinin enerjisini həm enerji vahidlərilə (MeV), həm də kütlə vahidlərilə (a.k.ə.) ifadə edirlər. Məsələn, əgər neytral π^0 mezonun kütləsi 135 MeV-lə göstərilirsə, bu o deməkdir ki, nüvə reaksiyalarında həmin zərrəciyin yaranması üçün 135 MeV enerji sərf olunur.

Sürət artdıqca cisim əlavə E_k kinetik enerjisinə malik olduğundan, onun tam enerjisi E_t və eləcə də M kütləsi artmış olur. Sükunətdəki cismin kütləsinə - M_0 sükunət kütləsi deyilir. Cədvəllərdə elementar zərrəciklər və nüvələr üçün məhz bu kütlə gətirilir. Onda:

$$E_t = M_0 c^2 + E_k$$

olar və sistemin kütləsi $\Delta M = E_k / c^2$ qədər artmış olar, yə"ni:

$$M = M_0 + E_k / c^2$$

yazmaq olar. Nisbilik nəzəriyyəsində M və M_0 kütlələri və cismin v sürəti arasında aşağıdakı münasibət verilir:

$$M = M_0 / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

Deməli, $E_t = M c^2$ yazmaq olur.

Digər tərəfdən, relyativistik impuls daxil etsək: $P = M v$; cismin v sürətini yox etməklə, E_t enerjisi və p relyativistik impulsu arasında aşağıdakı münasibəti alırıq:

$$E_t = \sqrt{P^2 c^2 + M_0^2 c^4}$$

Sistemin relyativistik kinetik enerjisini almaq üçün E_t -dən sükunət enerjisini çıxmaq lazımdır:

$$E_k = E_t - M_0 c^2 = c \sqrt{P^2 + M_0^2 c^2} - M_0 c^2$$

Qeyri-relyativistik limit halında $|p| \ll M_0 c$ olar və:

$$E_k = M_0 c^2 \sqrt{P^2 / M_0^2 c^2 + 1} - M_0 c^2 \approx P^2 / 2 M_0$$

olar. Əks halda $|P| \gg M_0 c$ olduqda (ultra-relyativistik hal), sadəcə olaraq M_0 sükunət kütləsini nəzərə almamaq olar, yəni:

$$E_k = c |\vec{P}|$$

alınar. Deməli, bu halda enerji impulsun kvadratı ilə deyil, birinci dərəcəsilə mütənasib alınır. Ona görə də nüvə fizikası və elementar zərrəciklər fizikasında çox hallarda P impulsu MeV/c və ya QeV/c vahidlərilə verilir. Onda hissəciyin enerjisi birbaşa MeV -lərlə və ya QeV -lərlə alınar.

Qeyri-relyativistik makroskopik sistemlərdən fərqli olaraq, relyativistik halda sükunət kütləsi sıfıra bərabər olan ($M_0 = 0$) zərrəciklər mümkündür. Bu halda $E = c |\vec{P}|$ olur, yəni sükunət kütləsi sıfıra bərabər olan zərrəcik ancaq işıq sür"ətilə hərəkət etməlidir. Belə zərrəciyə misal olaraq γ - kvantı (yüksək tezlikli elektromaqnit şüalanmasının kvant-

ları) göstərmək olar.

Mürəkkəb sistemin (nüvənin) sükunət enerjisi təkcə onu təşkil edən zərrəciklərin (nuklonların) sükunət enerjilərindən deyil, həm də zərrəciklərin daxili hərəkət enerjilərindən asılıdır. Zərrəciklərin (nuklonların) daxili hərəkət enerjisi nə qədər çox olsa, mürəkkəb sistemin (nüvənin) sükunət enerjisi və eləcə də sükunət kütləsi bir o qədər böyük olar.

Nüvənin əsas halına minimal enerji və sükunət kütləsi uyğun gəlir. Həyəcanlanma (E_0^*) və əsas halların (E_0) enerjiləri fərqi nüvənin həyəcanlanma enerjisini verir:

$$W = E_0^* - E_0$$

Deməli, nüvənin həyəcanlanma halındakı kütləsi onun əsas haldakı kütləsindən:

$$\Delta M = \frac{W}{c^2}$$

qədər böyük olur.

Nüvələrin bir-birilə və ya başqa hissəciklərlə qarşılıqlı təsirində (nüvə reaksiyalarında) sistemin tam enerjisi saxlanılır. Məsələn, əgər A və B hissəciklərinin qarşılıqlı təsirində C və D hissəcikləri yaranırsa ($A+B \rightarrow C+D$), onda aşağıdakı kimi enerji balansı yazıla bilər:

$$\begin{aligned} M_{AC}c^2 + M_{BC}c^2 + E_K(A) + E_K(B) &= \\ &= M_Cc^2 + M_Dc^2 + E_K(C) + E_K(D) \end{aligned}$$

və ya

$$E = E_{01} + E_K(1) = E_{02} + E_K(2) = \text{const}$$

burada

$$E_{01} = (M_A + M_B)c^2, E_K(1) = E_K(A) + E_K(B)$$

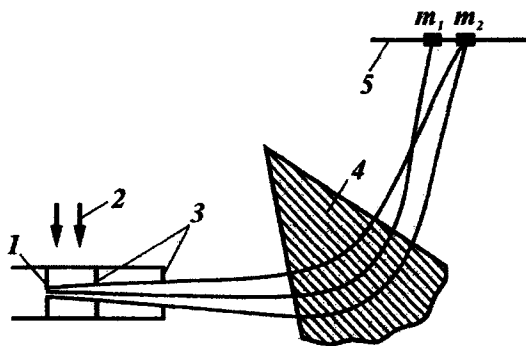
$$E_{02} = (M_C + M_D)c^2, E_K(2) = E_K(C) + E_K(D)$$

əvəz olunmuşdur. Onda:

$$Q = E_{01} - E_{02} = E_K(2) - E_K(1)$$

kəmiyyəti reaksiyanın enerjisi adlanır. Bu münasibətdən görünür ki, əgər $Q > 0$ isə nüvə reaksiyası zamanı reaksiyada iştirak edən hissəciklərin sükunət enerjisinin bir hissəsi kinetik enerjiyə və tərsinə, əgər $Q < 0$ isə, kinetik enerjinin bir hissəsi sükunət enerjisinə çevrilir.

Nüvələrin (və eləcə də atomların) kütlələrini dəqiq təyin etmək üçün kütlə spektroqrafları və spektrometrlərindən istifadə edirlər. Bu halda yüklü hissəciklər dəstəsi (nüvələr və ya ionlaşmış atomlar elektrik və maqnit sahələrindən keçərək q/M - xüsusi yüklərə görə (birqat ionlaşmış atomlarda isə e/M görə) ayrı-ayrı dəstələrə ayrılaraq qeyd edilirlər. Hissəciklərin qeyd edilməsi elektrik üsulu ilə (kütlə spektrometri) və ya fotoqrafik üsulla (kütlə spektroqrafı) ola bilər.



Şəkil 1.2

İlk dəfə 1907-ci ildə Tomson tərəfindən təklif edilmiş kütlə spektrometrimin iş prinsipi elektrik və maqnit sahələrində hərəkət edən ionlara bu sahələrin fokuslayıcı təsirindən istifadə olunmasıdır.

Böyük ayırdetmə qabiliyyətinə malik olan ilk spektrometrlər 1919-cu ildə Aston və Dempster tərəfindən hazırlanmışdır. Aston spektrometrimin əsas hissələri: a) ion mənbəi, b) analizator, c) qəbuledicidən ibarətdir. İon mənbəində tədqiq edilən maddədən ionlar yaranır və enerjiyə görə az fərqlənən, zəif dağılan dəstə şəklində salınır. Analizatorada ionlar dəstəsi kütlələrə görə fərqlənən bir neçə dəstəyə ayrılır və müxtəlif enerjili eyni kütləli ionlar qəbuledicinin bir sahəsinə fokuslanır. Qəbuledici kimi foto lövhə götürülür. Həmin spektrometrin sadə sxemi şəkil 1.2-də göstərilmişdir.

Tədqiq edilən elementin buxarı 1 deşiyindən ion mənbəyinə daxil olduqda 2 eletron dəstəsi ilə ionlaşdırılır. Alınmış ionlar sürətləndirilir və 3 diafraqmaları vasitəsilə azacıq dağılan dəstə halına salınır. Analizator kimi şəkil müstəvisi-

nə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş sektorial formalı sabit 4 maqnit sahəsi götürülür. Maqnit sahəsində müxtəlif kütləli və təqribən bərabər enerjiyə malik olan ionlar müxtəlif trayektoriyalar üzrə hərəkət edib, kütlələrindən asılı olaraq fotolövhdə (5) müxtəlif yerlərə fokuslanırlar. Fotolövhdəki ionların izlərinə görə ionların kütlələrini təyin etmək olar.

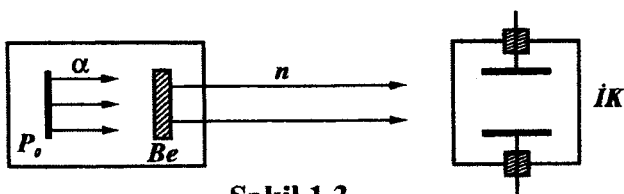
Aston kütlə spektroqrafında ionların yalnız nisbi kütləsi təyin edilir. Ona görə də müqayisə üçün kütlələri məlum olan etalon ionlardan istifadə etmək lazımdır. Bu məqsədlə tədqiq edilən maddəyə etalon kütləli atomlar və ya molekullar əlavə edilir. Məsələn, bu məqsədlə çox hallarda kütlələri dəqiq məlum olan karbohidratlar: CH , CH_2 , CH_3 , CH_4 , C_2H_2 və ya O , OH , OH_2 , H , H_2 və s. istifadə olunur.

Müasir kütlə spektroqrafları və spektrometrlərində ikiqat fokuslama üsulundan (sürətlərə görə və istiqamətə görə) istifadə olunur ki, bu da cihazın ayırdetmə qabiliyyətini çox yüksəltməyə imkan verir. Belə cihazlar ionların kütləsini 10^{-7} - 10^{-6} a.k.ə. dəqiqliyiylə və ya $\delta M/M \approx 10^{-8}$ - 10^{-7} nisbi xəta ilə təyin etməyə imkan verir. Məsələn, hidrogen atomunun və protonun müasir cihazlar vasitəsilə alınmış kütləsini müxtəlif vahidlərlə təqribi olaraq aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$M_a({}_1\text{H}^1) = 1,007825 \text{ a.k.ə.} = 938,77 \text{ MeV}/c^2 = 1837,1 m_e,$$

$$m_p = 1,007276 \text{ a.k.ə.} = 938,26 \text{ MeV}/c^2 = 1836,1 m_e$$

Nüvənin xassələrini təhlil etmək üçün təkcə proton deyil, neytronun da dəqiq kütləsini bilmək lazımdır. Lakin neytron neytral zərrəcik olduğundan, kütlə spektroqrafları üsulu ilə onun kütləsini təyin etmək mümkün deyildir.



Şəkil 1.3

Neytronun kütləsini ilk dəfə 1932-ci ildə Çedvik neytronu kəşf

edən zaman bir qədər kobud üsulla təyin etmişdir (şəkil 1.3). Çedvikin təcrübəsində Be berillium lövhə Po polonium α -radioaktiv izotopunun buraxdığı α -zərrəciklərlə şüalandırıldıqda alınan neytronlar dəstəsi ionlaşma kamerasına (İK) düşür. İonlaşma kamerası müəyyən yüngül qazla doldurulduqda, neytronların toqquşmasında qaz atomlarının nüvələri təpmə enerjisi alır və öz yollarında olan qaz atomlarında müəyyən miqdar ionlaşma yaradırlar. Neytronların qaz atomları ilə toqquşmasında impulsun və enerjinin saxlanması qanunundan istifadə etməklə, təpmə nüvələrinin yaratdığı ionlaşmanı ölçərək neytronun kütləsini qiymətləndirmək olar. Doğrudan da, əgər neytronun kütləsini m_n toqquşmadan əvvəlki və sonrakı sürətləri uyğun olaraq v_0 və v ilə, təpmə nüvəsinin kütləsini M və sürətini V ilə işarə etsək, onda mərkəzi toqquşma halında (təpmə nüvəsinin enerjisi maksimum olur) enerji və impulsun saxlanma qanununu belə göstərmək olar:

$$\frac{m_n v_0^2}{2} = \frac{m_n v^2}{2} + \frac{MV^2}{2}$$

$$m_n v_0 = MV - m_n v$$

v -ni yox etməklə,

$$2v_0 = V\left(1 + \frac{M}{m_n}\right)$$

alarlıq.

Əgər ionlaşma kamerasını ardıcıl olaraq iki qazla, məsələn, hidrogen (${}_1\text{H}^1$) və azot (${}_7\text{N}^{14}$) qazları ilə doldurmaqla təcrübə aparsaq, hər iki halda neytronun v_0 sürəti eyni olduğundan:

$$V(\text{H})[m_n + M(\text{H})] = V(\text{N})[m_n + M(\text{N})]$$

yazmaq olar və ya təpmə nüvəsinin V sürətindən kinetik enerjisinə keçsək:

$$\frac{M(N) + m_n}{M(H) + m_n} = \sqrt{\frac{E(H)M(N)}{E(N)M(H)}}$$

olar. Lakin təpmə nüvələrinin kinetik enerjilərinin nisbətini ionlaşma kamerasında ionlaşmadan alınan uyğun A cərəyan impulslarının amplitudlarının nisbətində bərabər götürmək olar:

$$\frac{E(H)}{E(N)} = \frac{A(H)}{A(N)}$$

Hidrogen və azot qazları üçün maksimal cərəyan amplitudlarının nisbəti təqribən 4,75 olmuşdur. Onda nüvələrin kütləsini onların kütlə ədədlərilə əvəz etsək:

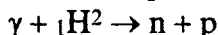
$$\frac{14 + m_n}{1 + m_n} = \sqrt{4,75 \cdot 14} = 8,15$$

və ya

$$m_n \approx m_p \approx 1 \text{ a.k.ə.}$$

Bu halda təcrübənin dəqiqliyi az olduğundan alınan nəticəni də təqribi hesab etmək olar.

Neytronun kütləsinin dəqiq təyini neytronların iştirakı ilə gedən nüvə reaksiyalarının enerji balansından mümkün olur. Məsələn, γ - kvantların təsiri ilə deytun (${}_1\text{H}^2$) nüvəsinin parçalanma reaksiyasına baxmaqla bunu göstərmək olar:



Bu reaksiya üçün enerji balansını aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$E_\gamma + M({}_1\text{H}^2)c^2 = m_n c^2 + E_k(n) + m_p c^2 + E_k(p)$$

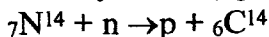
burada E_γ - qamma kvantın enerjisi, $M({}_1\text{H}^2)c^2$, $m_n c^2$ və $m_p c^2$ - uyğun olaraq deytunun, neytronun və protonun sükunət enerjiləri, $E_k(n)$ və $E_k(p)$ - uyğun olaraq deytunun parçalanmasından alınan neytron və protonun kinetik enerjiləridir. Bu halda, neytronun kütləsinin protonun kütləsi tərtibində olduğunu göstərən Çedviq təcrübəsinin nəticəsindən istifadə edərək $E_k(n) \approx E_k(p)$ hesab etmək olar. Reaksiya ionlaşma kamerasında və ya Vilson kamerasında gedirsə,

protonun $E_k(p)$ enerjisini ölçmək olar. Təcrübədə məlum izotopun buraxdığı qamma kvantın enerjisi, $M({}_1H^2)$ və m_p kütlələri məlumdur. Onda naməlum m_n kütləsini təyin etmək olar. Buradan neytronun kütləsi üçün:

$$m_n = 1,00866 \text{ a.k.ə.}$$

alınır.

Neytronun kütləsini dəqiq təyin etmək üçün başqa reaksiyalardan da istifadə edilmişdir. Məsələn, enerjisi çox az olan neytronlarla (istilik neytronları) gedən



reaksiyası bu məqsəd üçün əlverişlidir.

Hal-hazırda neytronun kütləsinin dəqiq qiyməti: $m_n = 1,0086652 \pm 10^{-7}$ a.k.ə. qəbul edilir.

Nüvə fizikasında çox vaxt

$m_n \approx 1,00867$ a.k.ə. = 939,55 MeV = 1838,6 m_e təqribi qiymətdən istifadə olunur.

§ 3. Nüvələrin əlaqə enerjisi

Nüvənin E_0 əlaqə enerjisi dedikdə onu təşkil edən proton və neytronlara parçalamaq üçün lazım olan enerji nəzərdə tutulur. Beləliklə, E_0 nüvənin möhkəmliyini və ya stabilliyini göstərən mühüm xarakteristikadır. Əlaqə enerjisini bilməklə nüvələrin bütün radioaktiv parçalanma və qarşılıqlı çevrilmə proseslərində enerji balansını hesablamaq olar.

Nüvələrin və eləcə də, proton və neytronların kütlələrinin dəqiq təyin edilməsi E_0 əlaqə enerjisini hesablamağa imkan verir. Belə ki, kütlələri müqayisə etdikdə məlum olur ki, nüvələrin kütləsi onu təşkil edən nuklonların kütlələri cəmindən kiçikdir. Bu onunla əlaqədardır ki, nüvə sistemi möhkəm əlaqəli sistem olduğundan, nisbətən minimum enerjiyə malik olmalıdır. Başqa sözlə desək, kütlə ilə enerji arasında olan Eynşteyn münasibətindən alınır ki, nüvə minimum kütlə ilə xarakterizə olunmalıdır. Onda, nüvənin əlaqə enerjisini:

$$E_0 = [Zm_p + (A-Z) m_n - M(A,Z)] c^2 \quad (1.1)$$

ilə hesablamaq olar. Lakin cədvəllərdə adətən nüvə kütlələri deyil, atom kütlələri verildiyindən, əlaqə enerjisini atom kütlələri ilə də göstərmək olar. Bunun üçün (1.1) münasibətində $M(A,Z)$ nüvə kütləsini $M_a(A,Z)$ atom kütləsilə və protonun m_p kütləsini hidrogen atomunun $M_a({}_1H^1)$ kütləsilə əvəz etmək lazımdır.

$$E_0 = [ZM_a({}_1H^1) + (A-Z) m_n - M_a(A,Z)] c^2$$

Bu düstur (1.1) düsturundan elektronların atomdakı əlaqə enerjiləri dəqiqliylə fərqlənir ki, bu da nüvə əlaqə enerjisinə nisbətən nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçikdir.

Nüvənin E_0 əlaqə enerjisini adətən a.k.ə. vahidlərlə ifadə edirlər. Onu 1 a.k.ə. = 931,478 MeV olduğunu bilərək MeV-lə də ifadə etmək olar:

$$E_0 = 931,478 [ZM({}_1H^1) + (A-Z) m_n - M(A,Z)] \text{ MeV}$$

Nüvənin E_0 əlaqə enerjisinin A kütlə ədədinə nisbətində nuklonun nüvədəki xüsusi əlaqə enerjisi və ya bir nuklona düşən əlaqə enerjisi deyilir və

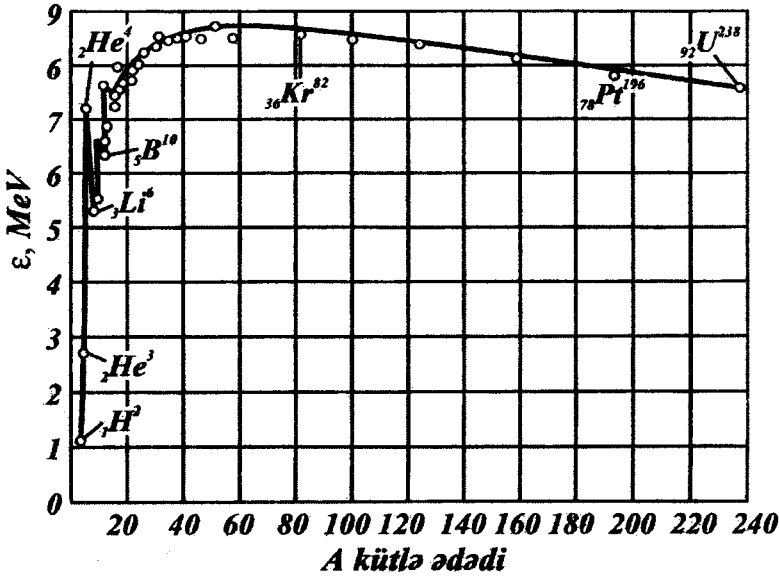
$$\varepsilon = E_0/A$$

ilə işarə edilir.

Stabil nüvələr üçün ε kəmiyyətinin A kütlə ədədindən asılılığı şəkil 1.4-də göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, yüngül nüvələr oblastında ε kiçikdir, A -dan asılı olaraq müntəzəm dəyişməyib, ${}_2\text{He}^4$, ${}_4\text{Be}^8$, ${}_6\text{C}^{12}$, ${}_8\text{O}^{16}$ nüvələrində maksimum qiymətlər alır. Orta nüvələr oblastında ε yavaş artaraq $A=55-65$ qiymətlərində təqribən $\varepsilon_{\max} = 8,8$ MeV olur. Ağır nüvələr oblastına getdikcə ε qiyməti azalır (məsələn, ${}_{92}\text{U}^{238}$ üçün 7,5 MeV, ${}_{100}\text{Fm}^{254}$ üçün 7,4 MeV olur).

Göstərilən ε asılılıq əyrisindən nüvələrin və nüvə qüvvələrinin bəzi xassələrini müəyyən edən aşağıdakı qanunauyğunluqları göstərmək olar:



Şəkil 1.4

1) Nisbətən az sayda olan yüngül nüvələri nəzərə almasaq, əksər nüvələr üçün bir nuklona düşən əlaqə enerjisinin orta qiyməti $\bar{\epsilon}$ əksər nüvələr üçün eyni olub, $\bar{\epsilon} = 8 \text{ MeV}$ -dir. Onda, ilk yaxınlaşmada, demək olar ki, ϵ nuklonların sayından asılı deyildir və bütün nüvələr üçün sabit kəmiyyətdir. Xüsusi əlaqə enerjisinin təqribən A -dan asılı olmaması nüvə qüvvələrinin doyma xassəsini göstərir. Doyma xassəsi odur ki, nüvədə hər bir nuklon ancaq yaxın qonşu nuklonlarla qarşılıqlı əlaqədə ola bilər. Bu mənada nüvə qüvvələri Kimyəvi valentliyi müəyyən edən əlaqə qüvvələrinə bənzəyir. Doyma xassəsi olmasaydı, yəni hər bir nuklon bütün nuklonlarla qarşılıqlı təsirdə olsaydı, onda nüvənin tam əlaqə enerjisi A kütlə ədədi ilə deyil, kütlə ədədinin kvadratı (A^2) ilə mütənasib olardı. Belə ki, nüvədəki A sayda nuklonu $A(A-1)/2$ sayda nuklon cütələrinə ayırmaq olar. Nüvə qüvvələrinin doyma xassəsi nüvələrin sıxlığının təqribən sabit olmasına

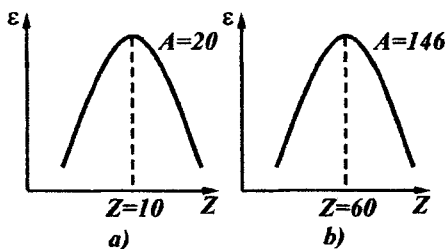
gətirir ki, bu da nüvəni maye və bərk cismə bənzədir. Nüvənin sıxlığının sabit olması isə nüvənin ölçülərinin təqribən $A^{1/3}$ -ə mütənasib olması deməkdir.

2) ϵ əyrisinin maksimumdan ($\sim 8,8$ MeV) başlayaraq çox yüngül nüvələrə və çox ağır nüvələrə getdikcə azalması göstərir ki, çox yüngül nüvələrin birləşərək (sintez edərək) nisbətən ağır nüvələrin əmələ gəlməsi; ağır nüvələrin isə orta nüvələrə bölünməsi əlverişli prosesdir. Hər iki halda müəyyən enerji ayrılmalıdır. Birinci halda ayrılan enerji istilik nüvə enerjisi, ikinci isə atom enerjisi adlanır.

Çox yüngül nüvələr oblastında xüsusi əlaqə enerjisinin azalmasını səth effekti ilə aydınlaşdırmaq olar. Səthdə olan nuklonların əlaqələri tam istifadə olunmur və deməli səthdəki nuklonların hesabına əlaqə enerjisi səthə mütənasib ($A^{2/3}$) olaraq azalır. Nüvənin səthinin onun həcminə nisbəti artdıqca yəni yüngül nüvələrə keçdikcə səth effekti də artır.

Ağır nüvələr oblastında xüsusi əlaqə enerjisinin azalması isə protonlar arasında elektostatik itələmə qüvvələri ilə izah olunur. Protonlar arasındakı kulon enerjisi protonların sayının kvadratı ilə (Z^2) düz (kulon qüvvələri doyma xassəsinə malik deyildir) nüvənin ölçüləri ilə ($A^{1/3}$) tərs mütənasibdir. Ona görə də ağır nüvələrə keçdikcə kulon enerjisinin payı artır.

3) A kütlə ədədinin sabit qiyməti üçün ϵ xüsusi əlaqə enerjisinin protonların Z sayından asılılığına baxsaq (şəkil



Şəkil 1.5

1.5), müəyyən maksimumdan keçən əyrilər alarıq. Yüngül nüvələr üçün maksimum $Z \approx 0,5A$ qiymətində, ağır nüvələr üçün isə neytronların miqdarının çox olduğu tərəfə sürüşmüş olur.

Müəyyən olunmuş fakta görə, əgər proton-

lar arasındakı kulon qüvvələri olmasaydı, onda bütün nüvələr üçün xüsusi əlaqə enerjisinin maksimumu $Z=A/2$ qiymətində alınardı. Bu o deməkdir ki, nüvədə protonların sayı neytronlarınkinə bərabər olduqda təsir edən nüvə qüvvələri daha intensiv olur. Bu, bir tərəfdən Pauli prinsipilə, digər tərəfdən belə bir təcrübi faktla əlaqədardır ki, müxtəlif adlı nuklonlar (proton və neytron) arasındakı cazibə xarakterli qarşılıqlı təsir qüvvəsi eyni adlı nuklonlar arasındakından bir qədər çoxdur. Buna görə də nuklonların sayının simmetriklərdən kənara çıxması ($N \neq Z$) xüsusi əlaqə enerjisini empirik müəyyən olunmuş $(A-2Z)^2/A$ ifadəsinə mütənasib olaraq azaldır.

4) Nüvələrin E_0 əlaqə enerjilərinin protonların Z və neytronların N sayından asılılığının dəqiq təhlili göstərir ki, enerji Z və N -nin tək və cütlüyündən kəskin asılıdır. Ona görə də nüvələri stabilliyə görə üç qrupa bölmək olar. Birinci qrupa Z və N cüt olan ən stabil nüvələr (cüt-cüt nüvələr), ikinci qrupa Z -i cüt, N -i tək və ya Z -i tək, N -i cüt (cüt-tək və ya tək-cüt) olan orta stabil nüvələr və üçüncü qrupa Z -i tək və N -i tək olan (tək-tək) nisbətən az stabil nüvələr daxildir.

Bu fakt nüvədə eyni adlı nuklonların "cütləşməsi" effekti ilə bağlıdır, yəni nuklonlar nüvədə nuklon cütlərinə bölünürlər. Təcrübi faktlara əsasən göstərmək olar ki, cütləşmədə əlaqə enerjisi 2-3 MeV artır ki, buna "cütləşmə" enerjisi deyilir. Məsələn, üç ${}^{34}\text{Se}^{80}$, ${}^{35}\text{Br}^{80}$ və ${}^{36}\text{Kr}^{80}$ izotoplarının əlaqə enerjilərini müqayisə etdikdə, alınır ki, ${}^{35}\text{Br}^{80}$ -da bir cütləşməmiş proton və bir cütləşməmiş neytron olduğundan (tək-tək) onun əlaqə enerjisi ${}^{34}\text{Se}^{80}$ -dən 1,377 MeV və ${}^{36}\text{Kr}^{80}$ -dən isə 2,501 MeV kiçikdir.

Cütləşmə enerjisinin əlaqə enerjisinə verdiyi payı elə bir Δ düzəlişilə nəzərə alırlar ki:

$$\delta E = \begin{cases} \Delta, & \text{cüt - cüt nüvələr üçün} \\ 0, & \text{cüt - tək və tək - cüt nüvələr üçün} \\ -\Delta, & \text{tək - tək nüvələr üçün} \end{cases}$$

Empirik olaraq müəyyən edilmişdir ki;

$$\Delta = 34/A^{3/4} \text{ MeV}$$

Yuxarıda deyilənləri yekunlaşdıraraq, yəni nüvənin əlaqə enerjisi üçün kütlə ədədi A -ya mütənasib həcm effekti, $A^{2/3}$ mütənasib səth effekti (səthi gərilmə enerjisi), $Z^2A^{-1/3}$ mütənasib protonların elektrostatik kulon qarşılıqlı təsir enerjisi, $(A-2Z)^2/A$ mütənasib simmetriya effekti və δE cütləşmə enerjisini nəzərə almaqla nüvənin E_0 əlaqə enerjisini aşağıdakı funksiya ilə ifadə etmək olar:

$$E_0 = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \varepsilon \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta E \quad (1.2)$$

buradakı sabit əmsallar nüvələrin əlaqə enerjilərinin eksperimental qiymətlərinə görə təyin edilir və aşağıdakı qiymətlər alınır:

$$\alpha = 15,75 \text{ MeV}, \beta = 17,8 \text{ MeV}, \gamma = 0,71 \text{ MeV}, \varepsilon = 94,8 \text{ MeV}$$

Əlaqə enerjisinin bu yarıempirik düsturuna Veyzeker düsturu deyilir və nüvənin damcı modeli ilə əlaqələndirilir.

a) Nüvələrin kütlələrinin A və Z görə paylanması

Nüvənin əlaqə enerjisi üçün yazılmış (1.1) və alınmış (1.2) Veyzeker düsturlarından istifadə etsək, nüvənin $M(A,Z)$ kütləsini A kütlə ədədi və protonların Z sayının funksiyası kimi aşkar ifadə edə bilərik:

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - E_0 \quad (1.3)$$

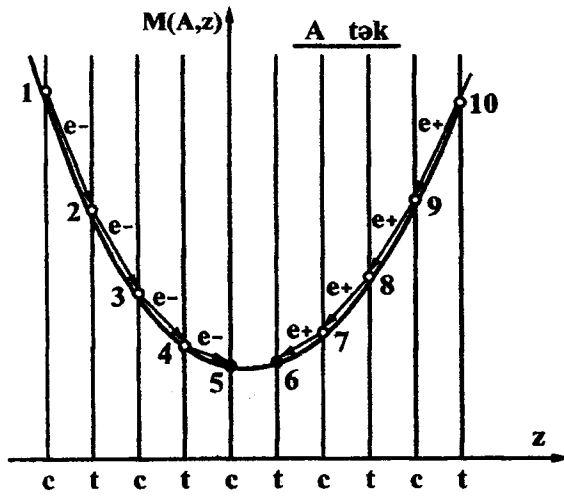
burada $M(A,Z)$, m_p və m_n kütlələri enerji vahidlərilə (MeV-lərlə) verilmişdir.

(1.3) ifadəsindən görünür ki, izobar nüvələr üçün ($A = \text{const}$) $M(A,Z)$ Z -in parabolik funksiyasıdır.

(1.3) ifadəsini A -nın sabit qiymətində Z -ə görə differensiallasaq və sıfıra bərabər etsək, verilmiş izobarlar üçün ən stabil nüvəyə aid olan Z -i tapırıq:

$$Z = A/(1,98 + 0,0015 A^{2/3})$$

Verilmiş A üçün buradan alınan $Z = Z_0$ qiymətini təcrübə ilə müqayisə etdikdə məlum olur ki, həqiqi qiymətdən kəna-



Şəkil 1.6

ra çıxma (xəta)

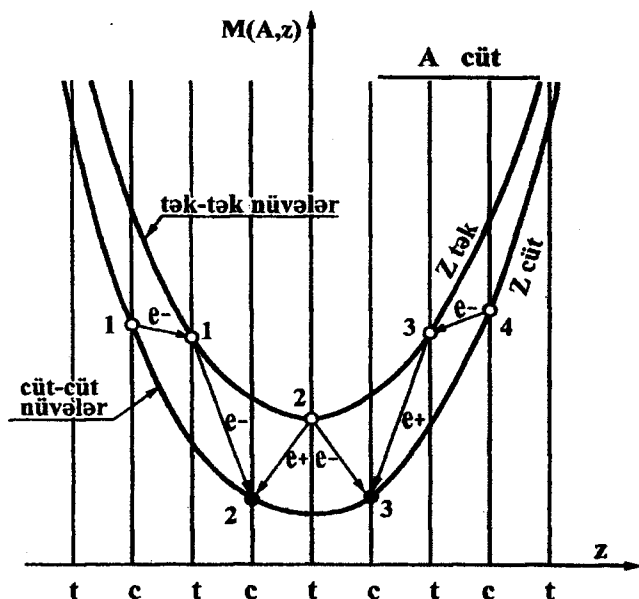
$\Delta Z = \pm 1$ -dən böyük deyildir. Şəkil 1.6-da müxtəlif izobarlar üçün nüvələrin kütlələrinin Z -dən asılılığı göstərilmişdir.

A kütlə ədədi tək olan izobarlar (tək-tək və ya cüt-tək nüvələr) yalnız bir parabola üzrə yerləşirlər. Pa-

rabolanın təpəsinə yaxınlaşdıqca kütlənin qiyməti azalır, yəni başqa sözlə, nüvənin tam enerjisinin qiyməti azalır ki, bu da əlaqə enerjisinin artmasını göstərir. Odur ki, parabolanın təpəsinə yaxın yerləşən nüvələr verilmiş izobarlar içərisində ən stabil nüvələrdir. Parabolanın qolları üzərində nisbətən yuxarıda yerləşən nüvələr aşağıda yerləşən qonşu nüvələrə nəzərən β -radioaktiv nüvələrdir, onlar β -parçalanma ilə (parabolanın sol qolunda elektronlar buraxmaqla, sağ qolunda isə pozitronlar $-e^+$ buraxmaqla) bir-birinə keçirlər. Göründüyü kimi, bu halda izobar nüvələr içərisində yalnız bir stabil nüvə ola bilər.

Kütlə ədədi cüt olan izobar nüvələr isə cüt-cüt nüvələrə ($\delta E = +\Delta$) və tək-tək nüvələrə ($\delta E = -\Delta$) bölünürlər. Ona görə də $M(A, Z)$ kütlələrinin Z -dən asılılığı iki parabola verir (şəkil 1.7), Aşağı parabola üzrə cüt-cüt nüvələr, yuxarı parabola üzrə isə tək-tək nüvələr yerləşir. Parabolaların belə alınması cüt-cüt nüvələrin tək-tək nüvələrə nəzərən stabilliyi ilə

əlaqədardır. Tək-tək nüvələr β -parçalanmaya məruz qalaraq cüt-cüt nüvələrə keçməlidir. Şəkil 1.7-də bu keçidlər oxlarla göstərilmişdir. (sağa yönəlmiş oxlar elektronlar, sola yönəlmiş oxlar isə pozitronlar buraxmaqla gedən parçalanmanı göstərir).



Şəkil 1.7

Göründüyü kimi, kütlə ədədinin cüt qiymətlərində izobar nüvələr içərisində ən stabil nüvələr cüt-cüt nüvələrdir. Tək-tək nüvələr ümumiyyətlə qeyri-stabil olmalıdır. Lakin bunların içərisində ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$, ${}^7_7\text{N}^{14}$ nüvələri müstəsnaq təşkil edir. Uyğun izobarlar içərisində həmin tək-tək nüvələr ən stabil nüvələrdir.

İndi də, təbiətdə mövcud ola biləcək elementlərin mümkün sayını araşdıraraq. Yeni-yeni ağır elementlərin süni yolla alınması ilə əlaqədar olaraq təbiətdə kəşf olunmamış elementlərin mümkün sayını bilmək maraqlıdır. Elementlə-

rin dövrü sisteminin qurtaracağı Z sıra nömrəsinin limitini qiymətləndirmək üçün iki əlaməti a) nüvə və b) atom məhdudiyətlik əlamətlərini nəzərdən keçirək.

a) İlk yaxınlaşmada nüvənin nüvə qüvvələri ilə bağlı olan əlaqə enerjisi A kütlə ədədinə mütənəsb artdığı halda, protonlar arasındakı kulon itələmə qüvvələrinin enerjisi $Z(Z-1) \approx Z^2$ mütənəsb olaraq artır. Protonların sayının (Z) müəyyən qiymətində (təqribən 118-120) kulon itələmə enerjisi nüvə cazibə enerjisinə yaxınlaşır. Bu halda nüvənin ümumi əlaqə enerjisi (E_0) sıfıra yaxın olur və nüvənin dayanıqlı sistem kimi mövcud olması mümkün olmur.

b) Atom məhdudiyətlik əlamətinə baxaq. Bildiyimiz kimi, atomda elektronların birinci Bor orbitinin radiusu

$$r = \frac{\hbar^2}{mZe^2}$$
 olub, Z -in artması ilə azalır. Əgər nüvənin radiusu elektronun \hbar/mc bərabər olan kompton dalğa uzunluğuna yaxınlaşarsa, onda elektronun enerjisi nüvə sahəsində elektron-pozitron cütünün yaranmasına kifayət edər

(Doğrudan da, əgər $r \approx \frac{\hbar}{mc}$ olarsa, onda $\Delta r \Delta p \geq \hbar$ qeyri-müəyyənlik münasibətindən $\Delta p \geq mc$ və $\Delta \epsilon \geq mc^2$ alınar). Bu halda həmin atom dayanıqlı sistem ola bilməz. Bu mə'nada atomun dayanıqlı sistem olması üçün

$$\frac{\hbar^2}{mZe^2} \geq \frac{\hbar}{mc} \quad \text{və ya} \quad Z \leq \frac{\hbar c}{e^2} \approx 137$$

şərti ödənilməlidir.

Deməli, buradan alınır ki, gələcəkdə kəşf ediləcək ağır elementlər hesabına dövrü sistem sıra nömrəsi $Z=137$ elementinə qədər davam edə bilər. Lakin bu halda nüvənin öz-özünə bölünmə və başqa növ parçalanmaya görə qeyri-stabilliyi nəzərə alınmamışdır. Deməli, sıra nömrəsinin limit qiyməti olaraq $Z=137$ götürülməlidir.

b) Nüvənin əlaqə enerjisinin başqa növləri

Nüvənin, onu təşkil edən bütün nuklonlara görə əlaqə enerjisi ilə bərabər onun təşkil olunduğu başqa tərkib hissələrinə görə də əlaqə enerjisi daxil etmək olar.

Məsələn, ${}_{16}\text{S}^{32}$ nüvəsini iki ${}_{8}\text{O}^{16}$ nüvələrindən təşkil olunmuş kimi təsəvvür etmək və uyğun əlaqə enerjisini belə göstərmək olar:

$$E_{\alpha}({}_{28}\text{O}^{16}) = [2M({}_{8}\text{O}^{16}) - M({}_{16}\text{S}^{32})]c^2$$

Bu halda əlaqə enerjisini hesablamaq üçün nüvələrin kütləsi üçün olan (1.3) düsturundan istifadə edə bilərik. $M({}_{8}\text{O}^{16})$ və $M({}_{16}\text{S}^{32})$ kütlələrinin qiymətlərini (1.1) düsturunda yerinə yazsaq:

$$E_{\alpha}({}_{28}\text{O}^{16}) = E_{\alpha}({}_{16}\text{Si}^{32}) - 2E_{\alpha}({}_{8}\text{O}^{16}) \approx 16 \text{ MeV}$$

alarıq.

Buna oxşar olaraq, əgər ${}_{16}\text{S}^{32}$ nüvəsinin ${}_{8}\text{O}^{16}$, ${}_{6}\text{C}^{12}$ və ${}_{2}\text{He}^4$ nüvələrindən; iki ${}_{6}\text{C}^{12}$ və iki ${}_{2}\text{He}^4$ nüvələrindən təşkil olunduğunu təsəvvür etsək uyğun əlaqə enerjiləri aşağıdakı kimi hesablanı bilər:

$$E_{\alpha}({}_{8}\text{O}^{16} + {}_{6}\text{C}^{12} + {}_{2}\text{He}^4) =$$

$$E_{\alpha}({}_{16}\text{S}^{32}) - E_{\alpha}({}_{8}\text{O}^{16}) - E_{\alpha}({}_{6}\text{C}^{12}) - E_{\alpha}({}_{2}\text{He}^4) \approx 24 \text{ MeV}$$

$$E_{\alpha}({}_{26}\text{C}^{12} + {}_{2}\text{He}^4) =$$

$$E_{\alpha}({}_{16}\text{S}^{32}) - 2E_{\alpha}({}_{6}\text{C}^{12}) - 2E_{\alpha}({}_{2}\text{He}^4) \approx 32 \text{ MeV}$$

$$E_{\alpha}({}_{8}\text{He}^4) = E_{\alpha}({}_{16}\text{S}^{32}) - 8E_{\alpha}({}_{2}\text{He}^4) \approx 48 \text{ MeV}$$

Göründüyü kimi baxılan əlaqə enerjilərinin hər biri ${}_{16}\text{S}^{32}$ nüvəsinin tam əlaqə enerjisindən ($\sim 272 \text{ MeV}$) kiçikdir. Bu isə təbii. Belə ki, nüvənin baxılan tərkib hissələrinin hər biri öz növbəsində ayrıca götürülmüş əlaqəli bir sistemdir.

Bəzi nüvələrdə nuklonların birinə nəzərən hesablanmış əlaqə enerjisi kiçik olur. Məsələn, ${}_{4}\text{Be}^9$ nüvəsinin ümumi əlaqə enerjisi $E_{\alpha} \approx 58 \text{ MeV}$ olduğu halda, nüvəni bir neytron və iki ${}_{2}\text{He}^4$ nüvəsindən təşkil olunduğunu təsəvvür etdikdə əlaqə enerjisi cəmi 2 MeV -ə yaxın alınır.

Ağır nüvələrin bir çoxunun ümumi əlaqə enerjiləri böyük olduğu halda, onların bir ${}_{2}\text{He}^4$ və başqa uyğun nüvədən təşkil olunduğunu təsəvvür etdikdə əlaqə enerjisi üçün

çox kiçik və ya mənfə qiymət alınır. Məsələn, ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsini ${}_{2}\text{He}^4$ və ${}_{90}\text{Th}^{234}$ nüvələrindən təşkil olunması üçün əlaqə enerjisi:

$$E_{\alpha}({}_2\text{He}^4 + {}_{90}\text{Th}^{234}) =$$

$$=[M({}_{90}\text{Th}^{234}) + M({}_2\text{He}^4) - M({}_{92}\text{U}^{238})]c^2 \approx -4,25 \text{ MeV}$$

alınır. Bu o deməkdir ki, ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsi iki nüvəyə ${}_{2}\text{He}^4$ və ${}_{90}\text{Th}^{234}$ nüvələrinə parçalanmaya məruz qalmalıdır. Doğrudan da, məlumdur ki, bu nüvə α -radioaktiv nüvədir.

Eləcə də, göstərmək olar ki, kütləsi $M(Z,A)$ olan ağır nüvələr kütlələri $M(Z_1,A_1)$ və $M(Z_2,A_2)$ olan nüvələrindən təşkil olunması üçün əlaqə enerjisi ($A=A_1+A_2$, $Z=Z_1+Z_2$ və $A_1 \approx A_2$, $Z_1 \approx Z_2$ olduqda) mənfə olub, ədədi qiymətcə təqribən bölünmə enerjisinə bərabərdir.

Verilmiş nüvədə bir zərrəcik üçün hesablanmış əlaqə enerjisi həmin zərrəciyi qoparmaq üçün lazım olan enerjiyə bərabərdir. Ona görə də bu enerjiyə verilmiş zərrəciyi nüvədən qoparma enerjisi deyilir və ϵ_x ilə işarə olunur. Məsələn, α - zərrəcik üçün verilmiş nüvədən qoparıma enerjisi ϵ_{α} ilə göstərilir. Nüvə fizikasında nuklonların qoparıma enerjisindən (ϵ_N) çox hallarda istifadə olunur (bunu bir nuklona düşən $\epsilon = E_{\alpha}/A$ enerjisi ilə qarışdırmaq olmaz). Yuxarıda göstərilən qayda ilə bir nuklonun, məsələn neytronun qoparıma enerjisini:

$$\epsilon_n = \{m_n + M(A-1,Z) - M(A,Z)\}c^2$$

şəklində hesablanır.

Asanlıqla göstərmək olar ki:

$$\epsilon_n = E_{\alpha}(A,Z) - E_{\alpha}(A-1,Z)$$

$$\epsilon_p = E_{\alpha}(A,Z) - E_{\alpha}(A-1,Z-1)$$

Bir nuklona düşən ϵ əlaqə enerjisindən fərqli olaraq nuklonların qoparıma enerjiləri (ϵ_n , ϵ_p) müxtəlif nüvələr üçün kəskin fərqlənir. Əyanilik üçün cədvəl 1.1-də bir sıra nüvələrin ϵ , ϵ_n və ϵ_p qiymətləri verilmişdir.

Cədvəl 1.1.

Nüvə	${}_4\text{Be}^{10}$	${}_5\text{B}^{11}$	${}_6\text{C}^{12}$	${}_7\text{N}^{13}$	${}_8\text{O}^{14}$	${}_6\text{C}^{14}$	${}_6\text{C}^{15}$	${}_6\text{C}^{16}$
ϵ , MeV	6,5	6,9	7,7	7,2	7,0	7,5	7,1	6,9
ϵ_n , MeV	6,8	11,5	18,7	20,3	?	8,2	1,2	4,3
ϵ_p , MeV	?	11,2	16	1,9	4,6	20,8	?	?

Göründüyü kimi bir-birindən cəmi bir nuklon qədər fərqlənən izotoplarda belə ϵ_n və ϵ_p enerjiləri əsaslı olaraq dəyişirlər. Sonralar görəcəyik ki, buna səbəb nuklonların Pauli prinsipinə tabe olması və bununla əlaqədar olaraq nüvənin örtük modelinə görə nüvədə müəyyən təbəqələrin dolması ilə daha dayanıqlı sistem alınmasıdır.

§ 4. Nüvənin ölçüləri

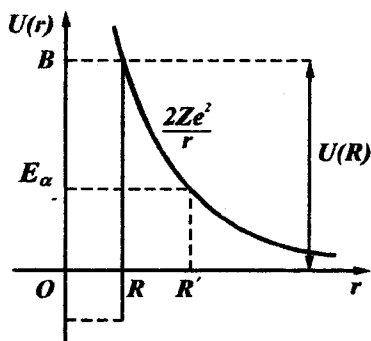
İlk yaxınlaşmada nüvəni sferik formada təsəvvür etmək və nüvənin ölçüsü kimi, nüvə maddəsini əhatə edən sferanın R radiusunu daxil etmək olar.

Lakin nüvəni sfera formasında makroskopik cisim kimi təsəvvür etdikdə bir sıra çətinliklər qarşıya çıxır. Bu çətinliklər onunla əlaqədardır ki, nüvə, makroskopik cisimdən fərqli olaraq, kvant mexanikasının qanunlarına uyğun olaraq hərəkətdə olan nuklonlardan təşkil olunmuşdur. Nüvənin səthi müəyyən qədər "seyrəlmiş" olur və ona görə də radius anlayışı bir qədər şərti alınır. Bu mənada nüvənin ölçüsü dedikdə, nüvə qüvvələrinin təsiri mövcud olan oblastın ölçüsü nəzərdə tutulmalıdır.

Nüvənin ölçüsü haqda ilk anlayış Rezerford tərəfindən α - zərrəciklərin nüvələrdən səpilməsi təcrübəsindən alınmışdır. Bu təcrübədə müəyyən olmuşdur ki, yüklü zərrəciklərin (α -zərrəcik, protonlar və s.) nüvəyə yaxınlaşmasında nüvə ilə zərrəcik arasında kulon qarşılıqlı təsir qüvvəsi mövcud olur. Onda, nüvənin yaratdığı elektrik sahəsini sferik simmetrik götürməklə kulon qarşılıqlı təsir potensial enerjisini:

$$V(r) = k \frac{2Ze^2}{r}; \quad k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{H} \cdot \text{m}^2}{\text{Kl}^2}$$

şəklində yazmaq olar; burada Ze və $2e$ uyğun olaraq nüvənin və α -zərrəciyin elektrik yükləri, r - onlar arasındakı məsafədir. Rezerford təcrübəsinin nəticələrini izah etmək üçün nüvənin yaratdığı tam $U(r)$ potensialını (nüvə sahəsi ilə kulon sahəsinin potensialı) şəkil 1.8-də göstərilən əyri ilə xarakterizə etmək olar.



Şəkil 1.8

Göründüyü kimi potensial əyrisi $r > R$ qiymətlərində ancaq kulon potensialı olub $U(r) = Ze^2/r$ hiperbolik əyri ilə verilir. Nüvəyə yaxın məsafələrdə ($r \leq R$) nüvə sahəsinin cazibə qüvvələri mövcud olur. Yəni nüvədən kənarlarda ancaq kulon qüvvələri, nüvə daxilində isə nüvə və kulon qüvvələri təsir edir. $r \leq R$ oblastında nüvə qüvvələri kulon itələmə

qüvvələrinə nisbətən çox böyük olduğundan ikincini nəzərə almamaq olar. Bu oblastda $U(r)$ potensialı kəskin aşağı düşür və potensial çuxur əmələ gətirir. Bu halda nüvə ətrafında hündürlüyü təqribən $U_0(R)$ olan potensial "çəpər" yaranır. Onda, müxtəlif zərrəciklərin (α hissəcik, proton, neytron) nüvələrdən səpilməsini araşdırmaqla nüvənin nüvə qüvvələrinin mövcud olduğu R radiusunu qiymətləndirmək olar.

Sonralar, nüvənin radiusunun tə'yini üçün bir sıra üsullar tətbiq olunmuşdur. Bunları nəzərdən keçirək.

a) α - zərrəciklərin nüvələrdən səpilməsi

α - zərrəciklərin nüvələrdən səpilməsinin elementar nəzəriyyəsinə verdikdə Rezerford fərz etmişdir ki, α - zərrəciklə

nüvə arasında $F = k \frac{2Ze^2}{r}$ ilə verilən Kulon qüvvəsi təsir edir və α - zərrəciklərin səpilməsi:

$$dn = n_0 N \left(k \frac{Ze^2}{m_\alpha v_\alpha^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \vartheta/2} \quad (1.4)$$

Rezerford düsturuna uyğun olaraq baş verir (burada dn , $d\Omega$ cisim bucağı daxilində səpilən α - zərrəciklərin sayı, n_0 düşən α - zərrəciklərin selinin sıxlığı, N nazik lövhədəki hədəf nüvələrinin sıxlığı, v_α - α - zərrəciklərin başlanğıc sürəti, m_α - α zərrəciklərin kütləsi, ϑ - səpilmə bucağıdır).

α - zərrəciklərin enerjisi (E_α) kulon potensial çəpərinin hündürlüyünə uyğun olan (şəkil 1.8). $B = U(R)$ enerjidən kiçik olduqda ($E_\alpha < V$) α - zərrəciklər nüvə qüvvələrinin təsir sahəsinə yaxınlaşa bilmir və səpilmə (1.4) Rezerford düsturuna uyğun olaraq təmiz Kulon sahəsində olur. E_α potensial çəpərin hündürlüyünə uyğun olan B enerjisinə yaxın olduqda α - zərrəciklər nüvə qüvvələrinin təsir sahəsinə yaxınlaşır və onlara Kulon qüvvələrindən başqa nüvə qüvvələri də təsir edir. Bu halda α - zərrəciklərin səpilməsi (1.4) düsturuna uyğun olmur, anomal səpilmə alınır. Təcrübədə məhz anomal səpilməyə uyğun olan $E_\alpha = B$ enerjisini təyin etməklə:

$$E_\alpha \geq k \frac{2Ze^2}{R} \quad \text{və ya} \quad R \leq k \frac{2Ze^2}{E_\alpha}$$

münasibətindən nüvənin radiusunu qiymətləndirmək olar.

Müxtəlif nüvələrdən α - zərrəciklərin (və ya protonların) səpilmə təcrübələrinin nəticələrinin araşdırılması göstərir ki, nüvələrin radiusu nüvəni təşkil edən nuklonların sayından asılıdır və təqribən aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1.5)$$

burada: $r_0 = (1,4 \div 1,5) \text{ Fm}$

b) α - parçalanmadakı "enerji-yaşama müddəti" münasibəti.

Məlumdur ki, kütlə ədədi $A > 208$ olan ağır nüvələr α -radioaktiv nüvələrdir (həmin nüvələr öz-özünə parçalanaraq özlərindən ${}^2\text{He}^4$ nüvəsi buraxırlar). Fərz olunur ki, nüvədə α - zərrəciklər hazır şəkildədir və onların nüvədən kənara çıxmasına xüsusi formaya malik olan potensial çəpər (məsələn, şəkil 1.8 göstərilən kimi) mane olur. Ona görə də α - zərrəciklərin nüvədən kənara çıxması sırf kvant effekti olan "tunnel effekti" ilə müəyyən olunur. α - parçalanmanın elementar nəzəriyyəsinə (bax F.IV, §.4) potensial çəpəri keçmə ehtimalı aşağıdakı şəkildə alınır:

$$W = k \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_k} \sqrt{2m_\alpha(V_0 - E_\alpha)} dr\right) \quad (1.6)$$

burada k - sabit kəmiyyət, V_0 - potensial çəpərin hündürlüyünə uyğun olan enerji, m_α α - zərrəciyin kütləsidir. W - ehtimalı parçalanma sabiti λ (və ya yaşama müddəti τ) ilə mütənəsbidir. (1.6) münasibəti eksponensial olduğundan α hissəciyin E_α enerjisinin az miqdarda dəyişməsi parçalanma sabitini (və ya τ yaşama müddətini) böyük miqyasda dəyişir. Ona görə də müxtəlif α - radioaktiv nüvələrdən alınmış τ və E_α təcrübi qiymətləri (1.6) münasibətilə müqayisə etməklə R radiuslarını qiymətləndirmək olar. Bu halda radius üçün alınan (1.5) münasibəti təsdiq olunur və r_0 sabiti üçün $r_0 = (1,45 \div 1,5) \text{ Fm}$ alınır.

c) Sürətli neytronların nüvələrdən səpilməsi

İntensivliyi J_0 olan neytron seli maddədən keçdikdə, neytronların nüvələrlə müxtəlif qarşılıqlı təsiri (səpilmə, udulma, nüvə reaksiyası və s.) nəticəsində intensivlik:

$$J(x) = J_0 e^{-n\sigma x} \quad (1.7)$$

qanunu ilə dəyişir, burada x - maddənin qalınlığı, n - vahid həcmdəki (1 sm^3) nüvələrin sayı; σ - isə neytronun nüvə ilə

qarşılıqlı təsirinin tam mikroskopik effektiv kəsiyidir (bax F.IV,§.3). Kvant mexanikasında göstərilir ki, əgər nüvə sfera formasında qəbul edilərsə, sürətli neytronlar üçün ($\lambda = \frac{\hbar}{p}$ De-Broyl dalğasının uzunluğu nüvənin R radiusuna

nisbətən çox kiçik olan neytronlar) onda σ effektiv kəsiyin nüvənin R radiusundan asılılığı aşağıdakı kimi olar:

$$\sigma = 2 \pi R^2$$

Buradan, sürətli neytron selinin müxtəlif maddələrdən keçməsi təcrübələrinin nəticələrinə görə nüvələrin R radiusları təyin edilir və radius üçün yenə də (1.5) münasibəti alınır. Bu halda r_0 sabiti üçün:

$$r_0 = (1,3 \div 1,4) \text{ Fm}$$

müəyyən edilir.

ç) Yarımpirik düsturun təhlili

(1.2) yarımpirik düsturundakı üçüncü hədd:

$$V_k = \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

nüvənin protonları arasındakı Kulon qarşılıqlı təsir enerjisidir. Bu enerjini, nüvəni müsbət yüklərin bərabər paylandığı R radiuslu sfera formasında təsəvvür etməklə hesablasaq:

$$V_k = \frac{3 (Ze)^2}{5 R}$$

və R - radiusunun qiyməti kimi $R = r_0 A^{1/3}$ götürməklə, (1.2)

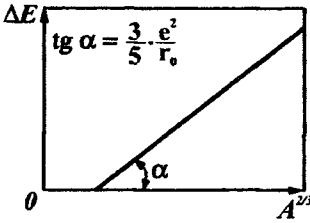
düsturundakı γ əmsalı üçün $\gamma = \frac{3e^2}{5r_0}$ alarıq.

Əvvəlcə (1.5) düsturu b) maddəsində yuxarıda göstərilən üsulla α - radioaktiv nüvələr üçün alınmışdır. Sonra (1.2) yarımpirik düsturunun köməyi ilə müxtəlif nüvələrin əlaqə enerjilərinin təhlili göstərdi ki, γ əmsalının bu üsulla alınan qiyməti nəinki ağır nüvələr və həm də bütün başqa nüvələr

üçün təcrübi qiymətləri yaxşı izah edir. Beləliklə, təcrübi faktlarla müqayisədən demək olar ki, (1.5) düsturu bütün nüvələr üçün eynidir. Deməli, tərsinə mülahizə yürütməklə, yəni əlaqə enerjilərinin təcrübi qiymətlərini yarımempirik düsturla müqayisə etməklə nüvələrin radiuslarını təyin etmək olar. Belə müqayisəni daha əyani şəkildə güzgü nüvələri üçün etmək olar. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi (bir proton qədər fərqlənən güzgü nüvələr dedikdə elə iki nüvə nəzərdə tutulur ki, birinci nüvədəki neytronların sayı ($N=A-Z$), ikinci nüvədəki protonların sayına ($Z-1$) bərabər olsun, yəni $A-Z=Z-1$ və ya $A=2Z-1$. Onda belə nüvələr üçün (1.2) yarımempirik düsturunda üçüncü Kulon həddindən başqa qalan hədlər bərabərdir. Ona görə də, (A, Z) və ($A, Z-1$) nüvələrinin əlaqə enerjilərinin ΔE fərqi:

$$\Delta E = E_{\alpha}(A, Z-1) - E_{\alpha}(A, Z) = \gamma A^{2/3} = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} A^{2/3}$$

olar.



Şəkil 1.9

Deməli, r_0 qiymətini ΔE -nin $A^{2/3}$ -dən düzxətli asılılığındakı (şəkil 1.9) α bucağının tangensinə görə tapmaq olar.

ΔE enerjisinin eksperimental qiymətləri isə nüvələrin mə'lum kütlələrinin qiymətinə görə aşağıdakı münasibətdən tapılır:

$$\Delta E = M(A, Z) - M(A, Z-1) + m_n - m_p$$

Bu üsulla r_0 sabiti üçün:

$$r_0 = (1,2 \div 1,3) \text{ Fm}$$

alınmışdır.

d) μ - mezoatomların rentgen şüalanmasının tədqiqi

1938-ci ildə kosmik şüaların tərkibində kütləsi elektronun kütləsindən təqribən 207 dəfə böyük olan qeyri-stabil (yaşama müddəti təqribən $2 \cdot 10^{-6}$ san) zərrəciklər kəşf olun-

muşdur. Bunlar μ -mezonlar adlandırılmışdır. Məlum olmuşdur ki, iki növ μ^- və μ^+ mezonlar vardır və bunlar Fermi zərrəcikləridir (spinləri $\hbar/2$ bərabərdir).

Sonrakı tədqiqatlar göstərmişdir ki, μ^- - mezonlar maddəyə düşdükdə özlərini, bir növü ağır elektronlar kimi aparır. Onlar maddədə tormozlanarkən, atomun yaxınlığından keçdikdə həmin atom tərəfindən tutula bilər və bu halda atomun orbitində bir elektron μ^- - mezonla əvəz olunmuş olar. Belə atom μ^- - mezoatom adlanır. Lakin μ^- - mezon orbitinin radiusu elektronun uyğun bor orbitinin radiusuna nisbətən təqribən 207 dəfə kiçik olar ($m_\mu \approx 207 m_e$). Məsələn, qurğuşun üçün μ^- - mezoatomun K - orbitinin radiusu:

$$r_k = \frac{\hbar^2}{Z m_\mu e^2} \approx \frac{10^{-54}}{82 \cdot 207 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 23 \cdot 10^{-20}} \approx 3 \cdot \text{Fm}$$

olar.

μ^- - mezoatomun xassələri adi atomun xassərilə eynidir. Məsələn, μ^- - mezonun yuxarı orbitdən aşağı orbitlərə keçməsində xarakteristik rentgen şüalanması baş verir. Həmin şüalanmanın enerjisinin təcrübədə ölçmək və eləcə də, nəzəri hesablamaq olar. Lakin μ^- - mezon orbitləri nüvəyə çox yaxın olduğundan, nəzəri hesablanan şüalanma enerjilərinin qiyməti nüvənin ölçülərindən kəskin surətdə asılı olur. Ona görə də, şüalanma enerjilərinin təcrübə alınan qiymətlərini nəzəri hesablamaqla müqayisə etməklə nüvənin radiusunu təyin etmək olar.

Bu üsul xüsusilə ağır atomların nüvələri üçün daha düzgün nəticələr verir. Belə ki, ağır atomlarda μ^- - mezon orbitlərinin ölçüləri çox kiçik olduğundan, şüalanma enerjisinin qiymətinə nüvə ölçülərinin təsiri daha çox olmalıdır. Məsələn, hesablamaya görə alınmışdır ki, qurğuşun μ^- - mezoatomu üçün nüvənin nəzərdə tutulan radiusunu o-dan $1,3 \cdot 10^{-13} \text{ A}^{1/3} \text{ sm}$ -ə qədər dəyişdikdə atomun buraxdığı şüalanma enerjisi 16 MeV-dən 5,5 MeV-ə qədər dəyişir. Bu

üsulda da r_0 sabiti üçün:

$$r_0 = (1,2 \div 1,3) \text{ Fm}$$

alınır.

e) Sürətli elektronların nüvələrdən səpilməsi

Nüvənin radiusunun təyini üçün ən dəqiq üsullardan biri böyük enerjili elektronların nüvələrdən səpilməsinin öyrənilməsi üsuludur.

Kvant mexanikasına görə p impulsu ilə hərəkət edən zərrəcik dalğa uzunluğu $\lambda = h/p$ olan de Broyl dalğası ilə təsvir oluna bilər. Ona görə də enerjisi 10 elektronvolt dan böyük olan elektronların de-Broyl dalğa uzunluğu kristallik qəfəsin ölçüsü tərtibində olduğundan, rentgen şüalarının difraksiyası kimi elektronların da kristallardan difraksiya səpilməsi baş verir. Elektronların enerjisi daha böyük olduqda ($E_e > 20 \text{ MeV}$) onların de-Broyl dalğasının uzunluğu nüvə ölçüləri tərtibində olur. Məsələn, göstərmək olar ki, $E_e = 100 \text{ MeV}$ olduqda, $\lambda \approx 10^{-12} \text{ sm}$ alınır. Deməli, böyük enerjili elektronların nüvələrdən səpilmə təcrübələrinin nəticələrinə görə (səpilmənin bucaq paylanması öyrənilməsinə görə) nüvənin radiusunu qiymətləndirmək olar. Bunun üçün, təcrübənin nəticələri, nüvədə elektrik yükünün bərabər sıxlıqla paylanması fərz etməklə və Dirak tənliyinin köməyi ilə, müxtəlif nüvə radiusları üçün aparılmış hesablamalarla müqayisə edilir.

Bu təcrübələrin nəticələri yenidən radiusun kütlə ədədindən asılılığını göstərən (1.5) münasibətini təsdiq etməklə, r_0 sabiti üçün: $r_0 = (1,2 \div 1,3) \text{ Fm}$ qiymətini verir.

ə) Nəticələrin müqayisə edilməsi

Nüvənin radiusunun təyin edilməsinin bütün üsullarında nüvənin sferik simmetrik forması fərziyyəsi təsdiq olunur. Lakin radiusun qiyməti müxtəlif üsullarda bir qədər fərqli, yəni; r_0 sabiti üçün:

$$r_0 = (1,2 \div 1,45) \text{ Fm}$$

alınır.

Əgər 1-ci və 2-ci üsullarda radiusun qiymətini bir qədər artırılmış olduğunu qəbul etsək (1-ci üsulda dəqiqliyin az olması, 2-ci üsulda isə α - parçalanmada nüvənin formasının sferik simmetriyadan kənara çıxması qeyd edilməlidir) qalan dəqiq üsullarda alınan qiymətlərdə yenə də müəyyən fərq alınır:

$$r_0 = (1,4 \div 1,45) \text{ Fm} \quad \text{və} \quad r_0 = (1,2 \div 1,3) \text{ Fm}$$

Bu fərqi aşağıdakı mülahizəyə görə izah etmək olar.

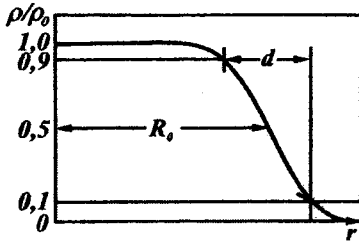
Nüvənin elektromagnit xassələri ilə əlaqədar olan üsullarda (4,5,6) təcrübənin nəticələri nüvəni yalnız protonların paylandığı R radiuslu sfera şəklində fərz etməklə aparılan nəzəri hesablamalarla müqayisə edilirdi. Bu halda nüvədə neytronlar nəzərə alınmadığından nüvənin ölçüsü bir qədər kiçik:

$$r_0 = (1,2 \div 1,3) \text{ Fm}$$

alınır.

Üçüncü üsulda isə (sürətli neytronların səpilməsi) neytronların nüvə ilə qarşılıqlı təsiri tədqiq edilir. Bu halda, demək olar ki, nüvə qüvvələrinin təsiri mövcud olan radius təyin edilir. Bu mənada nüvənin iki radiusundan - "elektrik" və "nüvə" radiuslarından danışmaq olar.

Nəhayət, qeyd etmək lazımdır ki, müasir sürətləndiricilərdə alınan çox böyük enerjili elektronların ($E_e > 500 \text{ MeV}$ olan elektronlar) nüvələrdən səpilməsi təcrübəsindən nəinki protonların olduğu oblastın orta ölçüləri təyin edilir, hətta elektrik yükünün sıxlığının nüvədə paylanmasını almaq olur. Təcrübələrdə elektrik yükünün nüvədə bərabər deyil, aşağıdakı münasibətə uyğun olaraq paylanması alınmışdır:



Şəkil 1.10

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp(r - R_0/\delta)}$$

Bu düstura görə nüvədə elektrik yükünün ρ sıxlığı nüvənin daxili oblastında sabit (c_0) olub, nüvənin sərhəddinə yaxınlaşdıqca müntəzəm olaraq sıfıra yaxınlaşır (şəkil 1.10).

Burada R_0 - nüvənin mərkəzindən yükün sıxlığının iki dəfə azaldığı yerə qədər olan məsafəni, $\delta \approx 0,55 Fm$ isə yükün sıxlığının azalma sürətini göstərir. Təcrübi nəticələrdən iki faktı qeyd etmək olar:

a) bütün tədqiq olunan nüvələrdə R_0 məsafəsi üçün eyni bir qiymət $R_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ sm alınır;

b) yükün sıxlığının $0,9 \rho_0$ -dən $0,1 \rho_0$ qədər azaldığı məsafə bütün nüvələr üçün eyni $d = 4,4 \delta = 2,4 Fm$ olur.

Deməli, yüngül nüvələrə keçdikcə (Z -in azalması) yükün sıxlığının sabit olduğu oblast kiçilir və $Z \leq 6$ olduqda təqribən yox olur.

Nəhayət, nüvədə nüvə maddəsinin paylanmasını da tədqiq etmək maraqlıdır. Bu halda dəqiq məlumatı enerjisi $E_N \geq 15 QeV$ olan nuklonların nüvədən elastiki səpilməsi təcrübəsindən almaq olar. Təcrübənin nəticələrini differensial effektiv kəsiyi ilə nüvə maddəsinin paylanma sıxlığı arasındakı nəzəri münasibətlə müqayisə etməklə lazım olan paylanmanı almaq mümkündür. Həmin paylanmanın ayrılırlarının tədqiqindən demək olar ki, nüvədə protonların və neytronların paylanması təqribən eynidir. Elektrik yükünün (protonların) paylanmasında olduğu kimi, nüvə maddəsinin də sıxlığı nüvənin səthində qalınlığı təqribən $2,5 Fm$ olan layda sıfıra yaxınlaşır. Nüvə maddəsinin sıxlığı bütün nüvələr üçün təqribən eyni olub - $0,17 \cdot 10^{34}$ nuklon/ $sm^3 = 2,7 \cdot 10^{14}$ q/ sm^3 -dir.

§ 5. Nüvənin spini və maqnit momenti

Atom fizikasıdan məlumdur ki, spektral xətlərin incə quruluşu elektronun spinə (məxsusi hərəkət miqdarı momenti) və məxsusi maqnit momentinə malik olması fərziyyəsinə görə izah edilir (bu fərziyyəni 1925-ci ildə S. Qaudsmit və C. Yulənbek yürütmüşlər).

Spin fərziyyəsinə görə incə quruluş xətləri elektronun $\vec{\mu}$ məxsusi maqnit momenti ilə atom elektronlarının yaratdığı maqnit sahəsinin (\vec{H}_e) intensivliyi arasındakı qarşılıqlı təsir enerjisindən asılıdır:

$$U = -\vec{\mu}_s \vec{H}_e$$

Bu enerji orbit elektronunun əsas enerjisinə əlavə olunur və \vec{m}_s momentinin \vec{H}_e istiqamətinə nəzərən müxtəlif yönəlmələrindən asılı olaraq müxtəlif qiymət alır. Yönəlmələrin sayı isə spin ədəmindən asılı olub $(2s+1)$ incə quruluş xətlərinin sayını verir.

Buna əsasən təcrübi faktların düzgün izah edilməsi şərtindən elektron spin momentləri üçün aşağıdakı qiymətlər alınmışdır:

$$|\vec{s}| = \frac{1}{2} \hbar, |\vec{\mu}_s| = \frac{e\hbar}{2m_0c} = M_B \approx 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ C/Tl}$$

Elektronun orbital momenti isə:

$$\mu_e = \ell M_B (\ell = 0, 1, 2, \dots)$$

kimi təyin olunur.

Sonralar (1928-ci ildə) elektronun spini və maqnit momentləri nəzəri olaraq Dirak tərəfindən kvant mexanikasının relyativistik düsturundan alınmışdır.

İncə quruluş xətlərinin izahına oxşar olaraq, həmin xətlərin ifrat incə quruluşu (incə quruluş xətlərinin öz növbəsində mürəkkəb quruluşa malik olması) nüvənin \vec{I} spinə və $\vec{\mu}_1$ maqnit momentinə malik olması ilə izah edilmişdir. Bu

ideyanı 1928-ci ildə Pauli irəli sürmüş və xətlərin ifrat incə quruluşunu nüvənin $\bar{\mu}_1$ maqnit momentinin atom elektronlarının nüvə sahəsində yaratdığı \bar{H}_e maqnit intensivliylə qarşılıqlı təsirlə əlaqələndirmişdir. Xətlərin bu parçalanmasının incə quruluş parçalanmasına nisbətən çox kiçik olduğunu (təqribən 10^3 dəfə) nəzərə alaraq Pauli protonun maqnit momentinin μ_B nüvə Bor maqnetonuna bərabər, yəni:

$$|\bar{\mu}_p| = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{m_e}{m_p} M_B \approx \mu_B = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ C/Tl}$$

və nüvənin maqnit momentinin qiymətini isə bu ədədin tam misli şəklində, yəni:

$$|\bar{\mu}_1| = \gamma \mu_B \quad (\gamma - \text{tam ədəddir}) \quad (1.8)$$

qəbul etmişdir.

Aşağıda (bax F.II) görəəcəyik ki, nüvələrin spin momentləri nüvənin müxtəlif modelləri ilə izah oluna bilər. Lakin nüvə zərrəciklərinin, yəni proton və neytronların və eləcə də başqa elementar zərrəciklərin spin xassələrinin təbiəti indiyədək, anlaşılmaz qalmaqdadır. Məsələn, Fermi zərrəciklərinin spinlərinin tam yarım olması göstərir ki, bu, maddənin adi fırlanması ilə əlaqədar deyildir. Çünki makroskopik mənada fırlanma ilə əlaqədar olan orbital xarakterli hərəkət miqdarı momentləri tam olmalıdır.

Mikrosistemlərin və eləcə də nüvə sistemlərinin spinlərinin makroskopik cisimlərdən tamamilə fərqli, başqa xüsusiyyətlərini də göstərmək olar. Bunlardan biri spin vektorunun istiqamətinin fluktuasiyasıdır. Yəni spin vektorununun (\bar{I}) yalnız bir komponenti (məsələn, I_z) müəyyən qiymətə malik ola bilər. Bu halda I_x və I_y komponentləri sıfır qiyməti ətrafında fluktuasiya edir. Fluktuasiyaya görə spin vektorunu fəzada tam müəyyən edilmiş istiqamətdə yönəltmək olmaz.

Doğrudan da, x, y, z oxlarına görə proyeksiyaları uyğun

olaraq m_x , m_y , m_z olan \vec{M} hərəkət miqdarı momentinin qiyməti kvant mexanikasında:

$$|\vec{M}| = \hbar\sqrt{I(I+1)}$$

(burada I kvant ədədidir) və onun istənilən m_z proyeksiyası isə $m_z = I_z\hbar$ (burada $I_z = I, I-1, I-2, \dots - I$) kimi verilir. Onda m_z^2 -nin maksimal $I^2\hbar^2$ qiyməti üçün (bu isə z oxu üzrə moment vektorunun maksimal yönəlməsini göstərir) m_x^2 və m_y^2 qiymətləri sıfırdan fərqli olur:

$$(\Delta M)^2 = m_x^2 + m_y^2 = \vec{M}^2 - m_z^2 = I\hbar^2$$

Onda nisbi fluktuasiyasının qiyməti:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\sqrt{I\hbar^2}}{I\hbar} = \frac{1}{\sqrt{I}}$$

olar. Deməli momentin, o cümlədən də spin momentinin qiyməti nə qədər kiçik olarsa (I -nin kiçik qiymətləri) fluktuasiya bir o qədər böyük olar.

Spinin başqa bir xüsusiyyəti də ondan ibarətdir ki, spin vektoru sistemin (və ya mikrozərrəciyin) yönəlməsini xarakterizə edən yeganə vektordur (bu müddəə kvant nəzəriyyə-sində əsaslı isbat olunur). Onda spin vektorunun yönəlməsində fluktuasiya olduğundan, nüvəni müəyyən istiqamətdə tam yönəltmək mümkün deyildir. Spini sıfır olan nüvənin (və ya zərrəciyin) isə heç bir istiqamətdə yönəlməsindən söhbət gedə bilməz. Əgər nüvəni xarakterizə edən, başqa bir \vec{A} vektoru vardırırsa, onda həmin vektor spin vektoru ilə

$$\vec{A} = k\vec{I} \quad (1.9)$$

şəklində ifadə olunmalıdır, burada k əmsali \vec{A} vektorunu xarakterizə edən bir sabitdir.

Sonralar müxtəlif üsullarla nüvələrin spin mexaniki (\vec{I}) və maqnit ($\vec{\mu}_I$) momentləri təyin edilmişdir. Əvvəllər tətbiq olunan üsullarda optik spektrlərin ifrat incə quruluşu tədqiq edilirdi. Müasir üsullar isə radiospektroskopiya qurğusunun

köməyilə nüvələrin maqnit momentlərinin xarici maqnit sahəsilə qarşılıqlı təsirinin öyrənilməsi ilə əlaqədardır. Həmin üsullardan istifadə etdikdə, nüvənin $\bar{\mu}_1$ maqnit momenti eyni vaxtda həm atom elektronlarının nüvədə yaratdığı maqnit sahəsinin \bar{H}_e intensivliyi, həm də xarici maqnit sahəsinin \bar{H} intensivliyi ilə qarşılıqlı təsirdə olur və uyğun qarşılıqlı təsir enerjisi:

$$U = -\bar{\mu}_1(\bar{H}_e + \bar{H}) \quad (1.10)$$

kimi yazılır. Bu halda xarici maqnit sahəsi bircinsli, qeyri-bircinsli və yüksək tezliklə dəyişən sahə ola bilər.

Yaşama müddəti çox kiçik olan qeyri-stabil izotopların və həyəcanlanma halında olan nüvələrin spin momentləri isə nüvə spektroskopiyasının köməyi ilə və ya nüvə reaksiyalarından, hərəkət miqdarı momentinin saxlanması qanununa əsasən təyin edilir (bax F.IV, §.4).

İndi də nüvənin spininin və maqnit momentinin təyin edilməsinin bir neçə üsulunu nəzərdən keçirək.

a) İfrat incə quruluşun tədqiqi

Bu üsul ilk əvvəl tətbiq olunan üsul olub, ifrat incə quruluş xətlərinin tədqiqinə əsasən aşağıdakı üç yolla nüvənin spinini təyin etməyə imkan verir:

1) İfrat incə quruluş xətlərinin tam sayının müəyyən edilməsi.

2) Xətlər arasındakı enerji (və ya tezlik) intervallarının ölçülməsi.

3) Xətlərin intensivliklərinin müqayisə edilməsi.

Nüvənin $\bar{\mu}_1$ maqnit momentilə atom elektronlarının nüvə sahəsində yaratdıqları maqnit sahəsinin orta \bar{H}_e intensivliyi arasındakı U qarşılıqlı təsir enerjisini araşdırmaqla həmin üsulları asan başa düşmək olar. Bunun üçün U enerjisinin:

$$U = -\bar{\mu}_1\bar{H}_e \quad (1.11)$$

ifadəsini yazıb, $\bar{\mu}_1$, \bar{H}_e kəmiyyətləri ilə nüvə spin momenti \bar{I} , atom elektronlarının tam momenti $\bar{J} = \bar{L} + \bar{S}$ (\bar{L} və \bar{S} uyğun olaraq elektronların tam orbital və tam spin momentləridir) və atomun tam momenti $\bar{F} = \bar{J} + \bar{I}$ arasında əlaqə yaratmaq lazımdır.

Spin mexaniki momentinin göstərilən (1.9) xassəsinə uyğun olaraq maqnit sahəsinin \bar{H}_e intensivliyi elektronların tam momenti \bar{J} ilə mütənasib olmalıdır:

$$\bar{H}_e \sim \bar{J}$$

Mütənasiblik əmsalı daxil etməklə \bar{H}_e vektorunun \bar{J} ilə əlaqəsini:

$$\bar{H}_e = -a \frac{\bar{J}}{|\bar{J}|}$$

şəklində yazmaq olar. Burada a - elektronların nüvədə yaratdığı maqnit sahəsinin mütləq qiymətini göstərən sabit olub, kvant mexanikasına görə hesablanı bilər.

Bunun kimi də nüvənin $\bar{\mu}_1$ maqnit momenti vektorunun \bar{I} spin momenti ilə əlaqəsi:

$$\bar{\mu}_1 = \mu \frac{\bar{I}}{|\bar{I}|}$$

şəklində göstərilə bilər.

\bar{H}_e və $\bar{\mu}_1$ vektorlarının qiymətlərini (1.11)-da yerinə yazsaq:

$$U = \mu a \frac{\bar{J}\bar{I}}{|\bar{J}||\bar{I}|}$$

alarıq. $\bar{J}\bar{I}$ skalyar hasilini aşağıdakı münasibətdən tapmaq olar:

$$\bar{F}^2 = (\bar{J} + \bar{I})^2 = \bar{J}^2 + \bar{I}^2 + 2\bar{J}\bar{I}$$

$$\bar{J}\bar{I} = \frac{1}{2}(\bar{F}^2 - \bar{J}^2 - \bar{I}^2) = \frac{\hbar^2}{2}[F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)]$$

digər tərəfdən:

$$|\bar{J} \parallel \bar{I}| = \hbar^2 \sqrt{J(J+1)I(I+1)}$$

olduğunu nəzərə alsaq:

$$U = \frac{\mu a}{2} \frac{[F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)]}{\sqrt{J(J+1)I(I+1)}} \quad (1.12)$$

yazmaq olar, burada F kvant ədədi $I < J$ olduqda $2I+1$ sayda və $I > J$ olduqda $2J+1$ sayda qiymət alır.

Bu düsturu təhlil etməklə yuxarıda göstərilən üç qayda ilə nüvənin spinini təyin etmək olar.

1) $I < J$ olduqda ifrat incə quruluş xətlərinin sayı $2I+1$ olar. Yəni, xətlərin tam sayını bilməklə nüvənin spinini hesablamaq mümkündür.

2) $I > J$ olarsa, onda nüvənin spini intervallar üsulu adlanan ikinci qayda ilə təyin edilə bilər. Bu halda verilmiş spektral xəttin bütün ifrat incə quruluş xətləri üçün J və I eynidir. Məsələn, iki F və (F-1) halları üçün enerjilərin fərqi:

$$\Delta U = a\mu \frac{F}{\sqrt{J((J+1)I(I+1))}}$$

olar. Onda müxtəlif qonşu səviyyələr arasındakı enerji intervallarının nisbəti ($\Delta U_1; \Delta U_2; \Delta U_3, \dots$) aşağıdakı kimi alınar:

$$F:(F-1):(F-2): \dots = (J+1):(J+1-1):(J+1-2): \dots$$

Deməli, enerji intervallarının nisbətini təyin etməklə nüvənin spinini hesablamaq olar.

3) Bəzi hallarda nüvənin spinini nə birinci, nə də ikinci qayda ilə təyin etmək mümkün olmur. Buna misal olaraq natriumun dublet xətlərinin $3^2S_{1/2}$ və $3^2P_{1/2}$ keçidinə uyğun $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$ və $3^2S_{1/2}$ və $3^2P_{3/2}$ keçidinə uyğun $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$ xətləri ifrat incə quruluşunu göstərmək olar. Hər iki incə quruluş xətti öz növbəsində dalğa uzunluqları fərqi $\Delta \lambda_1 = 0,021 \text{ \AA}$ və $\Delta \lambda_2 = 0,023 \text{ \AA}$ olan ifrat incə quruluş xətlərinə parçalanır. Hər iki halda ifrat incə quruluşu səbəb $3^2S_{1/2}$

terminin parçalanmasıdır (bu term nüvəyə daha yaxındır və $3^2P_{1/2}$; $3^2P_{3/2}$ termlərinin parçalanması çox kiçik olduğu üçün nəzərə alınmır).

Deməli parçalanma xətlərinin sayı ikiyə bərabər olduğundan, bu halda nə birinci, nə də ikinci qayda yaramır. Birinci qayda ona görə yaramır ki, $I > J$ olur və ikinci qayda ona görə yaramır ki, yalnız bir ΔU intervalı vardır.

Belə hallarda nüvənin spinini ifrat incə quruluş xətlərinin intensivliklərinə görə təyin etmək olar. Xətlərin intensivliyi isə xarici maqnit sahəsindəki parçalanmaların $2F+1$ sayına mütənasibdir.

Baxılan misalda $J = 1/2$ olduğundan F ədədi $F_1 = I + 1/2$ və $F_2 = I - 1/2$ qiymətlərini alır. Onda xətlərin intensivliklərinin nisbəti:

$$\frac{2F_1 + 1}{2F_2 + 1} = \frac{I + 1}{I}$$

kimi olar.

Təcrübədə bu nisbət 1,59 alınmışdır. Buna spinin iki qiyməti: $I = \frac{3}{2}$, $\left(\frac{I+1}{I} = 1,67\right)$ və $I = 2\left(\frac{I+1}{I} = 1,5\right)$ uyğun gəlir.

Lakin ${}_{11}\text{Na}^{23}$ nüvəsi tək-cüt nüvə olduğu üçün $I=2$ qiyməti atılmalıdır (belə nüvələr üçün spin tam yarım olmalıdır).

Spinin təyin edilməsində bu üçüncü üsul əvvəlki iki üsula nisbətən kobud üsuldur və yalnız əlavə məlumat almaq üçün istifadə olunur.

(1.12) düsturundan istifadə edərək, ifrat incə quruluş xətləri arasında enerji intervalını ölçməklə nüvənin μ maqnit momentinin mütləq qiymətini də tapmaq olar. Bunun üçün isə a əmsalı məlum olmalıdır. Lakin bu əmsalı yalnız bir neçə sadə atomlar üçün nisbətən düzgün hesablamaq mümkündür və alınan qiymət $10 \div 10^2$ Tl tərtibində olur.

Ümumiyyətlə, a əmsalının hesablanan qiymətlərindəki xəta 10%-dən kiçik olmadığı üçün, bu üsulla tapılan μ maqnit momentinin qiyməti də dəqiq olmur. Lakin bu üsulla

parçalanma səviyyələrinin vəziyyətinə görə maqnit momentinin işarəsini təyin etmək mümkündür. Məsələn, məlumdur ki, hidrogenəbənzər atomlar üçün μ müsbət olduqda F ədədi böyük olan səviyyə yuxarıda yerləşir.

Hal-hazırda Messbauer effekti vasitəsilə nüvə səviyyələrinin ifrat incə quruluşu dəqiq ölçülür və nüvənin maqnit momentini bilməklə atomun daxili maqnit sahəsinin qiyməti təyin edilir (bax: Fəsil III, § 8).

b) Zeyeman və Paşen-Bak effektləri

Bu üsulla (1.10) düsturunda verilən xarici \vec{H} maqnit sahəsi bircinsli sahədir. Onda \vec{H}_e və \vec{H} sahələrinin müqayisəsindən üç halı qeyd etmək olar: güclü sahə, zəif sahə və orta sahə. Bunlardan birinci iki halı bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək.

Güclü \vec{H} sahəsi dedikdə elə sahə nəzərdə tutulur ki, onun elektron örtüyü ilə qarşılıqlı təsir enerjisi, elektron sahəsinin nüvə maqnit momentilə qarşılıqlı təsir enerjisinə nəzərən çox böyük olsun, yəni:

$$\vec{\mu}_j \vec{H} \gg \vec{\mu}_I \vec{H}_e$$

burada $\vec{\mu}_j$ atomun elektron örtüyünün yaratdığı maqnit momentidir.

Uyğun olaraq zəif \vec{H} sahəsi dedikdə aşağıdakı münasibəti ödəyən sahə nəzərdə tutulur:

$$\vec{\mu}_j \vec{H} \ll \vec{\mu}_I \vec{H}_e$$

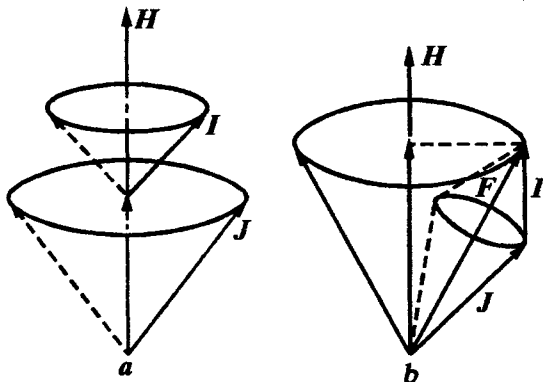
Lakin $\frac{|\vec{\mu}_I|}{|\vec{\mu}_j|} = 10^{-3}$ və $|\vec{H}_e| = 10^{-9} \div 10^{-10} \text{ Tl}$ olduğunu nəzərə alsaq, güclü sahə üçün: $H \gg 10^{-1} \text{ Tl}$ və zəif sahə üçün: $H \ll 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ Tl}$ alınır.

Birinci halda (güclü sahə) elektronların maqnit sahəsilə nüvənin maqnit momenti arasındakı əlaqə pozulur, elektron örtüyü və nüvə maqnit momenti öz məxsusi \vec{J} və \vec{I} moment-

lərinə uyğun olaraq xarici \vec{H} sahəsinə nəzərən bir-birindən asılı olmayaraq yönəlidir (şəkil 1.11 a). Bu hal Paşen-Bak effekti adlanır.

Onda \vec{J} və \vec{I} momentlərinin \vec{H} sahəsi üzrə proyeksiyalarına uyğun qarşılıqlı təsir enerjiləri aşağıdakı kimi göstərilir:

$$U_J = -\vec{\mu}_J \vec{H} = -\frac{\mu_J}{|\vec{J}|} \vec{J} \vec{H} = -\frac{\mu_J H}{|\vec{J}|} J_z; \quad U_I = -\vec{\mu}_I \vec{H} = -\frac{\mu_I H}{|\vec{I}|} I_z.$$

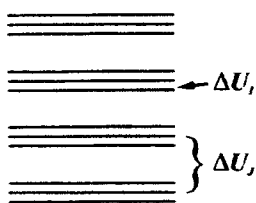


Şəkil 1.11

Burada I_z və J_z uyğun olaraq \vec{H} sahəsi istiqamətində elektronların yekun maqnit momentinin və nüvənin spin maqnit momentinin proyeksiyalarını təyin edən kvant ədədləridir ($J_z = J, J-1, \dots, -J$ $I_z = I, I-1, \dots, -I$)

Ardıcıl proyeksiya qiymətlərinə uyğun olan enerjilər fərqi:

$$\Delta U_J = \frac{\mu_J H}{|\vec{J}|} \quad \text{və} \quad \Delta U_I = \frac{\mu_I H}{|\vec{I}|}$$



Şəkil 1.12

olar. Lakin $\mu_J \gg \mu_I$ olduğundan, hər bir \vec{J} yönəlməsinə qarşı $2I+1$ sayda yaxın yerləşmiş alt səviyyələr alınır (bax şəkil 1.12). Deməli, alt səviyyələrin $2I+1$ sayına görə nüvənin spinini təyin etmək olar.

İkinci halda (zəif sahə) xarici \vec{H} sahəsi \vec{J} və \vec{I} vektorları arasındakı

əlaqəni poza bilmir və yekun $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ vektorunun həmin sahə ətrafında müxtəlif vəziyyətlərdə yönəlməsi alınır (yönəlmələrin sayı $2F+1$ olar). Bu hadisə Zeyman effekti adlanır. Onda F vektorunun proyeksiyalarının tam sayını tapmaq üçün F kvant ədədinin hər bir qiymətinə uyğun olan proyeksiyaların sayını ($2F+1$) onun aldığı bütün qiymətlər üzrə ($F=J+I, J+I-1, \dots, /J-I/$) cəmləmək lazımdır, yəni müxtəlif halların sayı:

$$\sum_{|J-I|}^{J+I} (2F_i + 1) = (2J + 1)(2I + 1)$$

olar.

Deməli, parçalanmaların tam sayına görə, \vec{J} momentini bilməklə nüvənin \vec{I} spinini təyin etmək olar.

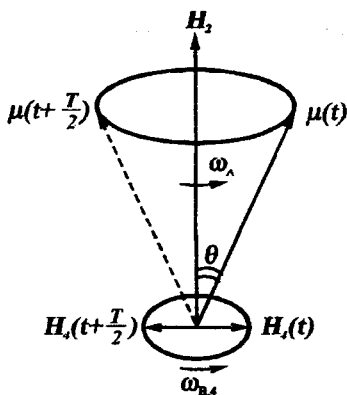
c) Nüvə maqnit rezonansı

Nüvə maqnit rezonansı üsulu radiotezlikli zəif maqnit sahəsi vasitəsilə rezonans alınmasına əsaslanır. Bu üsul nüvələrin maqnit momentinin təyini üçün tətbiq olunan ən dəqiq üsullardan biridir.

Əvvəlcə, nüvə maqnit rezonansı üsulunun klassik izahına baxaq. Fərz edək ki, maqnit momenti $\vec{\mu}_1$ olan nüvələrdən təşkil olunmuş hər hansı nümunə xarici sabit və güclü \vec{H} maqnit sahəsində yerləşdirilmişdir. Onda maqnit momentinin həmin sahə ilə qarşılıqlı təsiri birincinin ikinci ətrafında müəyyən ω_L (Larmor tezliyi) tezliylə presessiya hərəkətinə gətirir. Əgər \vec{H} sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə, müəyyən ω tezlikli və presessiya istiqamətində dəyişən zəif \vec{H}_1 sahəsi tətbiq etsək (şəkil 1.13), həmin sahənin təsiri ilə $\vec{\mu}_1$ momenti öz istiqamətini dəyişməyə çalışacaqlar (bu halda θ bucağı arta və ya azala bilər).

\vec{H}_1 sahəsinin dəyişmə tezliyi ω_L presessiya tezliyinə bərabər olduqda ($\omega = \omega_L$) bu effekt maksimum olar (rezonans

halı) və nüvə maqnit momenti öz istiqamətini tərsinə dəyişə bilər. Lakin bu dəyişmə \vec{H}_1 sahəsində müəyyən qədər enerji udulması nəticəsində baş verir ki, bunu təcrübədə qeyd etmək olar.



Şəkil 1.13

Deməli, rezonans halını almaqla tezliyin $\omega = \omega_L$ qiymətinə görə nüvənin $\vec{\mu}_1$ maqnit momentinin qiymətini təyin etmək olar. Lakin bu halda əsas çətinlik nüvənin maqnit momentinin ondan təqribən üç tərtib böyük olan elektronun maqnit momenti fonunda təyin edilməsidir. Ona görə də elə şərait yaratmaq lazım gəlir ki, elektronun maqnit momentini aradan çıxarmaq mümkün olsun, yəni təmiz nüvə maqnit momenti qalsın. Bu

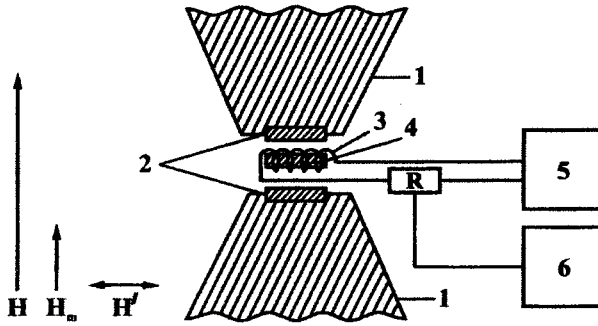
məqsədlə təcrübələrdə atomlardan deyil, elektronlarının spinləri (maqnit momentləri) kompensasiya edilmiş molekullardan istifadə olunur. Məsələn, protonun maqnit momentini H_2 molekulunda, Li^6 və Li^7 izotoplarının maqnit momentlərini $LiCl$, $LiBr$, LiI və s. molekullarda ölçürlər.

Göstərmək olar ki, güclü hesab olunan xarici maqnit sahəsi tərtibində ($H > 1$ te) ω_L tezliyi çox da böyük olmayan radiotezliklər oblastına düşür.

Maqnit rezonans üsulunu izah etmək üçün (şəkil 1.13) göstərilən fırlanan \vec{H}_1 sahəsi təsvir edilməsinə baxmayaraq, təcrübədə fırlanan deyil, ν tezliylə rəqs edən (ossilyasiya edən) sahə almaq mümkündür. Lakin belə sahə yuxarıdakı mühakiməni heç də dəyişmir. Belə ki, rəqs edən sahəni bir-birinin əksi istiqamətdə fırlanan iki sahəyə ayırmaq olar. Bu halda ω_L Larmor tezliyi istiqamətində fırlanan sahə yuxarıda göstərilən effektə gətirər. Larmor tezliyinin əks istiqamə-

tində fırlanan sahənin təsiri ilə $\bar{\mu}_1$ maqnit momentinin bu və əks istiqamətdə dönməsi bir-birini kompensə edər. Yəni fırlanmanın bir yarımperiodunda ϑ bucağı artırsa, o biri yarımperiodda azalır və beləliklə bucağın orta dəyişməsi sıfır olar.

Rezonans effektinə görə nüvənin maqnit momentinin təyini üçün müxtəlif variantlarda istifadə edilən qurğulardan birini təsvir edək. Şəkil 1.14-də belə qurğunun sxeması göstərilir. Nüvə maqnit momenti $\bar{\mu}_1$ olan nümunə (3) bir-birinə perpendikulyar yönəlmiş güclü sabit və bircinsli \bar{H} və yüksək tezliklə dəyişən zəif \bar{H}_1 maqnit sahələrində yerləşdirilir.



Şəkil 1.14

\bar{H} və \bar{H}_1 sahələri uyğun olaraq müstəvi paralel və hamarlanmış səthli qütbləri olan elektromaqnit (1) və yüksək tezlikli dəyişən cərəyan

generatoru (5) vasitəsilə yaradılır. Güclü \bar{H} sahəsində nüvənin maqnit momentinin aldığı enerji $U = -\bar{\mu}_1 \bar{H}$ münasibəti ilə verilir.

Yüksək tezlikli \bar{H}_1 sahəsi olmadıqda, termodinamik tarazlıq halında nüvələrin çoxu:

$$U_0 = \frac{\bar{\mu}_1 (\bar{H}\bar{I})}{|\bar{I}|} = \frac{\mu_1 H}{|\bar{I}|} I$$

enerjisi ilə verilən aşağı enerji səviyyəsində olurlar. Bu halda

enerjisi:

$$U_1 = \frac{\mu_1 \bar{H}}{|\bar{I}|} (I - 1)$$

ilə verilən birinci səviyyəyə keçmək üçün bunların fərqi qədr enerji tələb olunur:

$$\Delta E = \frac{\mu_1 \bar{H}}{|\bar{I}|} \quad (1.13)$$

Kvant mexanikasına əsasən bu enerjiyə:

$$\omega_L = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\mu_1 \bar{H}}{\hbar |\bar{I}|}$$

tezliyi uyğun gəlir. Ona görə də \bar{H}_1 sahəsi tətbiq etdikdə və bu sahənin dəyişmə tezliyi $\omega_r = \omega_L$ olduqda nüvə spinlərinin (1.13) bərabər enerji udması və istiqamətlərinin dəyişməsi baş verir. Bu effekt nümunənin çox sayda nüvələrinə aid olduğundan, belə alınır ki, rezonans halında nümunə özü enerji udur. Lakin bu effekti bir dəfə alınmaqla müşahidə etmək çətindir. Ona görə də \bar{H} sahəsinə paralel nisbətən zəif və alçaq tezlikli (~ 50 hs) modullayıcı H_2 maqnit sahəsi (2) daxil edirlər. Bu sahənin qiyməti:

$$H_2(t) = H_0 \sin \omega_0 t$$

kimi dəyişir, burada ω_0 alçaq tezlikdir. Onda \bar{H} sahəsi \bar{H}_2 ilə toplanaraq rezonans effektini periodik olaraq (~ 50 hs tezliklə) təkrar edir. Rezonanslar arasındakı müddətdə relaksasiya proseslərinə görə sistem əsas hala qayıda bilir və beləliklə hər periodda enerji udulması baş verir. Enerji udulması faktını isə R müqavimətindən alınan siqnalla 6 ossilloqrafında müşahidə etmək olar.

Ossilloqrafda alınan xarakterik udulma siqnalına görə generatorun ω_r rezonans tezliyi müəyyən edilir və nüvənin spin momentinin qiymətini bilərək (1.13) münasibətindən μ_1 maqnit momenti hesablanır. Bu üsulun dəqiqliyi güclü

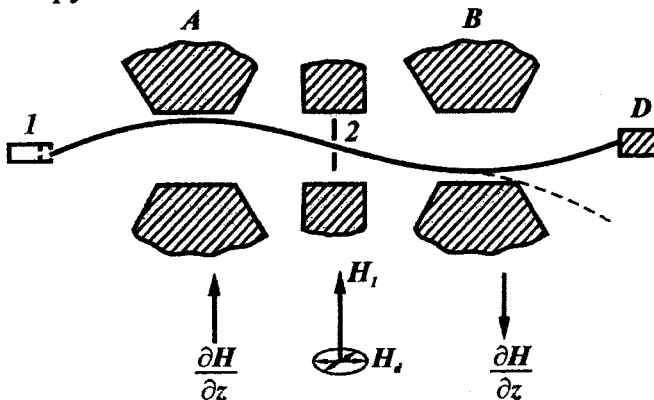
\bar{H} sahəsinin və ω_r rezonans tezliyinin dəqiq təyin edilməsindən asılıdır. Bu kəmiyyətlərin isə böyük dəqiqliklə təyin edilməsi üsulları vardır. Ona görə də radiotezlikli rezonans üsullarında nüvə maqnit momentinin təyin edilməsi yüksək dəqiqliklə olur (altı rəqəmə qədər). Məsələn, bu üsulla protonun maqnit momenti üçün: $\mu_p = 2,79278 \mu_B$ qiyməti alınmışdır.

ç) Rabi maqnit rezonans üsulu

Yuxarıda təsvir edilən nüvə maqnit rezonansı üsulu ilə neytronların maqnit momentini ölçmək olmaz. Çünki neytronların ancaq müəyyən selini (dəstəsini) alırlar, neytronlardan təşkil olunmuş nümunə hazırlamaq mümkün deyildir.

Rabi tərəfindən radiotezlikli maqnit rezonans üsulunun xüsusi variantı verilmişdir ki, həmin üsulla nüvələrin və eləcə də neytronların maqnit momentini dəqiq təyin etmək mümkündür. Bu üsulun ideyası aşağıdakıdan ibarətdir. Neytronlar seli və ya molekulyar dəstə 1 yarığından çıxaraq (şəkil 1.15) qeyri-bircins A maqnit sahəsinə düşür.

Bu sahədə dəstənin maqnit momenti $\bar{\mu}$ olan hər bir hissəciyinə qiyməti:



Şəkil 1.15

$$F_A = \mu_z \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_A$$

olan qüvvə təsir edir, burada μ_z maqnit momentinin z oxu üzrə proyeksiyasıdır.

Bu sahədə hissəciklər dəstəsi qalın xətlə göstərilən əyri-xətli trayektoriya cızır. Sonra 2 yarığından keçərək hissəciklər dəstəsi tamamilə A sahəsinin eyni olan, yalnız $\frac{\partial H}{\partial z}$ qeyri-bircinslilik qradientinin istiqamətilə fərqlənən B maqnit sahəsinə daxil olur. Bu sahədə hissəciyə qiyməti:

$$F_B = \mu_z \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_B$$

olan əks istiqamətdə qüvvə təsir edir. Əgər μ_z qiyməti A və B maqnitləri arasındakı fəzada heç bir dəyişikliyə uğramırsa, onda hissəciklərin F_A və F_B qüvvələri təsirlə meyilləri birbirini kompensasiya edər və hissəciklər seli D detektoruna dəyişmədən (sahələr olmadığı hal kimi) düşər. İndi əgər A və B maqnitləri arasında əvvəlki üsulda təsvir edilən güclü sabit \vec{H} və yüksək tezliklə dəyişən zəif \vec{H}_1 maqnit sahələrinin kombinasiyasını daxil etsək, rezonans halında nüvənin (və ya neytronun) spini öz istiqamətini dəyişər (dönər), F_A və F_B qüvvələrinin istiqaməti eyni olar, deməli hissəciklər şəkildə göstərilən qırıq xətlər üzrə hərəkət edərək detektora düşməzlər. Onda detektorda hissəciklərin sayının minimum qiymətinə uyğun ω_L rezonans tezliyini təyin etmək olar. Bu üsulla neytronun maqnit momenti üçün: $\mu_n = -1,9131 \mu_B$ qiyməti alınmışdır.

Rəbi üsulu ilə hətta neytral qeyri-stabil hissəcik olan Λ -hiperonun (yaşama müddəti təqribən 10^{-10} san) maqnit momenti ölçülmüş və $-0,73 \mu_B$ qiyməti alınmışdır.

d) Nüvələrin maqnit momentləri. Alınan nəticələrin araşdırılması

Cədvəl 1.2-də nuklonların və bir sıra nüvələrin spinləri və maqnit momentlərinin təqribi qiymətləri göstərilmişdir.

Cədvəl 1.2

Nüvə	$I(\hbar)$	$\mu(\mu_B)$	Nüvə	$I(\hbar)$	$\mu(\mu_B)$	Nüvə	$I(\hbar)$	$\mu(\mu_B)$
n	1/2	-1,91	${}_3\text{Li}^6$	1	+0,82	${}_7\text{N}^{14}$	1	+0,4
p	1/2	+2,79	${}_3\text{Li}^7$	3/2	+3,3	${}_7\text{N}^{15}$	1/2	-0,28
${}_1\text{H}^2$	1	+0,86	${}_4\text{Be}^9$	3/2	-1,2	${}_8\text{O}^{16}$	0	0
${}_1\text{H}^3$	1/2	+3	${}_5\text{B}^{10}$	3	+1,8	${}_8\text{O}^{17}$	5/2	-1,9
${}_2\text{H}_e^3$	1/2	-2,1	${}_6\text{C}^{12}$	0	0	${}_{17}\text{Cl}^{36}$	2	+1,3
${}_2\text{H}_e^4$	0	0	${}_6\text{C}^{13}$	1/2	+0,7	${}_{49}\text{In}^{115}$	9/2	+5,5

Əvvəlcə nuklonların spin və maqnit momentləri üçün alınan təcrübi qiymətlərin təhlilinə keçək. Neytron və protonlar eyni spin qiymətinə (1/2) və tamamilə müxtəlif maqnit momentlərinə malikdir, yəni:

$$\mu_p \approx 2,79 \mu_B \text{ və } \mu_n \approx -1,91 \mu_B$$

Nuklonların spinləri 1/2 olduğundan onların məxsusi maqnit və mexaniki momentləri arasında atom fizikasında elektron üçün göstərilən ifadəyə oxşar münasibət yazmaq olar:

$$\mu_s = \gamma_s S$$

burada γ_s - qiromaqnit əmsal adlanır. Bu əmsal \hbar vahidləri ilə verilən spin mexaniki momentlə μ_B nüvə maqnetonları vahidləri ilə verilmiş spin maqnit momenti arasında əlaqə yaradır. Onda:

$$\mu_p = 2s \cdot 2,79; \mu_p \approx 5,58 s \mu_B$$

$$\mu_n = -2s \cdot 1,91; \mu_n \approx -3,82 s \mu_B$$

buradan: $(\gamma_s)_p = 5,58$ və $(\gamma_s)_n = -3,82$ yazmaq olar.

Protonun maqnit momentinin təcrübi qiymətinin bir nüvə maqnetonundan (nəzəriyyəyə görə) əsaslı fərqlənməsi və eləcə də yüksüz zərrəcik olan neytronun sıfırdan fərqli mənfi maqnit momentinə malik olması anomal hallar hesab olunurdu. Bu faktların səbəbi hələ indiyədək tam aydınlaşdırılmamışdır. Lakin bu məqsədlə (anomal qiymətləri əsaslandırmaq üçün) bir sıra fərziyyələr irəli sürülmüşdür. Bunlardan aşağıdakı mülahizəni göstərmək maraqlıdır.

Fərz olunur ki, zamanın bir hissəsində nuklonlar hər hansı mürəkkəb quruluşda, zamanın digər hissəsində isə sadə nuklon halında olurlar. Məsələn, neytron mürəkkəb quruluş halında mərkəzi müsbət nüvədən (təmiz protonlar) və onun ətrafında yerləşən eyni miqdar mənfi yüklər buludundan ibarət olur. Bu mürəkkəb sistem öz oxu ətrafında "fırlanaraq" yekun mənfi maqnit momentinə malik olmalıdır. Eynilə də, mürəkkəb proton sisteminə ("təmiz" neytron ətrafında) kənar müsbət yüklər buludu götürməklə protonun anomal maqnit momentini izah etmək olar. Proton və neytronun maqnit momentlərinin Dirakın aldığı nəzəri qiymətlərdən ($\mu_p^n = 1 \mu_B$; $\mu_n^n = 0$) təqribən eyni ədəd qədər fərqlənməsi ($\Delta\mu_p = \mu_p - \mu_p^n = 1,79 \mu_B$, $\Delta\mu_n = \mu_n - \mu_n^n \approx -1,91 \mu_B$ və $|\Delta\mu_p| \approx |\Delta\mu_n|$) fərz edilən kənar yüklərin eyni təbiətli olduğunu göstərir.

Axır vaxtlar nüvə qüvvələrinin təbiətinin və nuklonların quruluşunun öyrənilməsi neytron və proton üçün həmin fərziyyənin inandırıcı olduğunu sübut edir. Buna əsasən belə bir nəticə çıxarmaq olur ki, nuklonlar arası kəsilmədən buraxılan və udulan π - mezonlar (bax F.IV, §.5) buludu ("kürkü") ilə əhatə olunmuşlar. Onda fərz etmək olar ki, məsələn, neytron zamanın τ hissəsində vahid maqnit momentinə malik "təmiz" proton (p_0) və onun ətrafında "fırlanan" mənfi π - mezondan ibarət mürəkkəb sistem ($n=p_0+\pi$) və $(1-\tau)$ hissəsində isə maqnit momenti sıfır olan "təmiz" neytron (n) şəklində mövcud olur. Bu halda neytronun maqnit mo-

menti aşağıdakı kimi hesablanı bilər:

$$\mu_n = \tau(\mu_p^n + \mu_{\pi^-}) + (1 - \tau)\mu_n^n = \tau(1 - \mu_{\pi^-})\mu_B \quad (1.14)$$

burada μ_{π^-} - mezonun orbital hərəkətindən alınan maqnit momentidir.

Eyni mülahizəni proton üçün yürütsək, yəni zamanın τ müddətində proton mürəkkəb $p = n_0 + \pi^+$ sistem, $(1 - \tau)$ hissəsində "təmiz" p_0 proton şəklində olarsa, onda protonun maqnit momenti belə hesablanır:

$$\mu_p = \tau(\mu_n^n + \mu_{\pi^+}) + (1 - \tau)\mu_p^n = \tau(\mu_{\pi^+} - \mu_B)\mu_B \quad (1.15)$$

Mezonun orbital maqnit momenti üçün $\mu_{\pi^-} \approx 7 \mu_B$ qəbul etsək ($l = 1$ üçün π^- mezonun orbital momenti

$\mu_{\pi^-} = \frac{m_p}{m_{\pi^-}} \mu_B \approx 7 \mu_B$ olar) və (1.15) ifadəsini maqnit momentinin eksperimental qiymətinə bərabər etsək:

$$(1 + 6 \tau) \mu_B = 2,79 \mu_B$$

onda $\tau \approx 0,3$ alarıq. Yəni bu o deməkdir ki, 30 % ehtimalla nuklon mürəkkəb sistem şəklində və 70 % "təmiz" nuklon şəklində mövcud olur. τ nisbi zamanının, bu qiymətini (1.14) ifadəsində yerinə yazmaqla neytronun maqnit momentini hesablamaq olar:

$$\mu_n = (\mu_p - \mu_{\pi^-}) 0,3 \approx -1,8 \mu_B$$

Bu qiymət isə eksperimental qiymətə $(-1,91 \mu_B)$ yaxındır.

İndi də nüvələrin cədvəl (1.2) göstərilən spin və maqnit momentlərini nəzərdən keçirək.

Həmin qiymətlərə əsasən demək olar ki, proton və neytronlar nüvədə elə yerləşirlər ki, onların spinləri və maqnit momentləri qarşılıqlı olaraq bir-birini kompensasiya edir. Doğrudan da, nüvənin spinini $9/2$ qiymətindən böyük olmur. Halbuki, əgər nuklonların spinləri nüvədə paralel yönəlsəydi və cəbri toplansaydı onda nüvənin spinini $A/2$ olardı. Bu mülahizəni nüvə maqnit momentlərinə də aid etmək olar.

Spinlərin və maqnit momentlərinin kompensasiya olunmasını daha əyani olaraq: ${}_1\text{H}^2$, ${}_1\text{H}^3$, ${}_2\text{He}^3$ və ${}_2\text{He}^4$ yüngül nüvələri üçün yoxlamaq olar. Bir proton və bir neytrondan təşkil olunmuş ən sadə nüvə - (${}_1\text{H}^2$) deyton nüvəsidir. Bu nüvənin spini ($1 \hbar$) və maqnit momenti ($0,86 \mu_B$) neytron və protonun spin və maqnit momentlərinin toplanmasından alınır. Bu onu göstərir ki, deyton nüvəsində proton və neytronun spinləri paralel yönəlmişdir və ancaq bu halda bağlı sistem - deyton nüvəsi alınır. Proton və neytronun spinləri bir-birinin əks istiqamətində yönəlmiş sistem dayanıqlı deyil və belə nüvə mövcud olmur. Bu, nuklonlar arasındakı nüvə qüvvələrinin spindən asılılığını göstərir (daha ətraflı bax F.IV, §.2).

Spinlərin kompensasiyası effekti ${}_1\text{H}^3$ və ${}_2\text{He}^3$ nüvələrində özünü göstərir. Bunların hər birinin spin ($1/2 \hbar$) və maqnit momentlərinin qiymətlərini uyğun olaraq μ (${}_1\text{H}^3$) $\approx 3 \mu_B$ və μ (${}_1\text{He}^3$) $\approx -2,1 \mu_B$ (hər nüvədə eyni adlı nuklonların spinlərinin və maqnit momentlərinin bir-birini kompensasiya etməsi ilə izah etmək olar). Doğrudan da, ${}_1\text{H}^3$ nüvəsinin spin və maqnit momenti tək protonun, ${}_2\text{He}^3$ nüvəsininki isə tək neytronun spin və maqnit momentlərinə yaxın olur.

Spin və maqnit momentlərinin kompensasiya olunması daha əyani olaraq ${}_2\text{He}^4$ nüvəsində görmək olar. Bu nüvədə bir cüt protonlar və bir cüt neytronların momentləri kompensasiya olunduğundan nüvənin spini və maqnit momenti sıfır olur.

Spinlərin və maqnit momentlərinin kompensasiya edilməsi təkcə ${}_2\text{He}^4$ nüvəsində deyil, bütün cüt-cüt nüvələrə aiddir. Heç bir müstəsnaqlıq olmadan, belə nüvələrin spin və maqnit momentləri sıfır olur ($I=0$, $\mu=0$).

Bunlardan əlavə bütün cüt nüvələrin (A - cütdür) spinləri tam, tək nüvələrin (A - təkdir) spinləri isə tam yarım olur.

e) Nüvələrin spini və maqnit momenti üçün Şmidt modeli

Cüt-cüt nüvələrdə nuklonların spinlərinin və maqnit momentlərinin kompensasiya edilməsi effektindən belə görünür ki, cüt-tək və tək-cüt nüvələrdə spin və maqnit momentləri axırıncı tək nuklonun momentləri ilə təyin olunmalıdır.

Yuxarıda gördük ki, bu mülahizə ${}^1\text{H}^3$ və He^3 nüvələri təmsalında doğru olur, yəni həmin nüvələrin spin və maqnit momentləri uyğun olaraq tək protonun və tək neytronun momentləri ilə təyin olunur.

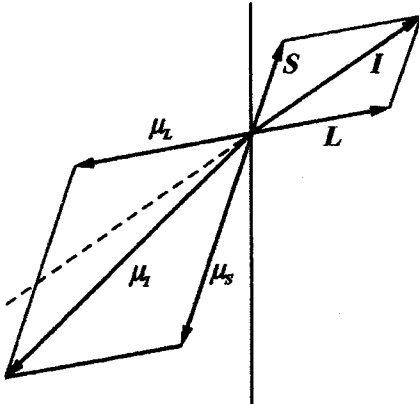
Lakin bu qaydanı bir sıra başqa nüvələrə tətbiq etdikdə tamamilə uyğunsuzluq alındığı müşahidə edilir. Məsələn, belə uyğunsuzluğu ${}^6\text{C}^{12}$ cüt-cüt nüvəsindən bir neytronla fərqlənən ${}^6\text{C}^{13}$ nüvəsində görmək olar. ${}^6\text{C}^{13}$ nüvəsinin spini neytronun spininə bərabər ($1/2\hbar$) olduğu halda, nüvənin maqnit momenti nəinki qiymətəcə və həm də işarəcə ($0,7\mu_B$) neytronunkundan fərqlənir. Buna oxşar uyğunsuzluğu ${}^7\text{N}^{15}$ nüvəsi üçün də demək olar. Bu nüvədə tək proton olduğu halda nüvənin spini $1/2\hbar$, lakin maqnit momenti - $0,28\mu_B$ alınır.

Bu çətinlikləri aradan qaldırmaq üçün 1937-ci ildə Şmidt nüvənin spini və maqnit momenti üçün özünün sadə bir nuklonlu modelini vermişdir. O, belə mülahizə yürütmüşdür ki, nüvədəki tək nuklon orbital hərəkətdə iştirak edir və ona görə də əlavə orbital momenti yaranır. Bu halda protonun ℓ orbital kvant ədədinə uyğun olan orbital maqnit momenti $\mu_\ell^p = I\mu_B$ olur (burada qiromaqnit əmsal $\gamma_\ell^p = 1$ olur). Neytronun orbital hərəkəti isə maqnit momenti yaratmır; belə ki, $\gamma_\ell^n = 0$. Onda tək nüvənin (A tək ədəddir) spini və maqnit momentləri tək nuklonun tam momentləri ilə təyin olunur:

$$\vec{I} = \vec{\ell} + \vec{s} \quad \text{və} \quad \vec{\mu}_I = \gamma_\ell \vec{\ell} + \gamma_s \vec{s}$$

\vec{I} momenti kvant mexanikasındakı vektorların toplan-

ması qaydası ilə hesablanır. $\bar{\mu}_1$ momentini hesabladığda γ_e və γ_s hiromaqnit əmsallarının fərqli olmasına görə \bar{I} və $\bar{\mu}_1$ vektorlarının istiqamətlərinin fərqli olmasını nəzərə almaq lazımdır (şəkil 1.16).



Şəkil 1.16

Nəticədə yekun $\bar{\mu}_1$ vektoru \bar{I} ətrafında precessiya etməli və onun orta qiyməti \bar{I} vektoru istiqamətində olan paralel toplanana bərabər olmalıdır. Müxtəlif ölçmələrdə nüvənin maqnit momentinin ($\bar{\mu}_1$) məhz həmin paralel toplananı təyin edilir. Ona görə də maqnit momentinin bu qiymətində, bəzən, effektiv maqnit

momenti deyilir və $\bar{\mu}_{\text{eff}} = \bar{\mu}_1$ işarə edilir. Xarici maqnit sahəsində $\bar{\mu}_{\text{eff}}$ momentinin $2I+1$ sayda mümkün proyeksiyaları alınır və bunlardan ən böyüyü nüvənin maqnit momentinin qiymətini verir. $\bar{\mu}_{\text{eff}}$ momenti \bar{I} istiqamətində olduğundan:

$$\bar{\mu}_{\text{eff}} = \gamma_1 \bar{I}$$

yazmaq olar, burada γ_1 - nüvə hiromaqnit əmsalıdır. Deməli, spin momentinin məlum I qiymətində nüvənin $\bar{\mu}_{\text{eff}}$ - effektiv maqnit momentini hesablamaq üçün γ_1 hiromaqnit əmsalını tapmaq lazımdır. Bunu kvant mexankasına görə aşağıdakı kimi göstərmək olar. $\bar{\mu}_{\text{eff}}$ momentinin operatoru:

$$\hat{\bar{\mu}}_{\text{eff}} = \hat{\bar{\mu}}_l \cos(\bar{\ell}\bar{I}) + \hat{\bar{\mu}}_s \cos(\bar{s}\bar{I})$$

kimi göstərilə bilər. Lakin $\bar{I} = \bar{\ell} + \bar{s}$ olduğundan $\bar{\mu}_{\text{eff}}$ opera-

torunu:

$$\hat{\mu}_{eff} = \gamma_\ell \bar{\ell} \frac{I(I+1) + \ell(\ell+1) - s(s+1)}{2\sqrt{I(I+1)\ell(\ell+1)}} + \\ + \gamma_s \bar{s} \frac{I(I+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2\sqrt{I(I+1)s(s+1)}}$$

şəklində göstərmək olar.

Lakin maqnit momentinin $\bar{\mu}$ orta qiyməti kvant mexanikasında fiziki kəmiyyətlərin orta qiymətinin hesablanma qaydası ilə $\hat{\mu}$ operatorunun məxsusi qiyməti kimi tapıla bilər:

$$\bar{\mu} = \int \psi^* \hat{\mu} \psi d\tau \quad (1.16)$$

burada ψ - nüvənin halını təsvir edən dalğa funksiyasıdır.

Deməli, nüvənin maqnit momentinin orta qiymətini almaq üçün (1.16) düsturundan istifadə etdikdə $\hat{\mu}_{eff}$ operatorunu götürmək lazımdır. Bundan başqa yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, nüvənin maqnit momenti kimi $\bar{\mu}_{eff}$ vektorunun verilmiş z oxu üzrə (məsələn, xarici maqnit sahəsi üzrə) proyeksiyasının maksimum qiyməti götürülməlidir. Yəni $\bar{\mu}$ üçün

$$\bar{\mu} = \int \psi^* (\hat{\mu}_{eff})_z \psi d\tau = \int \psi^* \hat{\mu}_{eff} \frac{I}{\sqrt{I(I+1)}} \psi d\tau$$

yazmaq olar. Buradan $s = \frac{1}{2}$ və $I = \ell \pm \frac{1}{2}$ qəbul edərək; γ_I əmsalının ifadəsini aşağıdakı şəkildə almaq olar:

$$\gamma_I = \gamma_\ell \pm (\gamma_s - \gamma_\ell) / 2I + 1$$

Buradan nüvədəki tək proton üçün:

$$\begin{cases} \mu_p = (I + 2,29)\mu_B & I = \ell + 1/2 \\ \mu_p = \frac{I - 2,29}{I + 1}I\mu_B & I = \ell - 1/2 \end{cases} \quad (1.17)$$

və nüvədəki tək neytron üçün:

$$\begin{cases} \mu_n = -1,91\mu_B & I = \ell + 1/2 \\ \mu_n = \frac{1,91}{I + 1}I\mu_B & I = \ell - 1/2 \end{cases} \quad (1.18)$$

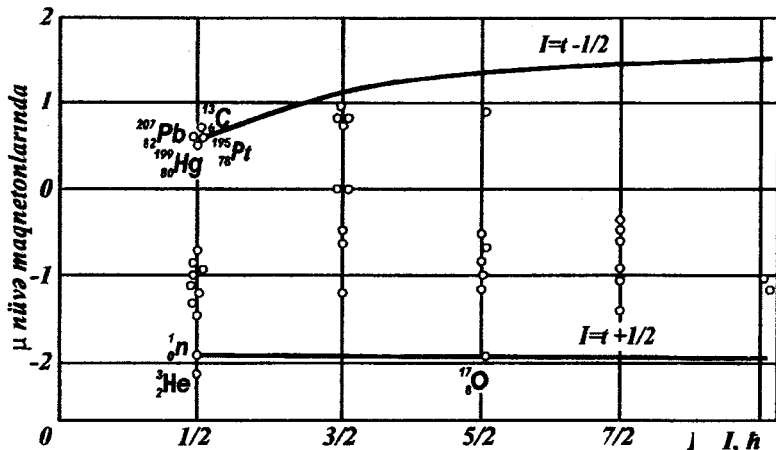
ifadələri alınır. Bu düsturlardan görünür ki, nüvədə nuklonun maqnit momentinin işarəsi \bar{s} və $\bar{\ell}$ vektorlarının qarşılıqlı yönəlməsindən və ℓ orbital kvant ədədinin qiymətindən asılıdır. Məsələn, $P_{\frac{1}{2}}$ halında ($\ell = 1, I = \frac{1}{2}$) protonun maqnit momenti $\mu_p = -0,26 \mu_B$ (halbuki s halında $\mu_p = +2,79 \mu_B$ olmalıdır) və neytronunki isə $\mu_n = +0,64 \mu_B$ (halbuki s halında $\mu_n = -1,91 \mu_B$ olmalıdır) alınır.

Bu qiymətlər yuxarıda nümunə kimi göstərilən ${}^7N^{15}$ və ${}^6C^{13}$ nüvələrinin maqnit momentlərinin eksperimental qiymətləri ilə yaxşı uyğun gəlir. Deməli Şmidt modelinə görə ${}^7N^{15}$ və ${}^6C^{13}$ nüvələrinin spini və maqnit momentləri uyğun olaraq $p_{1/2}$ halındakı tək protonun və tək neytronun spin və maqnit momentləri ilə təyin olunur.

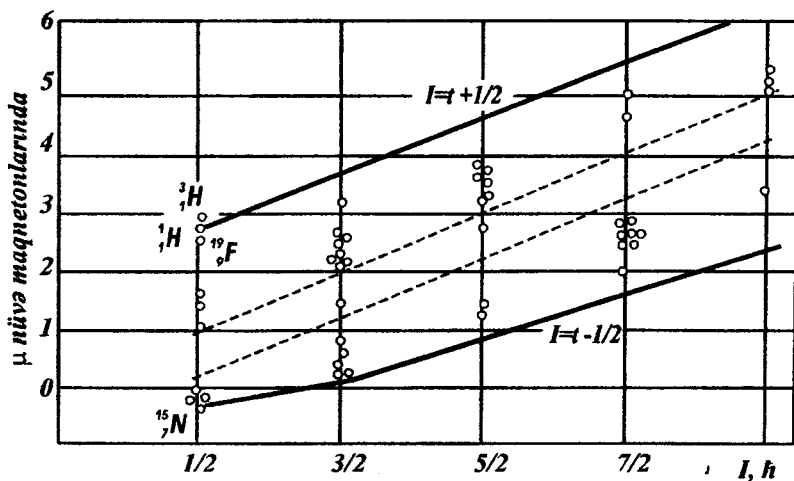
Lakin göstərilən uyğunluq heç də bütün nüvələrə aid deyildir. Şəkil 1.17 a və 1.17 b-də (1.17) və (1.18) düsturları ilə hesablanmış maqnit momentləri ayrılmasının (bunlara Şmidt ayrılırları deyilir) tək nüvələr üçün maqnit momentlərinin eksperimental qiymətlərilə müqayisəsi göstərilmişdir.

Şəkillərdən görüldüyü kimi, əksər nüvələr üçün maqnit momentlərinin eksperimental qiymətləri Şmidt ayrılırlarından çox fərqlənir. Bununla bərabər maqnit momentlərinin qiymətlərinin spindən asılı olaraq dəyişməsi ümumiyyətlə Şmidt ayrılırlarına uyğundur. Praktiki olaraq bütün eksperimental qiymətlər Şmidt ayrılırlarının arasında yerləşib, ayrılardan birinə daha yaxın olur (orta hissə nisbətən boş olur).

Tək-cüt nüvələrin maqnit momentləri spinin artması ilə artır, cüt-tək nüvələriniki isə praktik olaraq spindən asılı olmur. Bütün bu faktlar Şmidt modelinin əsas ideyasının - nüvənin maqnit momentinin yaranmasında nuklonların orbital momentinin əsas olmasının düzgün olduğunu sübut edir.



Şəkil 1.17 a



Şəkil 1.17 b

Maqnit momentlərinin eksperimental qiymətlərinin Şmidt ayrılmasına uyğun gəlməməsi modelin çatışmamazlığıdır. Bu çatışmamazlığın bir sıra səbəbləri ola bilər. Məsələn, nüvədə bağlı olan nuklonlarla sərbəst nuklonların maqnit momentlərinin eyni olması fərziyyəsi düzgün olmaya bilər. Əgər fərz edilsə ki, nüvədəki nuklonların maqnit momentləri $1 \leq \mu_s \leq 2,79 \mu_B$ və $-1,91 \mu_B \leq \mu_n \leq 0$ intervallarında qiymətlər alır, onda Şmidt modeli ilə uyğunluq xeyli artır. Başqa bir səbəb olaraq Şmidt modelinin əsas fərziyyəsinin - nüvənin spininin və maqnit momentinin yalnız bir tək nuklonla bağlı olmasının düzgün olmaya bilməsini göstərmək olar.

Şmidt modelinin çatışmamazlıqları əsasən nüvə örtük modelinin müasir variantlarında aradan qaldırılır (bax F.II, §.4). Həmin modeldə nüvənin spin və maqnit momentinin yaranmasında tək bir nuklonun deyil, dolmuş səviyyələrdən kənar qalan bir qrup nuklonların hərəkətinə baxılır və alınan qiymətlər Şmidt modelinə nisbətən eksperimental faktları yaxşı izah edir.

§ 6. Cütlük. Cütlüyün saxlanma qanunu

Kvant mexanikasında mikrozərrəciyin (və ya mikrozərrəciklər sisteminin) halı müəyyən ψ dalğa funksiyası ilə təsvir olunur. Nüvə fizikasında (eləcə də elementar zərrəciklər fizikasında) bu funksiyanın cütlük deyilən xassəsindən istifadə edilir. Klassik fizikada cütlüyə oxşar anlayış yoxdur. Cütlük zərrəcik və ya zərrəciklər sisteminin dalğa funksiyasının güzgü əksolmada (yəni bütün dekart koordinatlarının işarəsini dəyişdikdə) və ya sağ sistemdən sol sistemə keçdikdə dəyişməsinə göstərən anlayışdır. Başqa sözlə desək, cütlük nüvələrin və ya istənilən fiziki sistemlərin güzgü əksolmaya qarşı simmetriyasını göstərir. Bu anlayışın əsas mahiyyəti cütlüyün saxlanması qanunu ilə müəyyən edilir. Yəni sistem güzgü əksolmaya qarşı əvvəlcə malik olduğu simmetriyasını bütün sonrakı vaxtlarda da saxlayır. Bu qanun bütün elek-

tromaqnit və nüvə qarşılıqlı təsirlərində ödənilir. Zəif qarşılıqlı təsirlərdə cütlüyün saxlanması qanununun pozulmasına sonra (bax F.III, §.6) baxacağıq.

Kvant mexanikasına görə sistemin cütlüyünün təyin edilməsinə baxaq. Bunun üçün n sayda zərrəcikdən təşkil olunmuş sistemin halını zərrəciklərin koordinatlarından asılı olan $\psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$ dalğa funksiyası ilə təsvir edək. Onda cütlüyün təyini dedikdə, məsələn ψ funksiyasının cüt və ya tək funksiya olduğunu müəyyən etməkdən ibarət olacaqdır. Əgər bütün zərrəciklərin koordinatlarının işarəsi dəyişdikdə ψ funksiyasının işarəsi dəyişmirsə, yəni:

$$\psi(-\vec{r}_1, \dots, -\vec{r}_n) = \psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$$

olursa, onda ψ funksiyası cüt funksiya olur və ψ_+ ilə işarə edilir. Əgər funksiyanın işarəsi dəyişirsə, yəni:

$$\psi(-\vec{r}_1, \dots, -\vec{r}_n) = -\psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$$

olursa, onda ψ funksiyası tək funksiya olur və ψ_- ilə işarə edilir.

Məlumdur ki, elektromaqnit və güclü qarşılıqlı təsirlərdə cütlük saxlanılır. Bunun nədən asılı olduğunu araşdıraraq. Kvant mexanikasında həmin qarşılıqlı təsirlər Şredinger tənliyi ilə təsvir olunur və tənliyin hamiltonianı aşağıdakı şəkildə verilir:

$$\hat{H} = -\sum \frac{\hbar^2}{2m_i} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2} \right) + U(x_i, y_i, z_i)$$

burada birinci hədd zərrəciklər sistemi üçün kinetik enerji, ikinci hədd isə potensial enerji operatorlarıdır.

Asanlıqla yoxlamaq olar ki, güzgü əksinə görə (koordinatların çevrilməsinə görə) həmin hamiltonianın hər iki komponenti simmetrikdir. Birinci ona görə simmetrikdir ki, bu həddə $\partial x, \partial y, \partial z$ kvadratik daxil olur, ikinciyə gəldikdə isə potensial enerji zərrəciklərin koordinatlarından deyil, onların qarşılıqlı vəziyyətindən asılıdır və koordinatların çevrilməsində işarəsini dəyişə bilməz.

Güzgü simmetrik Şredinger tənliyinin həlli olan ψ dalğa funksiyası da güzgü simmetrik olmalıdır. Bu o deməkdir ki, zərrəciyin hər hansı t zamanda V həcmində olma ehtimalı $W(V,t)$ ölçmənin hansı koordinat sistemində (sağ və ya sol) aparılmasından asılı deyildir, yəni:

$$W(V,t) = \int_V |\psi(x,y,z)|^2 dV = \int_V |\psi(-x,-y,-z)|^2 dV$$

buradan $V \rightarrow 0$ qiymətlərində limitə keçsək:

$$|\psi(x,y,z)|^2 = |\psi(-x,-y,-z)|^2$$

və ya sferik koordinatlarında

$$|\psi(r, \pi-\vartheta, \pi+\varphi)|^2 = |\psi(r, \vartheta, \varphi)|^2$$

alırıq.

Beləliklə, güzgü simmetrik proseslər üçün zərrəciklərin fəzada müəyyən olunmuş bir istiqamətə nəzərən ϑ və $\pi - \vartheta$ bucaqları altında buraxılması ehtimalı eyni olmalıdır. Başqa sözlə desək, $f(\vartheta) = |\psi(r, \vartheta, \varphi)|^2$ funksiyasını $\cos\vartheta$ üzrə sıraya ayırsaq:

$$f(\vartheta) = a + b \cos\vartheta + c \cos^2\vartheta + \dots$$

onda $\cos\vartheta$ -nin tək dərəcəli hədləri olmamalıdır, yəni $b=0$ olmalıdır.

Qeyd edək ki, verilmiş sistem üçün fəzada müəyyən istiqamət sistemin elə fiziki parametri vasitəsilə verilməlidir ki, həmin parametr aksial vektor xassəsinə malik olsun, yəni koordinatların inversiyasında öz istiqamətini dəyişməsin. Məlumdur ki, belə xassəyə \vec{I} spin vektoru malikdir. Ona görə də spinə nəzərən verilmiş proses üçün nüvədən alınan məhsulların bucaq paylanmasını ölçməklə güzgü simmetriyasının olub ($b=0$), olmamasını ($b \neq 0$) yoxlamaq olar.

İzolə edilmiş kvant sisteminin (xüsusi halda nüvənin) xarakterik xüsusiyyətlərindən biri odur ki, cütlük saxlanılır. Bunu isbat etmək üçün fərz edək ki, sistemi təsvir edən $\psi(x,y,z,t)$ funksiyası verilmiş t müddətində cüt funksiyadır. Bu funksiyanın $t+\tau$ müddətində cütlüyünü yoxlayaq. Bunun

üçün $\psi(t+\tau)$ funksiyasını τ üzrə sıraya ayıraq:

$$\psi(t+\tau) = \psi(t) + \frac{\partial\psi}{\partial t}\tau + \frac{1}{2!}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}\tau^2 + \dots \quad (1.19)$$

Aydındır ki, $\psi(t+\tau)$ funksiyasının cütlüyü sıranın hədlərinin cütlüyündən asılıdır. Birinci hədd şərtə görə cüt funksiyadır. $\frac{\partial\psi}{\partial t}$ funksiyasının cütlüyü isə aşağıdakı Şredinger tənliyindən alınır:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}\hat{H}\psi \quad (1.20)$$

\hat{H} operatoru cütlüyü dəyişmədiyindən $\frac{\partial\psi}{\partial t}$ -də cüt funksiyadır. Onda $\frac{\partial\psi}{\partial t} = \varphi(t)$ əvəz etsək və (1.20) tənliyini $\varphi(t)$

funksiyası üçün yazsaq, görürük ki, $\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}$ funksiyası da cüt funksiyadır. Beləliklə (1.19) sırasının bütün hədlərinin cüt funksiya olduğunu göstərmək olar. Deməli, əgər t zamanında $\psi(t)$ funksiyası cütdürsə, (və ya təkdirsə) sonrakı zamanlarda da həmin funksiya öz cütlüyünü (və ya təkliyini) saxlayır.

Bu mülahizədən alınır ki, cütlük hərəkət integralıdır (qapalı sistem üçün zamana görə dəyişmir). Əlbəttə cütlüyün bu xassəsi H hamiltonunun formasından asılıdır. Bu isə proseslərin xüsusi halda nüvə proseslərinin getməsinə müəyyən məhdudiyət qoyur. Ona görə də nüvə sisteminin cütlüyünün təyin edilməsi çox vacib məsələdir. Mürəkkəb sistemin cütlüyünü, onu bir sıra alt sistemlərə ayırmaqla təyin edirlər. Məsələn, qarşılıqlı təsirdə olmayan a və b hissəciklərindən ibarət sistemə baxaq. Bu sistemin dalğa funksiyası aşağıdakı dörd dalğa funksiyalarının hasili kimi göstərilə bilər:

$$\Psi_{a,b} = \Psi_a \Psi_b \Psi_{1a} \Psi_{1b}$$

burada Ψ_a və Ψ_b a və b alt sistemlərini təsvir edən daxili dalğa funksiyaları, Ψ_{1a} və Ψ_{1b} isə a və b sistemlərinin nisbi hərəkətlərini təsvir edən dalğa funksiyalarıdır. Bu dörd funksiyanın hər birinin cütlüyünü yoxlamaqla funksiyanın cütlüyünü:

$$P_{a,b} = P_a P_b P_{1a} P_{1b}$$

şəklində alırıq.

Beləliklə mürəkkəb sistemin cütlüyü onu təşkil edən hissəciklərin daxili cütlükləri və hissəciklərin ümumi ətalət mərkəzinə nəzərən hərəkətlərini təsvir edən dalğa funksiyalarının cütlükləri hasilinə bərabərdir.

Kvant mexanikasında isbat edilir ki, iki hissəciyin nisbi hərəkəti aşağıdakı funksiya ilə təsvir olunur:

$$\psi_\ell = R(r)P_\ell^m(\cos\vartheta)e^{im\varphi}$$

burada $P_\ell^m(\cos\vartheta)$ - gətirilmiş Lejandr funksiyasıdır. Bu funksiyanın xassəsinə görə $\cos\vartheta \rightarrow (-\cos\vartheta)$ keçdikdə $(-1)^{\ell-m}$ vuruğu alınır (ℓ - orbital momenti, m - isə orbital momentin polyar ox üzrə proyeksiyasını verən ədədlərdir).

Güzgü əksolmada nöqtənin polyar koordinatları aşağıdakı kimi dəyişir

$$\begin{aligned} r \rightarrow r, \vartheta \rightarrow \pi - \vartheta, \cos(\pi - \vartheta) \rightarrow -\cos\vartheta, \varphi \rightarrow \pi + \varphi, \\ \exp(im\varphi) \rightarrow \exp[im(\pi + \varphi)] \rightarrow (-1)^m \exp(im\varphi) \end{aligned}$$

Ona görə də:

$$\psi_\ell(r, \vartheta, \varphi) \rightarrow (-1)^\ell \psi_\ell(r, \pi - \vartheta, \pi + \varphi)$$

olur. Deməli, nisbi hərəkətin dalğa funksiyasının cütlüyü aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$P_\ell = (-1)^\ell$$

Onda mürəkkəb a+b sisteminin cütlüyünü:

$$P_{a+b} = P_a P_b (-1)^{\ell_a} (-1)^{\ell_b}$$

şəklində yazmaq olar.

Bunun kimi də istənilən mürəkkəb sistemə, məsələn nüvə sisteminə elə bir-birindən asılı olmayaraq hərəkət edən

zərrəciklər toplusu kimi baxmaq olar ki (məsələn, nüvə örtük modelinə görə), sistemin cütlüyü nuklonların məxsusi cütlükləri ilə $(-1)^{\sum l_i}$ ədədinin hasili kimi təyin olunsun, burada l_i - verilmiş nuklonun nisbi hərəkətini təyin edən orbital kvant ədədidir.

Müxtəlif təcrübi faktlardan alınır ki, proton, neytron və elektronun daxili cütlüklərinin müsbət qəbul etmək olar. Onda nuklon halının cüt və ya tək olması onu təsvir edən dalğa funksiyası üçün l ədədinin cüt və tək olması ilə təyin olunur.

Lakin nuklonlar üçün cütlüyün təyin edilmə qaydası γ kvantlara (və ümumiyyətlə, sükunət kütləsi sıfır olan zərrəciklərə) aid deyildir. Elektromaqnit şüalanması üçün cütlüyə görə seçmə qaydası aşağıda (bax F.III, §4) veriləcəkdir.

Nüvə sistemi üçün cütlüyün təyin edilməsindən göstərmək olar ki. cüt-cüt nüvələrin əsas halı müsbət cütlüyə, yerdə qalan nüvələrin əsas halı isə müsbət və ya mənfi cütlüyə malik ola bilər. Məsələn, $^{17}_8\text{O}$ izotopu müsbət cütlüyə, $^{15}_7\text{N}$ izotopu isə mənfi cütlüyə malikdir.

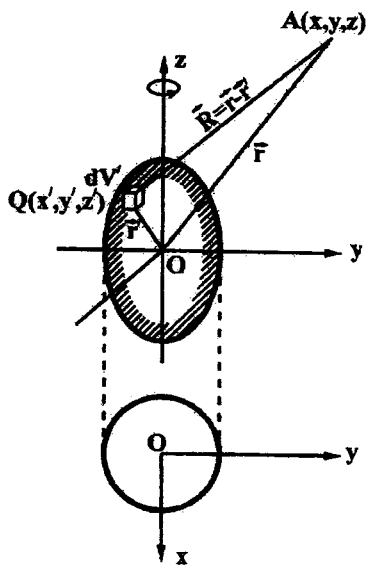
Nüvələrin həyacanlanma halları əsas haldan fərqli cütlüyə malik ola bilər. Ona görə də hər bir nüvə səviyyəsi üçün məxsusi spin qiyməti və cütlük göstərilməlidir. Məsələn $1/2^+$ yazılışı spinin $1/2$ və cütlüyün müsbət olduğunu, 3^- isə spinin 3 və cütlüyün mənfi olduğunu göstərir. Səviyyənin spin qiyməti və cütlüyü birlikdə onun xarakteristikası adlanır.

§ 7. Nüvənin elektrik dipol və kvadrupol momentləri

Nüvələr maqnit momentləri ilə bərabər elektrik momentləri ilə də xarakterizə olunurlar. Maqnit momenti nüvədə elektrik cərəyanlarının paylanması ilə əlaqədar olub, nüvənin xarici maqnit sahəsilə qarşılıqlı təsirini göstərdiyi kimi, elektrik momentləri də elektrik yükünün paylanmasından

asılı olub, nüvənin xarici elektrik sahəsilə qarşılıqlı təsirini müəyyən edir. Ona görə də hər iki növ momentlərin öyrənilməsi nüvənin quruluşu və xassələrinin müəyyən edilməsi üçün vacibdir.

Nüvənin elektrik momentlərinin araşdırılmasına klassik fizikaya əsasən baxmaq olar. Fərz edək ki, elektrik yüklərinin asimmetrik paylandığı, müəyyən z oxu ətrafında fırlanan sistem verilmişdir. Bu sistemdən, sistemin öz ölçülərinə nəzərən çox böyük məsafələrdə elektrik sahəsinin potensialına baxmaq olar. Bunun üçün koordinat oxlarını elə yerləşdirək ki, koordinat başlanğıcı sistemin ətələt mərkəzinə və z oxu hərəkət miqdarı momenti vektoru istiqamətinə düşsün (şəkil 1.18).



Şəkil 1.18

luna baxmaq olar. Bunun üçün koordinat oxlarını elə yerləşdirək ki, koordinat başlanğıcı sistemin ətələt mərkəzinə və z oxu hərəkət miqdarı momenti vektoru istiqamətinə düşsün (şəkil 1.18).

Onda yüklərin paylanmasında müəyyən ox simmetriyası alınar ki, bu hal üçün:

$$\varphi = k \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{R}|} dV'$$

potensialının paylanmasını

kiçik $\frac{r'}{r}$ -ə görə aşağıdakı

kimi sıraya ayırmaq olar:

$$\varphi = k \sum_0^{\infty} \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}'|} \left(\frac{r'}{r} \right)^n P_n(\cos \vartheta) dV'$$

burada $\rho(r')$ - elektrik yüklərinin sıxlığı, $P_n(\cos \vartheta)$ - Lejandr polinomudur. Polinomun $P_0 = 1$, $P_1 = \cos \vartheta$; $P_2 = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \vartheta - 1)$ qiymətlərindən istifadə etsək:

$$\varphi = k \left(\frac{Ze}{r} + \frac{d}{r^2} + \frac{1}{2} \frac{q}{r^3} + \dots \right) \quad (1.21)$$

alırıq, burada $Ze = \int \rho(r') dV'$ - sistemin elektrik yükü, $d = \int \rho(r') z' dV'$ və $q = \int \rho(r') (3z^2 - r^2) dV'$ isə uyğun olaraq yüklər sisteminin elektrik dipol və kvadrupol momentləridir.

(1.21) şəklində sıraya ayırma olduğu kimi nüvənin elektrik sahəsinin potensialına da tətbiq oluna bilər. Ona görə də nüvə üçün dipol (d) və kvadrupol (q) momentlərini bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək.

Nüvə üçün, sadə halda proton və neytron "mayelərinin" etalət mərkəzləri arasındakı məsafə δ olsa, dipol momenti $d = Ze\delta$ kimi təyin olunur.

Eksperimental nəticələrdən alınır ki, stasionar (əsas) halda olan nüvələrin elektrik dipol momenti sıfıra bərabərdir. Göstərmək olar ki, bu fakt, birbaşa cütlüyün saxlanması qanunundan alınır. Doğrudan da, i-ci proton üçün $\rho(r_i) = eW(r_i)$, burada $W(r_i) dV_i$ - i-ci protonun dV_i həcm elementində olma ehtimalıdır. Həmin protonla əlaqədar olan dipol momentinin z komponenti $e \int z_i W(r_i) dV_i$ kimi təyin edilir.

Onda nüvənin əsas halının dipol momenti Z sayda proton üçün belə inteqralların cəmi şəklində verilir:

$$d = e \sum_{i=1}^Z \int z_i W(r_i) dV_i = e \sum_{i=1}^Z \int z_i |\psi(r_i)|^2 dV_i,$$

burada ψ - nüvə sisteminin hal funksiyasıdır. İnteqralları funksiya tək olduğundan koordinatların inversiyasında ($z_i \rightarrow -z_i$) öz işarəsini dəyişir və deməli $d=0$ olur.

Bu nəticə həmçinin aşağıdakı mülahizədən alınır. Cütlüyün saxlanması qanunu protonların və neytronların nüvədə bərabər paylanması, bunların biri-birinə nəzərən heç bir sürüşmə olmamasını tələb edir. Sürüşmənin olmaması isə elektrik dipol momentinin sıfıra bərabər olması deməkdir.

İndi də elementar zərrəciklər üçün dipol elektrik momentinin varlığı probleminə baxaq. Fərz edək ki, elementar zərrəciyin elektrik dipol momenti vardır. Onda yuxarıda deyilənlərə əsasən (bax § 5) bu vektor məxsusi spin vektoru \vec{s} üzrə yönəlməlidir, yəni:

$$\vec{d} = k\vec{s} \quad (1.22)$$

Əgər sistem güzgü simmetriyasına malikdirsə, onda x , y , z koordinatlarını $-x$, $-y$, $-z$ koordinatları ilə əvəz etdikdə (1.22) münasibəti saxlanmalıdır. Lakin $\vec{d} = e\vec{r}$ və

$$\vec{s} = [\vec{p}\vec{r}] = m \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{r} \right] \text{ olduğundan, } \vec{d}(-x, -y, -z) = -\vec{d}(x, y, z)$$

və $\vec{s}(-x, -y, -z) = \vec{s}(x, y, z)$ olur, deməli $K = 0$ və ona görə də $\vec{d} = 0$ olmalıdır.

Lakin bu halda əks mülahizə doğru deyildir. Belə ki, $K=0$ olması nəinki cütlüyün saxlanmasından, eləcə də zaman çevrilməsindən ($t \rightarrow -t$) asılı olan invariantlıqdan da alınır. Doğrudan da $t \rightarrow -t$ əvəz etdikdə: $\vec{d}(-t) = \vec{d}(t)$ və $\vec{s}(-t) = -\vec{s}(t)$ bu halda $K=0$ olur.

Beləliklə, sistemin elektrik dipol momenti eyni vaxtda cütlük qanununun və zaman invariantlığının (t -invariantlığın) pozulduğu halda sıfırdan fərqli ola bilər. Deməli, təcrübədə sistemin elektrik dipol momentini ölçməklə verilmiş qarşılıqlı təsir üçün t - invariantlığın nə dərəcədə ödənildiyini yoxlamaq olar.

Nüvənin elektrik kvadrupol momentini araşdıraq. Elektrik kvadrupol momenti nüvədə elektrik yüklərinin paylanması sferik simmetriyadan kənara çıxmasını xarakterizə edir. z' oxu üzrə dartılmış nüvə üçün (yəni $3z'^2 > r'^2$ olduqda) kvadrupol momenti müsbət ($q_0 > 0$), z' oxu üzrə basılmış nüvə üçün ($3z'^2 < r'^2$) kvadrupol momenti mənfi ($q_0 < 0$) və sferik simmetrik nüvə üçün $q_0 = 0$ olur. Kvadrupol momentin ölçüsü $K_1 \cdot m^2$ -dir və çox hallarda protonun yükü e , barn vahidlərilə verilir ($1 \text{ barn} = 10^{-28} m^2$).

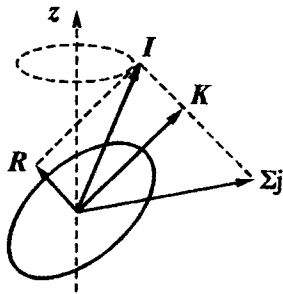
Qeyri sferik nüvələr üçün iki növ elektrik kvadrupol momentini bir-birindən fərqləndirmək lazımdır. Yuxarıda baxdığımız kvadrupol momenti (q_0) nüvə ilə bağlı olan koordinat sistemlə əlaqədar olub daxili (və ya məxsusi) kvadrupol momenti adlanır. Adi laboratoriya sistemində ölçülən kvadrupol momenti isə xarici (və ya müşahidə edilən) kvadrupol momenti adlanır. Bu moment fəzadakı müəyyən istiqamətdə yönəlmiş z oxuna nəzərən belə təyin edilir:

$$q = \int \rho(r) (3z^2 - r^2) dV$$

burada z oxu nüvənin q kvadrupol momentini təyin etmək üçün tətbiq edilən xarici elektrik sahəsinin qradienti istiqamətində yönəlmiş olur. q momentinin qiyməti q_0 məxsusi kvadrupol momentindən və nüvənin z oxuna nəzərən yönəlməsindən asılı olur.

Nüvənin z oxuna nəzərən yönəlməsi isə nüvənin \vec{I} spininin bu ox üzrə yönəlməsi və nüvənin simmetriya oxu üzrə \vec{K} proyeksiyası ilə təyin olunur. Onda həyəcanlanmış qeyri-sferik nüvənin spini ümumi halda belə göstərilə bilər (şəkil 1.19):

$$\vec{I} = \vec{K} + \vec{R}$$



Şəkil 1.19

burada \vec{K} nuklonların tam momentlərinin vektoru cəminin nüvənin simmetriya oxu üzrə proyeksiyası, \vec{R} - nüvənin fırlanma momentidir.

Bunları nəzərə almaqla, kvant mexanikasında q_0 və q arasında aşağıdakı münasibət alınır:

$$q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} q_0$$

Buradan aşağıdakı nəticələri almaq olar:

1. $q_0 \neq 0$ olduqda q momentinin mütləq qiyməti həmişə q_0 momentinin mütləq qiymətindən kiçik olur.

2. $I(I+1) > 3K^2$ olduqda, yəni spinin böyük qiymətlərində q ilə q_0 momentlərinin işarələri fərqli olur.

3. Nüvənin əsas halı üçün ($\vec{R} = 0, \vec{I} = \vec{K}$)

$$q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} q_0$$

alınır. Bu halda cüt-cüt nüvələr ($I=0$) və spini $I = \frac{1}{2}$ olan

nüvələr üçün $q_0 \neq 0$ olduqda belə $q=0$ olur. Spinin qiyməti artdıqca q/q_0 nisbəti artır.

Təcrübədə birbaşa olaraq q xarici kvadrupol moment ölçülür, q_0 daxili kvadrupol momenti isə bir növü model xarakteri daşıyan anlayışdır.

Xarici kvadrupol momentlərini ölçmək üçün nüvə maqnit momentinin ölçülməsində tətbiq edilənlərə oxşar üsullardan istifadə olunur (optik spektrlərinin ifrat incə quruluşunun tədqiqi və radiotezlikli rezonans üsulları) q kvadrupol momentinin elektrik sahəsinin qradienti (qrad \vec{E}) ilə qarşılıqlı təsirində q qrad \vec{E} ilə müəyyən olunan əlavə enerji yaranır. Məsələn, kvadrupol momentinin atom daxilindəki elektrik sahəsinin qradienti ilə qarşılıqlı təsiri spektral xətlərin maqnit qarşılıqlı təsirində müşahidə olunmayan (intervallar üsuluna tabe olmayan) əlavə ifrat incə quruluşunu verir. Məhz bu qayda ilə deytonun kvadrupol momenti müəyyən edilmişdir.

Lakin daxili kvadrupol momenti (q_0) atom səviyyələrinin ifrat parçalanmasında iştirak etmir. Onu təyin etmək üçün başqa üsullardan istifadə olunur. Məsələn, bu məqsədlə nüvənin kulon həyəcanlanması hadisəsindən istifadə etmək olar. Həmin üsulun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, nüvə böyük enerjili yüklü zərrəciklərlə bombardman edildikdə, sırf elektrostatik qarşılıqlı təsir nəticəsində həyəcanlanmış hala keçə bilər. Əgər həyəcanlanma səviyyəsi fırlanma xarakterlidirsə, onu dəqiq hesablamaq mümkündür (bax. F.II, §4). Bu halda həyəcanlanma intensivliklərinin eksperi-

mental və nəzəri qiymətlərinin müqayisəsindən məxsusi q_0 momentini təyin etmək mümkündür.

Kvadrupol momenti nüvədə elektrik yükünün (protonların) paylanması sferik simmetriyadan kənara çıxmasını xarakterizə etdiyinə görə, bu parametrin köməyi ilə nüvənin formasını müəyyən etmək, nüvə qüvvələri haqda əlavə məlumat almaq olar.

Sadə halda nüvəni fırlanma ellipsoidi şəklində təsəvvür etsək, onda q_0 momentini ellipsoidin böyük (a) və kiçik (b) yarımoxları ilə belə ifadə edə bilərik:

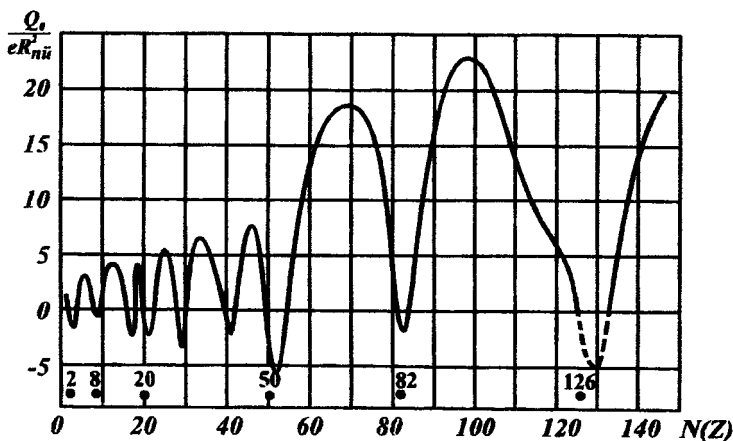
$$q_0 = \frac{2}{5}(a^2 - b^2)eZ = \frac{4}{5}\varepsilon\bar{R}^2eZ$$

burada $\varepsilon = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}$; $\bar{R}^2 = \frac{a^2 + b^2}{2}$ - nüvənin orta kvadratik

radiusudur. Onda \bar{R}^2 əvəzinə təqribən nüvənin radiusunun kvadratını götürsək, q_0 momentinin qiymətinə görə nüvə üçün ε kəmiyyətini təyin edə bilərik. Cədvəl 1.3-də bir sıra nüvələrin xarici kvadrupol momentləri (q), şəkil 1.20-də isə daxili kvadrupol momentinin orta qiymətinin protonların və neytronların sayından (Z və N) asılılığı verilmişdir.

Cədvəl 1.3
Bir sıra nüvələrin kvadrupol momentləri

Nüvə	$q \cdot 10^{-24}$ $e \cdot \text{sm}^2$	Nüvə	$q \cdot 10^{-24}$ $e \cdot \text{sm}^2$	Nüvə	$q \cdot 10^{-24}$ $e \cdot \text{sm}^2$	Nüvə	$q \cdot 10^{-24}$ $e \cdot \text{sm}^2$
${}_1\text{H}^2$	0,00273	${}_{16}\text{S}^{33}$	-0,064	${}_{37}\text{Rb}^{85}$	0,27	${}_{72}\text{Hf}^{179}$	3
${}_5\text{B}^{11}$	0,0355	${}_{16}\text{S}^{35}$	0,045	${}_{41}\text{Nb}^{93}$	-0,3	${}_{73}\text{Ta}^{181}$	6
${}_7\text{N}^{14}$	0,0071	${}_{27}\text{Co}^{59}$	0,404	${}_{56}\text{Ba}^{135}$	0,25	${}_{81}\text{Bi}^{204}$	-0,019
${}_8\text{O}^{17}$	-0,027	${}_{29}\text{Cu}^{63}$	0,16	${}_{59}\text{Pr}^{141}$	-0,054	${}_{92}\text{U}^{233}$	3,4
${}_{13}\text{Al}^{27}$	0,149	${}_{35}\text{Br}^{81}$	0,28	${}_{71}\text{Lu}^{175}$	5,9	${}_{93}\text{Am}^{241}$	4,9



Şəkil 1.20

İlk baxışda bu qiymətlərin çox dağınıq şəkildə paylandığı nəzərə çarpır. Müqayisə üçün xatırlayaq ki, nüvə maqnit momentləri nüvə Bor maqnetonu tərtibində olub birnuklonlu təbiətə malikdir. Lakin bir çox nüvələrin kvadrupol momentləri isə birnuklonlu haldan çox böyük qiymətlər alır. Məsələn, ${}_{73}\text{Ta}^{181}$ nüvəsinin birnuklonlu modelə görə kvadrupol momenti (nüvənin radiusunun kvadratı (R^2) tərtibində, yəni təqribən 0,4 e-barn olmalı idi. Cədvəldən görüldüyü kimi həmin nüvənin kvadrupol momenti bu qiymətdən azı 15 dəfə böyükdür. Bunun kimi də, əksər nüvələr üçün kvadrupol momentlərinin qiyməti birnuklonlu modelin verdiyindən çox böyük alınır. Bu onu göstərir ki, nüvənin kvadrupol momenti birnuklonlu deyil, kollektiv (nuklonların kollektiv hərəkətilə əlaqədar) təbiətlidir.

Şəkil 1.20-dən görünür ki, q_0 kvadrupol momentinin qiyməti protonların (və ya neytronların) sayından asılı olaraq ümumiyyətlə artır və Z (və ya N) sayının 2,8,20 (28), 50, 82, 126 qiymətlərində sıfıra bərabər olur (deməli Z və N -nin həmin qiymətlərində nüvələr sferik simmetrik formaya malik olurlar; (bu barədə ətraflı bax F.II, §3).

Göründüyü kimi, nuklonların sayının artması ilə nüvə ardıcıl olaraq sferik simmetrik formadan dartılmış formaya, sonra basıq formaya, yenidən dartılmış formaya, daha çox dartılmış formaya və yenidən sferik simmetrik formaya keçir. Ağır nüvələrə keçdikcə dartılmış forma ($q_0 > 0$) daha çox müşahidə olunur.

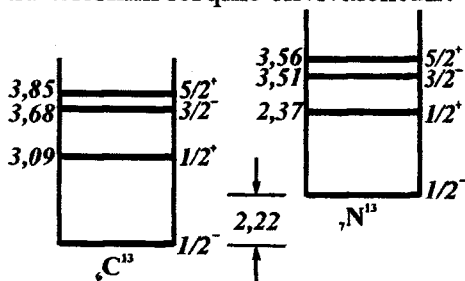
Kvadrupol momentinin köməyi ilə nüvə qüvvələrinin təbiəti haqda əlavə məlumat almaq olur. Buna misal olaraq ən sadə nüvə olan deyton nüvəsinin kiçik müsbət kvadrupol momentinə malik olmasını göstərmək olar (bax F.IV, § 2). Bu onu göstərir ki, deytonda elektrik yüklərinin (ümumiyyətlə, nüvə maddəsinin) paylanması deytonun spini istiqamətdə dartılmış olur. Bu fakt deytonun oxu ilə spini arasında əlaqə olduğunu göstərir.

§ 8. İzotopik spin

Müxtəlif izobar nüvələri müqayisə etdikdə, onların bir sıra xassələrinə görə fərqləndiyini görürük. Bu xassələrdən nüvələrin kütləsini, əlaqə enerjisini, maqnit momentini, radioaktivliyini və s. göstərmək olar.

Lakin izobar nüvələrin dəqiq tədqiq edilməsi göstərir ki, oxşar nüvə xassələrinə malik olan izobarlara rast gəlmək olur. Yəni bəzi izobar nüvələrdə bir neçə protonu neytronlarla əvəz etdikdə həmin nüvələrin ancaq zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə əlaqədar olan xassələri dəyişir, güclü nüvə qüvvələri ilə əlaqədar olan xassələr isə eyni olur. Bu isə proton və neytronun, elektromaqnit qüvvələrinə nəzərən müxtəlif zərrəciklər olmasına baxmayaraq, nüvə qüvvələrinə nəzərən tamamilə eyni olmaları ilə əlaqədardır. Yəni nüvədə zərrəciklər arasındakı elektromaqnit qarşılıqlı təsir nəzərə alınmazsa nüvə qüvvələrinə nəzərən neytron və proton tamamilə bir-birinin eyni olar (ona görə də bu zərrəciklər eyni adla nuklon adlandırılır). Bunu yüngül güzgü nüvələrin müqayisəsində daha aşkar müşahidə etmək olar. Məsələn, iki güzgü ${}^6\text{C}^{13}$ ($6p+7n$) və ${}^7\text{N}^{13}$ ($7p+6n$) nüvələrinin enerji

səviyyələrinin müqayisəsi (şəkil 1.21) göstərir ki, bu nüvələr bir-birinin demək olar ki, eynidir. Doğrudan da, səviyyələr eyni xarakteristikalara (spin, cütlük) malik olub, onlar arasındakı enerji intervalları da təqribən bərabərdir. Həmin nüvələrin enerji səviyyələrinin sürüşməsi isə onların sükunət kütlələrinin fərqinə ekvivalentdir.



Şəkil 1.21

${}^7\text{N}^{13}$ nüvəsinin əlaqə enerjisi ${}^6\text{C}^{13}$ nüvəsininkinə nisbətən təqribən 3MeV kiçikdir. Asanlıqla yoxlamaq olar ki, bu fərq ${}^7\text{N}^{13}$ nüvəsindəki artıq proton hesabına yaranan kulon qarşılıqlı təsir enerjisinə bərabərdir:

$$\Delta E_{\text{kul}} = E_k({}^7\text{N}^{13}) - E_k({}^6\text{C}^{13}) = \frac{6Ze^2}{R}$$

Radius üçün $R \approx 3 \cdot 10^{-13}\text{sm}$ yazsaq, ΔE_k üçün təqribən göstərilən 3MeV qiymət alarıq. Nüvələrin enerji səviyyələrindəki belə oxşarlıq bütün yüngül güzgü nüvələrinə də aiddir. Belə nüvələrdə əsas fərq ondan ibarətdir ki, bütün p-p əlaqələri n-n əlaqələri ilə əvəz olunur, n-p əlaqələri isə dəyişməz qalır. Həmin nüvələrin quruluşundakı oxşarlığa görə p-p və n-n əlaqələrinin nüvə qarşılıqlı təsirinə görə eyni olduğunu söyləmək olar. Bu mühakimə nüvə qüvvələrinin elektrik yükündən asılı olmaması fərziyyəsidir. Həmin qüvvələrin bu xassəsi ümumi halda izotopik invariantlıq adlanır.

Neytron və protonun və eləcə də p-p, n-n və n-p qarşılıqlı təsirlərinin nüvə qüvvələrinə nəzərən eyni olduğunu kvant mexanikasında qəbul edilən bir \vec{T} vektoru ilə təsvir edirlər. Bu, izotopik spin vektoru adlanır. Onda \vec{T} vektoru p və n zərrəcikləri üçün və eləcə də p-p, n-p və n-n qarşılıqlı təsirləri üçün eyni olar. İzotopik spin vektorunu daxil etmək

üçün formal izotopik üç ölçülü fəza götürülür və fərz olunur ki, zərrəciklər eyni vaxtda həm adi və həm də izotopik fəzada mövcud olurlar. Lakin izotopik fəzada zərrəciklər koordinat başlanğıcında yerləşir, onların ancaq fırlanma hərəkəti mümkündür (bu halda irəliləmə hərəkəti olmur). İzotopik spinin kvantlanması adi spinin kvantlanması kimidir. Yəni izotopik spin mütləq qiymətə istənilən müsbət tam və tam yarım qiymətlər və onun müəyyən z izotopik ox üzrə proyeksiyası isə: $T_z = T, T-1, \dots, -T$ qiymətlərini alır. Deməli, izotopik spini \bar{T} olan zərrəciyin izotopik fəzada $2T+1$ halı ola bilər. Bu halların cəminə izotopik multiplet deyilir. Yəni multiplet eyni bir zərrəciyin izotopik fəzada müxtəlif yönəlmələrinin sayını göstərir. Məsələn, izotopik fəzada proton və neytron eyni bir zərrəciyin - nuklonun müxtəlif yönəlmə halları hesab olunur. Nuklon üçün izotopik spinin qiyməti $|\bar{T}| = 1/2$, proton üçün $T_z = 1/2$ və neytron üçün isə $T_z = -1/2$ dir.

Bunun kimi də nuklon-nuklon (N-N) qarşılıqlı təsiri üçün $|\bar{T}| = 1$, (p-p) üçün $T_z = +1$, (n-n) üçün $T_z = -1$ və n-p üçün isə $T_z = 0$ olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, izotopik fəzanın daxil edilməsi heç də fiziki fərziyyə deyil, müəyyən təsvir üsuludur. Lakin bu fəzanı daxil etməklə fiziki məna kəsb edən belə bir faktı asan ifadə etmək olar ki, nüvə qarşılıqlı təsiri izotopik fəzadakı istənilən dönməyə görə invariantdır. Başqa sözlə, bu o deməkdir ki, güclü (nüvə) qarşılıqlı təsirə görə izotopik spin hərəkət integralı olur (saxlanılır). Nüvə fizikasında buna izotopik spinin saxlanması qanunu deyilir. Lakin elektro-maqnit qarşılıqlı təsirinə gəldikdə bu qanunun saxlanması pozulur.

Göstərmək olar ki, izotopik spinin saxlanması qanunundan təcrübi ölçülməsi mümkün olan bəzi faktlar almaq olar. Bu məqsədlə əvvəlcə iki nuklon sisteminə baxaq. Nuklonların izotopik spini $T = 1/2$ olduğundan, kvant mexanika-

sına görə momentlərin toplanması qaydasından iki nuklon sisteminin izotopik spinini $T=1$ və ya $T=0$ ola bilər. Lakin p-p və n-n sistemləri üçün $|\bar{T}| = 1$ olmalıdır (çünki, proyeksiyaların cəmi mütləq qiymətcə vahidə bərabərdir). n-p üçün isə proyeksiyaların cəmi sıfır bərabərdir. Lakin sıfır proyeksiyası izotopik spinin $T=0$ və $T=1$ qiymətlərində alınabilir. Ona görə də n-p sistemi izotopik spinin $T=1$ və $T=0$ olduğu iki halda mövcud ola bilər. İzotopik invariantlıqdan alınır ki, $T=1$ olduqda n-p sistemi p-p və n-n sisteminə oxşar olur. Bu halda izotopik invariantlığı yoxlamaq üçün N-N sisteminin müxtəlif hallarda izotopik spininin təyin edilməsinə baxaq.

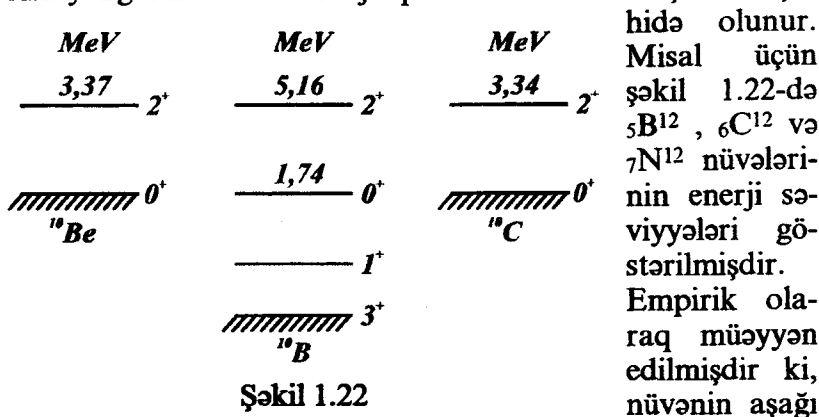
Nuklonlar Fermi zərrəcikləri olduğundan N-N sistemi antisimmetrik ψ dalğa funksiyası ilə təsvir olunmalıdır. Lakin həmin funksiya üç parametrdən - fəza koordinatları, spin və izotopik spin proyeksiyalarından asılı olur:

$$\psi = \psi(\vec{r}) \psi(s) \psi(T_z)$$

Nuklonların yerini dəyişdikdə hər üç parametri (\vec{r}, s, T_z) dəyişmək lazımdır. Bu halda yekun ψ funksiyasının antisimmetrik olması üçün üç funksiyadan biri antisimmetrik, ikisi simmetrik, və ya hər üçü antisimmetrik olmalıdır. $\psi(\vec{r})$ funksiyası orbital momentin cüt qiymətlərində (s, d və s. hallarda) cüt və tək qiymətlərində (p, f və s. hallarında) isə tək funksiyasıdır. $\psi(s)$ və $\psi(T_z)$ funksiyalarına gəldikdə, bu funksiyalar yekun spinin vahidə bərabər olduğu halda (spinlər paraleldir) cüt və sıfır bərabər olduğu halda (spinlər antiparaleldir) tək funksiyalardır. Deməli, s halında spin və izotopik spin funksiyaları bir-birinə nəzərən əks simmetriyada olur, yəni yekun spin vahid olduqda, yekun izotopik spin sıfır və yekun spin sıfır olduqda isə izotopik spin vahidə bərabər olur. p halında spin və izotopik spin eyni simmetriyada olurlar. Deməli, n-p sistemi s halında, yekun spin $s=0$ olduqda $T=1$ izotopik spininə malik olur. Bu hal p-p və n-n sistemlərinin uyğun halları ilə invariant olmalıdır.

Doğrudan da, nuklon-nuklon səpilməsi təcrübələrindən bu invariantlıq təsdiq olunur (təcrübədə, məsələn p-p və n-p səpilmələrinin σ_s effektiv kəsikləri müqayisə edilə bilər).

İzotopik invariantlıq təkcə güzgü nüvələrində deyil, bir sıra yüngül nüvələrin enerji spektrlərində daha aşkar müşahidə olunur.



Misal üçün şəkil 1.22-də ${}_5\text{B}^{12}$, ${}_6\text{C}^{12}$ və ${}_7\text{N}^{12}$ nüvələrinin enerji səviyyələri göstərilmişdir. Empirik olaraq müəyyən edilmişdir ki, nüvənin aşağı

enerji səviyyələri minimum izotopik spinə malikdir. Onda:

$$T_z = \frac{(Z-N)}{2} = \frac{2Z-A}{2} \text{ və } T \geq \left| \frac{2Z-A}{2} \right|$$

olduğundan, nüvənin aşağı enerji səviyyələri üçün

$T = \left| \frac{2Z-A}{2} \right|$ yazmaq olar. Buradan ${}_5\text{B}^{12}$ və ${}_7\text{N}^{12}$ nüvələri

üçün $T=1$ alınır. Göründüyü kimi, bu nüvələrin enerji səviyyələri oxşardır və səviyyələrin biri-birinə nəzərən azacıq sürüşməsi kulon enerjisindəki fərqlə müəyyən olunur. Lakin ${}_6\text{C}^{12}$ nüvəsi ${}_5\text{B}^{12}$ və ${}_7\text{N}^{12}$ nüvələrindən kəskin fərqlənir. ${}_6\text{C}^{12}$ nüvəsində bərabər sayda neytron və protonlar olduğundan $T_z=0$ alınır. Odur ki, ${}_6\text{C}^{12}$ nüvəsinin izotopik spinləri $T=0$ və $T=1$ olan müxtəlif səviyyələri olmalıdır. Doğrudan da eksperimental tədqiqatlar göstərdi ki, bu nüvənin aşağı səviyyələri $T=0$ və təqribən 15 MeV-dən böyük olan yuxarı enerji səviyyələri isə $T=1$ izotopik spininə malikdir. Şəkildən göründüyü kimi, ${}_6\text{C}^{12}$ nüvəsinin təqribən 15 MeV enerjiden

yuxarıdakı səviyyələri $5B^{12}$ və $7N^{12}$ nüvələrinə eyni olur, bu da nüvə qüvvələri üçün izotopik invariantlığı sübut edir.

Dəqiq tədqiqatlar nəticəsində məlum olmuşdur ki, izotopik invariantlıq təkcə yüngül nüvələrdə deyil (yüngül nüvələrdə kulon qarşılıqlı təsir enerjisi nisbətən az olur), həm də orta və kulon enerjisi çox böyük olan ağır nüvələrdə də müşahidə olunur. Belə nüvələrdə də yüngül nüvələrdə olduğu kimi izotopik spinin saxlanması qanununa görə izotopik multipletlər olmalıdır. Bunu nümayiş etdirmək üçün $83Bi^{209}$ və $82Pb^{209}$ ağır izobar nüvələrini müqayisə edək. İzotopik spinin təyin edilməsi qaydasına görə əsas və aşağı həyəcanlanma səviyyələri üçün $T(Pb) = 22,5$ və $T(Bi) = 21,5$ olur. Lakin, $83Bi^{209}$ nüvəsində izotopik spini $T = 22,5$ olan həyəcanlanma səviyyələri olmalı və $82Pb^{209}$ nüvəsinin uyğun səviyyələri ilə birlikdə izotopik multipletə daxil olmalıdır. Doğrudan da, bu nüvələr üçün multiplet səviyyələri müşahidə edilmişdir. Bu halda $82Pb^{209}$ izotopunun əsas səviyyəsinə $83Bi^{209}$ izotopunun təqribən 18,8 MeV enerjili həyəcanlanma səviyyəsi uyğun gəlir. Belə səviyyəyə bəzən analoq səviyyə də deyilir. Analox səviyyələrin enerjisini:

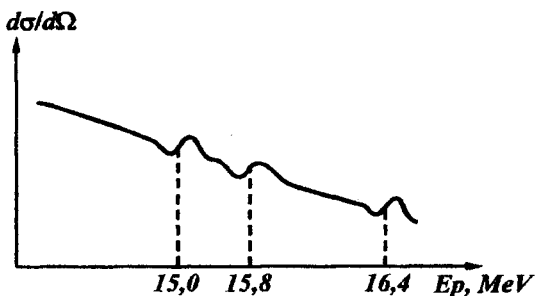
$$E_a = \Delta E + \Delta E_{kul}$$

şəklində təyin etmək olar, burada $\Delta E = E_p(Bi^{209}) - E_n(Pb^{209})$ (Bi^{209} və Pb^{209} nüvələrinin əlaqə enerjiləri fərqi), ΔE_{kul} isə bir artıq protonun yaratdığı kulon enerjisidir. Analox səviyyələr üçün çox sayda eksperimental materialın təhlili sayəsində ΔE_{kul} üçün aşağıdakı yarıempirik düstur alınmışdır:

$$\Delta E_{kul} = (1,45 ZA^{-1/3} - 1,03) \text{ MeV}$$

Baxdığımız halda (Bi^{209} və Pb^{209} nüvələri üçün) $\Delta E \approx -0,2$ MeV, $\Delta E_k \approx 19$ MeV və onda $E_a \approx 18,8$ MeV alınır. Deməli, Pb^{209} nüvəsinin həyəcanlanma səviyyələrinə uyğun olan Bi^{209} nüvəsinin analox səviyyələri həmin E_a həyəcanlanma enerjisi qədər yuxarı sürüşmüş olur.

Analoq hallar eyni qayda ilə nüvə reaksiyalarında da özünü göstərir. Məsələn, Bi^{209} nüvəsinin analoq səviyyələri protonların Pb^{209} nüvəsindən elastiki və qeyri-elastiki səpilmələrində müşahidə olunur. Şəkil 1.23-də həmin səpilmənin Ω cisim bucağına görə differensial effektiv kəsiyinin ($d\sigma/d\Omega$)



Şəkil 1.23

protonların enerjisindən (E_p) asılılığı göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, $E_r = 15 \text{ MeV}$, $15,8 \text{ MeV}$ və $16,4 \text{ MeV}$ qiymətlərində $d\sigma/d\Omega$ differensial effektiv kəsiyinin analoq səviyyələrinin həyəcanlanmasına uyğun

gələn rezonans qiymətləri alınır. (N-N) qarşılıqlı təsirdə olduğu kimi, nüvə reaksiyalarında da izotopik spinin saxlanması qanunu doğru olur. Reaksiyaların gedişi üçün izotopik spinə görə müəyyən seçmə qaydası ödənilməlidir. Məsələn, ağır nüvələrdən α - zərrəciklərin ($T_\alpha=0$) buraxılması o halda mümkün olur ki, nüvənin əvvəlki və son halları eyni izotopik spinlə xarakterizə olunsun.

Yuxarıda deyilənlərdən görünür ki, nüvə səviyyələri enerji, hərəkət miqdarı momentini və cütlüklə bərabər izotopik spinlə də xarakterizə olunmalıdır. Nüvənin enerji səviyyələrini xarakterizə etmək üçün, hərəkət miqdarı momentini və cütlüklə birlikdə T izotopik spinin qiyməti də göstərilməlidir.

İ F Ə S İ L

ATOM NÜVƏSİNİN MODELLƏRİ

§ 1. Nüvə haqda model təsəvvürlərinin labüdlüyü

Atom nüvəsi nuklonlardan təşkil olunmuş mürəkkəb kvant sistemidir. Bu sistemin quruluşunu və müxtəlif qarşılıqlı təsir proseslərində özünü aparmasını əvvəlcədən xəbər vermək üçün müəyyən tamamlanmış nəzəriyyə olmalıdır. Lakin, indiyədək nüvə sisteminin belə bir nəzəriyyəsini yaratmaq mümkün olmamışdır. Bunun üçün aşağıdakı üç prinsipial səbəbləri göstərmək olar:

- 1) nüvədəki nuklonlar arasında təsir edən nüvə qüvvələrinin dəqiq forması məlum deyildir;
- 2) nüvədə çox sayda nuklonların hərəkətini təsvir etmək üçün iri həcmli tənliklər sistemi alınır (çox cisim problemi);
- 3) nüvə maddəsinə makroskopik maddələrdə olduğu kimi bütöv cisim kimi baxmaq mümkün olmur.

Bu səbəblərlə əlaqədar olaraq nüvə nəzəriyyəsinin çətinliklərini bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək. Nüvə sisteminin bəzi xüsusiyyətləri daha mükəmməl öyrənilmiş çoxcisimli kvant sistemi olan atomla müqayisədən alınır. Lakin atom sistemi demək olar ki, nəzəri cəhətdən tam mükəmməl öyrənilmədiyi halda, nüvə sistemi haqda olan məlumatlar atomdakına nisbətən çox az hesab olunur.

Atomla nüvə sistemlərinin müqayisəsində ən əvvəl onu qeyd etmək lazımdır ki, atomda nüvə ilə elektronlar arasında elektromaqnit qüvvələr təsir edir və bu qüvvələr üçün mövcud olan kvant nəzəriyyəsi təcrübi faktları yaxşı izah edir. Nüvədəki nuklonlar arasındakı qüvvələrin isə təbiəti tam məlum olmadığından onların qarşılıqlı təsiri üçün nəzəri hesablama mümkün olmur və ona görə də, qarşılıqlı təsir qüvvələrini təcrübi faktlara əsasən seçmə üsulu ilə müəyyənləşdirmək lazım gəlir. Lakin bu üsul nüvə üçün heç də

düzgün nəticələr vermir. Buna səbəb nüvə qüvvələrinin elektromagnit qüvvələrindən fərqli olaraq qeyri-adi xassələrə malik olmasıdır. Bunlardan məsələn, nüvə qüvvələrinin sürətdən asılılıq və çoxnuklonluluq xassələrini göstərmək olar. Sürətdən asılılıq dedikdə qüvvələrin nuklonların enerjisindən (sürətindən) asılı olması nəzərdə tutulur. Nüvə qüvvələrində üçlük və çoxluq xassələri isə üç nuklondan, dörd nuklondan və ya çox nuklondan asılı qüvvələrin olmasıdır. Bu halda nuklonların heç olmazsa biri sonsuz uzlaşdıqca həmin qüvvələr sıfıra yaxınlaşır. Müasir nəzəriyyəyə görə çoxnuklonlu qüvvələr alınır, lakin həmin qüvvələrin intensivliyi və hətta işarəsi belə müəyyən edilə bilmir.

Beləliklə, nuklonlar arasında təsir edən nüvə qüvvələrinin düzgün formasının məlum olmaması nüvə nəzəriyyəsinin yaradılmasında birinci çətinlik hesab olunur. Qeyd edildiyi kimi, ikinci çətinlik nüvə üçün çox cisim məsələsinin qarşıya çıxmasıdır. Məlumdur ki, hələ üç cisim məsələsi klassik fizikada belə çətin riyazi bir problemdir. Klassik çox cisim məsələsini nüvədə nuklonlarının hərəkətinə tətbiq etdikdə kvant xassələrinin nəzərə alınması labüdlüyü bu məsələni hədsiz dərəcədə çətinləşdirir. Doğrudan da, kvant mexanikasında A sayda nuklonlardan təşkil olunmuş nüvə sistemi $3A$ sayda fəza ($\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A$) və $2A$ sayda spin koordinatlarından ($\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A$) asılı olan:

$$\psi = \psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A; \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A)$$

dalğa funksiyası ilə təsvir olunur. Onda, nuklonlarının sayı, məsələn, $A=100$ olan nüvə üçün Şredinger tənliyi 300 dəyişənli 2^{100} funksiya üçün differensial tənliklər sistemindən ibarət olar. Aydın ki, mühüm sadələşdirmə mülahizələri yürütmədən, bu tip məsələni nəinki ağır nüvələr, hətta yüngül nüvələr üçün belə, həll etmək praktiki olaraq mümkün deyildir. Məsələn, atom sistemi üçün Xartri-Fok ümumiləşmiş sahə yaxınlaşmasının köməyi ilə Şredinger tən-

liyini xeyli sadələşdirmək olur. Lakin belə yaxınlaşmalar nüvə üçün mümkün deyildir, belə ki, atom sistemi nüvəyə nisbətən olduqca seyrəldilmiş mühit hesab olunur.

Nəhayət, nüvə üçün nəzəriyyənin yaradılmasında üçüncü çətinlik nüvə sisteminə tam statistik sistem kimi yanaşmanın mümkün olmamasıdır. Belə ki, az sayda zərrəciklərdən təşkil olunmuş sistemdə bütün sərbəstlik dərəcələri nəzərə alınabilir. Zərrəciklərin sayı hədsiz dərəcədə çox olan sistemi isə statistik qanunlarla, müəyyən makroskopik parametrlərin (təzyiq, temperatura, sıxlıq və s.) köməyi ilə təsvir etməklə öyrənirlər. Lakin bu mənada nüvə aralıq vəziyyətdədir. Yəni nüvədə nuklonların sayı çox olduğundan bütün sərbəstlik dərəcələrini nəzərə almaq olmur və əksinə, onu bütöv cisim kimi təsvir etmək üçün isə nuklonların sayı o qədər də çox deyildir. Doğrudan da, sistemi bütöv cisim kimi təsvir etmək üçün, həmin sistemin özündə və sonsuz kiçik hesab olunan oblastında zərrəciklərin sayı çox böyük olmalıdır. Bu şərt isə nüvə sistemi üçün ödənilmir. Buna baxmayaraq, çox vaxt nüvədə bütöv cisim üçün istifadə olunan səth, temperatura, sərbəst yolun uzunluğu və s. kimi mövhumlar məhdud mənada işlənir. Məsələn, makroskopik maye və bərk cismin səthi mövhumunda səthdə yerləşən hissəciklərin bu səthin əhatə etdiyi həcmdəki hissəciklərin sayına nisbətən çox kiçik olduğu düşünülüyü halda, nüvə səthində bütün nuklonların təqribən yarısı yerləşmiş olur.

Deyilənləri nəzərə almaqla görürük ki, nüvənin bu və ya digər bir qrup xassələrini izah etmək üçün müəyyən nüvə modelləri verilməlidir. Modellər müəyyən sayda eksperimental faktlara əsaslanmaqla, məsələnin riyazi həllini nisbətən asanlaşdırmalıdır. Yaxşı hesab olunan nüvə modelindən nüvənin əsas halının xassələri (spin, cütlük, maqnit dipol və elektrik kvadrupol momentləri və s.), həyəcanlanma hallarının xassələri və eləcə də nüvənin dinamik xassələri (məsələn, γ - kvantların ayrı-ayrı nüvələrdən şüalanma ehtimalı) alınmalıdır. Lakin tək bir model bu xassələrin hamısını izah edə

bilmir və ona görə də bu və ya digər xassələr üçün müxtəlif modellərdən istifadə edilir.

Hər bir nüvə modelinin əsasını müəyyən sayda asılı olmayan sərbəstlik dərəcələrinin olması fərziyyəsi təşkil edir. Yəni fərz olunur ki, verilmiş modeldə istifadə olunan sərbəstlik dərəcələri həm bir-birilə, həm də başqa sərbəstlik dərəcələri ilə zəif əlaqədə olur.

Nüvə üçün sərbəstlik dərəcələrini iki qrupa: ayrı-ayrı nuklonların hərəkətini təsvir edən birnuklonlu və çox sayda nuklonların birgə hərəkətini təsvir edən kollektiv sərbəstlik dərəcələrinə bölmək olar. Buna uyğun olaraq nüvə fizikasında birnuklonlu, kollektiv və ümumiləşmiş (hər iki növ sərbəstlik dərəcələrindən istifadə olunan model) adlanan üç növ modellərdən istifadə olunur.

Bəzi hallarda kollektiv sərbəstlik dərəcələrindən istifadə olunan modelləri nuklonlar arasındakı güclü qarşılıqlı təsiri nəzərdə tutan modellər və birnuklonlu modelləri isə bir-birindən asılı olmayan zərrəciklər modelləri adlandırırlar. Bu terminlər nüvə sistemlərinin bütöv cisimlərə bənzədilməsindən alınır. Əgər zərrəciklərin sərbəst yolunun uzunluğu sistemin ölçülərindən kiçik olarsa, onda hər bir zərrəciyin yaxın ətrafındakı zərrəciklərlə güclü (intensiv) qarşılıqlı təsiri əsas rol oynayır və bu mənada nüvə sistemi maye və ya bərk cismə bənzədilə bilər. Bu hal kollektiv modellərdə istifadə olunur. Əgər zərrəciklərin sərbəst yollarının uzunluğu sistemin ölçülərindən böyük olarsa, onda hər bir zərrəciyin müəyyən ümumiləşmiş sahədə sərbəst hərəkətinə baxıla bilər. Bu hal isə birnuklonlu modellərdə istifadə olunur. Deməli, bu iki növ modellərdə bir-birinə tamamilə əks olan fərziyyələr, bir tərəfdən nuklonlar arasında güclü qarşılıqlı təsirin olduğu kollektiv hərəkət, digər tərəfdən isə nuklonlar arasındakı qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmadığı asılı olmayan hərəkət fərziyyələri yürüdülmür. Buradan görünür ki, nüvə üçün bir tərəfdən kollektiv modellərin, digər tərəfdən isə birnuklonlu modellərin verilməsi paradoks xarakteri da-

şıyır. Bu paradoks belə bir mülahizə ilə aradan qaldırıla bilər ki, nüvədə nuklonlar üçün adi makroskopik mənada sərbəst yolun uzunluğu götürülə bilməz. Bunun iki əsas səbəbini göstərmək olar. Birincisi, nüvə sistemi, yuxarıda deyildiyi kimi, tam mənada bütöv cisim kimi götürülə bilmir; ikinci isə nuklonların nüvə daxilində hərəkəti klassik deyil, sırf kvant xarakteri daşıyır və onların debroyl dalğasının uzunluğu elə nüvənin ölçüsü tərtibində olur. Deməli, paradoksun alınmasına səbəb məhz nüvə sisteminin tam mənada bütöv cisim kimi götürülməsidir. İndi də bir sıra nüvə modellərinə baxaq.

§ 2. Nüvənin damcı modeli

Stabil nüvələrin müxtəlif üsullarla radiuslarının təyin edilməsində və eləcə də, əlaqə enerjilərinin araşdırılmasında gördük ki, müəyyən təcrübi faktlar nüvəni ilk yaxınlaşmada yüklü maye damcısına bənzətməyə imkan verir. Doğrudan da, müxtəlif üsullardan nüvənin radiusu üçün nüvənin A kütlə ədədindən təqribən aşağıdakı asılılıq alınır:

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = (1,3 \div 1,4) \text{ Fm}$$

Buradan görünür ki, nüvənin kütləsi onun həcmi ilə mütənasib ($A \sim R^3$) və nüvələrin sıxlığı təqribən sabit olur:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{4/3 \pi R^3} \approx 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3}$$

və ya

$$\rho = n \cdot m_N \approx 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ q/sm}^3 \approx 10^{14} \text{ q/sm}^3$$

Onda, nüvədə nuklonlar arasındakı orta məsafə:

$$\delta = \sqrt[3]{V/A} \approx \sqrt[3]{10^{-38}} \approx 2 \text{ Fm}$$

olar.

Nüvə maddəsinin sıxlığının bütün nüvələr üçün təqribən eyni olması onu mayeyə bənzədir. Maye xassəsi, həmçinin nüvələrin əlaqə enerjilərinin təqribən kütlə ədədinə mütənasib olması ($E_0 \sim A$) və eləcə də bir nuklona düşən orta əlaqə

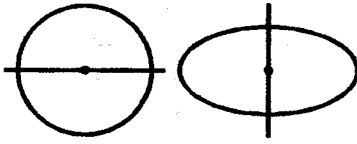
enerjisinin əksər nüvələr üçün eyni olmasından (şəkil 1.4) alınır. Birinci fakt mayelərdəki buxarlanma istiliyinin mayenin kütləsinə mütənəşib olması, ikinci isə, mayelərdə molekullar arasındakı kimyəvi qüvvələrin doyma xassəsilə müqayisə edilə bilər. Buna görə də, nüvəyə müsbət elektrik yükü olan maye damcısı kimi baxmaq olar. Model üçün asılı olmayan sərbəstlik dərəcələri kimi həcmi sıxılmanı və səth rəqslərini göstərmək olar.

Damcı modelinin köməyilə əlaqə enerjisinin yarımempirik düsturu müəyyən edilir (bax FI, §3). Həmin düsturun birinci üç həddi (həcm, səth və kulon enerjiləri) nüvənin damcı xassəsinə görə verilir və əlavə olaraq, damcı modeli ilə heç bir əlaqəsi olmayan xassələr, məhz simmetriya və cütləşmə enerjiləri daxil edilir. Bu qayda ilə alınan Veyzekir yarımempirik düsturunun nüvələrin əlaqə enerjilərini kifayət qədər düzgün aydınlaşdırılmasını damcı modelinin ilk nailiyyəti hesab etmək olar.

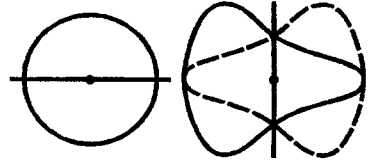
Damcı modelinin izah etdiyi başqa xassələri araşdırmaq üçün nüvə damcısının müxtəlif mümkün sərbəstlik dərəcələrinin həyəcanlanmasına baxmaq lazımdır. Əsas halda maye damcısı sferik simmetrik formaya malik olur. Nuklonların mayədə hərəkəti kollektiv xarakter daşdığından, bu halda yalnız kollektiv sərbəstlik dərəcələri rol oynayır. Maye sıxılmaz, lakin öz formasını dəyişə bilər. Deməli, maye damcısında ilk növbədə səth rəqslərinə uyğun olan sərbəstlik dərəcələri həyəcanlanmalıdır.

Hələ nüvə fizikasından əvvəl maye damcısının kiçik səth rəqslərinin klassik nəzəriyyəsi məlum idi. Həmin nəzəriyyəyə görə ən kiçik tezliyə məxsusi kvadrupol rəqsləri (ω_{kv}) malik olur. Bu rəqslərdə nüvə damcısı ardıcıl dartılmış və basıq ellipsoid şəklini alır (şəkil 2.1).

Nisbətən böyük tezlikli rəqslər oktopol rəqslərdir (ω_{ok}) ki, bu halda nüvə ardıcıl olaraq armudvari formaya malik olur (şəkil 2.2).



Şəkil 2.1



Şəkil 2.2

Maye damcısının başqa məxsusi rəqslərinin tezliyi daha böyük olür və bu halda damcı mürəkkəb formalara malik olur. Klassik damcıdan nüvə damcısına keçdikdə həmin məxsusi rəqsləri kvantlamaq lazımdır. Lakin kvantlanmada heç də, məxsusi rəqslərin tezliyi dəyişmir, həyəcanlanma halları üçün enerji və hərəkət miqdarı momentləri diskret qiymətlər alır. Kvadrupol və oktopol həyəcanlanmalarına uyğun enerjilər aşağıdakı kimi yazılır:

$$E_{KV} = n_{KV} \hbar \omega_{KV}; \quad E_{okt} = n_{okt} \hbar \omega_{okt}$$

burada n_{kv} və n_{okt} uyğun olaraq kvadrupol və oktopol kvantlarının sayını göstərir: (n_{kv} , $n_{okt} = 1, 2, \dots$). Hər bir kvadrupol kvantı $I=2$ momentə və müsbət cütlüyə və hər bir oktopol kvantı isə $I=3$ momentə və mənfi cütlüyə malikdir. Veyzeker düsturundakı səth enerjisinin ifadəsindən istifadə etməklə, hesablamadan alınmış kvadrupol kvantının enerjisi:

$$\hbar \omega_{KV} \approx 30 A^{-\frac{1}{2}} \text{MeV} \quad (2.1)$$

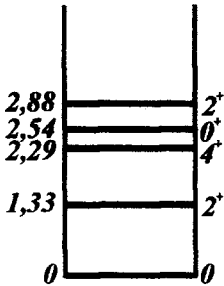
olur.

Kütlə ədədinin eyni qiyməti üçün oktopol kvantının enerjisi kvadrupol kvantının enerjisindən təqribən iki dəfə böyük alınır.

Bu deyilənləri nüvəyə tətbiq etsək, təcrübi qiymətlərlə müqayisədə yalnız çox aşağı enerji səviyyələri üçün ($n_{kv}=1, 2$ və $n_{okt}=1$) nisbətən uyğun qiymətlər alınır. Belə ki, yuxarı enerji səviyyələrinə keçdikdə, energetik olaraq başqa növ həyəcanlanmalar mümkündür və bu halda alınan enerji spektri nisbətən mürəkkəb olur.

Damcı modelinə görə aşağı həyəcanlanma enerji səviyyələri üçün alınan qiymətlərin eksperimental nəticələrlə necə təsdiq olunmasını nəzərdən keçirək. Əgər əsas səviyyənin xarakteristikası 0^+ -dirsə, onda birinci həyəcanlanma səviyyələrinin enerjisi (2.1) düsturu ilə təyin olunmalı və xarakteristikası 2^+ olmalıdır. Bu səviyyədən təqribən iki dəfə yuxarıda xarakteristikası 5^- olan ikinci həyəcanlanma səviyyəsi yerləşməlidir. Həmin səviyyənin yaxınlığında iki kvadrupol kvantının həyəcanlanmasına uyğun olan 0^+ , 2^+ , 4^+ xarakteristikalı bir-birinə yaxın yerləşmiş daha üç səviyyə olmalıdır.

Bunları eksperimental nəticələrlə müqayisə etdikdə, məlum olur ki, xarakteristikası 2^+ olan səviyyə bütün cüt-cüt nüvələr üçün alınır, lakin həmin səviyyənin enerjisi adətən (2.1) düsturunun verdiyindən təqribən iki dəfə aşağı olur. Məsələn, şəkil 2.3-də Ni^{60} nüvəsinin aşağı səviyyələri göstərilmişdir.



Şəkil 2.3

Birinci həyəcanlanma səviyyəsinin (2^+) enerjisi (2.1) düsturuna görə təqribən 3 MeV olmalıdır, lakin eksperimentdən bu səviyyə üçün 1,3 MeV alınır. Bu halda modeldən alınan nəticəyə uyğun olaraq, birinci həyəcanlanma səviyyəsindən təqribən iki dəfə yuxarıda 0^+ , 2^+ , 4^+ triplet səviyyələr vardır. Bundan başqa, bütün cüt-cüt nüvələrdə ok-tupol kvantın həyəcanlanmasına uyğun olan 3^- səviyyəsi müşahidə olunur. Lakin həmin səviyyənin enerjisi 2^+ səviyyənin enerjisindən iki dəfədən çox alınır.

Nüvənin damcı modelinin köməyiylə bölünmənin elementar nəzəriyyəsi verilir. Bu nəzəriyyənin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, kiçik həyəcanlanmalarda sferik maye damcısı ellipsoidal və sferik formaya keçir. Böyük həyəcanlanmalarda ellipsoid o dərəcədə dartılmış olur ki, energetik olaraq nüvənin iki hissəyə parçalanması əlverişli olur. Veyzeker ya-

rımpirik düsturundan istifadə etməklə bölünmə enerjisini kütlə ədədi (A) və yük ədədi (Z) ilə ifadə etməklə nüvələrin bölünmə şərtlərini verən münasibətlər alınır (bax F.V, § 3).

Bütün deyilənlərdən görünür ki, nüvənin damcı modeli nüvələrin kütlələri, əlaqə enerjiləri haqda nisbətən düzgün məlumat verir. Bu model əsasında bütün cüt-cüt nüvələrin bir neçə aşağı enerji səviyyələrinin xarakteristikaları (spin və cütlükləri) düzgün izah olunur. Modelə əsasən, həmçinin nüvələrin bölünmə mexanizmi və elementar bölünmə nəzəriyyəsi verilir.

Göstərilən üstünlüklərlə bərabər nüvənin damcı modelinin əsas çatışmayan xüsusiyyətlərini göstərmək olar. Məsələn, damcı modelinin köməylə nüvənin əlaqə enerjisini izah etdikdə aydın olur ki, yarımempirik düstura damcı modeli ilə heç bir əlaqəsi olmayan hədlər əlavə olunmadan düzgün nəticələr alınmır. Deməli, düstura axırıncı iki həddin - simmetriklilik və cütləşmə enerjilərinin əlavə olunması damcı modelinin çətinliyini göstərir.

Damcı modeli nüvələrin yalnız aşağı həyəcanlanma səviyyələri haqda ümumi təsəvvür yaradır, bunları kəmiyyətə tam araşdırmır. Bu model nüvənin bölünmə mexanizmini izah etdiyi halda, bölünmənin əsas xassələrindən olan asimmetriyanı araşdırma bilmir.

Bunlardan başqa, nüvə üçün damcı modelinin heç toxunmadığı bir çox məsələlər də vardır. Bunlardan - nüvənin əsas və həyəcanlanma hallarının məxsusi əlaqə enerjisi, spin, maqnit momenti, cütlüyü, α və β parçalanmanın bəzi xüsusiyyətlərini və s. göstərmək olar.

Məlum olmuşdur ki, nüvənin damcı modelinin izah edə bilmədiyi bir sıra xassələr nüvədə nuklonların sayından asılı olub, müəyyən periodikliyə malik olur. Bunları izah etmək üçün nüvənin asılı olmayan zərrəcik modelləri verilmişdir. Aşağıda iki belə modelə: nüvə Fermi-qaz modeli və örtük modelinə baxılır.

§ 3. Nüvə Fermi qazı modeli

Nüvə üçün sərbəst zərrəcik modelləri içərisində ən sadəsi Fermi-qazı modelidir. Bu modeldə nuklon-nuklon qarşılıqlı təsirləri superpozisiyasını nəzərdə tutan mürəkkəb hesablamalar deyil, nuklonların orta potensial sahədə xaosit və birbirindən asılı olmayan hərəkətinə baxılır. Potensial sahənin (çuxurun) eni nüvənin radiusu tərtibində ($R=r_0A^{1/3}$) götürülür. Bu halda nüvəni qapalı həcmdə yerləşmiş seyrəldilmiş Fermi qazına bənzətmək olar. Sadəlik üçün nuklonların dalğa funksiyası kimi müstəvi dalğa qəbul olunur ki, bu da nuklonların qazda sərbəst hərəkətini göstərir.

Fermi-qaz modelini aşağıdakı mülahizə ilə əsaslandırmaq olar. Nüvəni təşkil edən nuklonlar Pauli prinsipinə tabe olduğundan hər nuklon halında spinlərlə fərqlənən iki nuklon ola bilər. Nüvənin əsas halında aşağı enerji səviyyələri enerjisi E_F olan səviyyəyə qədər (bu Fermi səviyyəsi adlanır)

nuklonlarla tutulmuşdur. Burada $E_F = \frac{P_F^2}{2m_N}$ nuklonun po-

tensial çuxurun dibindən hesablanmış maksimal kinetik enerjisi, p_F maksimal (sərhəd) impulsu və ya Fermi impulsudur. Nuklonların qarşılıqlı təsirində (toqquşmasında) onlar arasında enerji mübadiləsi olmalı, öz enerjisini itirmiş nuklon aşağı enerji səviyyəsinə düşməlidir. Lakin aşağı səviyyələrdə boş yer olmadığından belə qarşılıqlı təsirin ehtimalı az olmalıdır.

Bu halda nuklonları R radiuslu nüvədə saxlamaq üçün lazım olan potensial çuxurun U_0 dərinliyini aşağıdakı mühakimədən tapmaq olar. Əsas halda nuklonların səviyyələrdə impulsu görə paylanması:

$$f(p) = \frac{dN}{dp} = 2 \frac{4\pi p^2}{(2\pi\hbar)^3} V$$

şəklində göstərek; burada

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A$$

nüvənin həcmi, p - nuklonun impulsudur (iki spin halını nəzərə almaq üçün ifadə ikiyə vurulmuşdur). Modelə görə nəzərdə tutulur ki, proton və neytronlar üçün məxsusi enerji səviyyələri mövcuddur. Onda, məsələn, neytronların tam sayı:

$$N = \int_0^{p_F} f(p) dp = \frac{p_F^3}{3\pi^2 \hbar^3} V$$

olar.

Orta stabil nüvələr üçün simmetrikiyə görə $N \approx \frac{A}{2}$ olduğundan:

$$p_F = \sqrt[3]{9\pi \frac{\hbar}{2r_0}} \approx 1,3 \cdot 10^{-19} \frac{\text{C} \cdot \text{san}}{\text{m}}$$

olar (burada $r_0 \approx 1,2$ Fm qəbul edilir). Onda neytron üçün Fermi enerjisinin qiyməti:

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m_n} \approx 32 \text{ MeV}$$

alınar.

Neytronun nüvədəki orta əlaqə enerjisi təqribən 8 MeV olduğundan, potensial çuxurun dərinliyi təqribən:

$$U_0 \approx (32+8) \text{ MeV} = 40 \text{ MeV}$$

olar. Simmetrik yüngül nüvələrdə proton potensial çuxurunun dərinliyi də bu tərtib olar.

Əgər nüvə simmetrik deyilsə ($N > Z$), onda $E_F^n > E_F^p$ və $U_0^n > U_0^p$ olar. Belə ki, protonlar arasında mövcud olan əlavə kulon itələmə qüvvələri hesabına potensial çuxurun dərinliyi azalır.

Bu modelə görə nuklonların nüvədəki orta kinetik enerjisini də asanlıqla tapmaq olar:

$$\bar{E}_n = \int_0^{E_F} E f(E) dE \approx 20 \text{ MeV}$$

Fermi qazı modelindən alınan hər iki nəticə (E_F və \bar{E}_n), bu kəmiyyətlər üçün başqa mülahizələrdən alınan qiymətlərə uyğun olur. Beləliklə asılı olmayan zərrəciklər modeli nüvəni nisbətən düzgün əks etdirir. Bu isə onu göstərir ki, nüvə nəinki maye damcısına, həm də qaza bənzəyir.

Nüvənin bu ikilik təbiəti heç də bir-birini inkar etmir. Çünki nüvə Fermi qazı mütləq sıfır temperaturunda adi Fermi qazından kəskin surətdə fərqlənir. Bu halda nüvə Fermi qazı üçün $E_F \approx U_0$ olur, yəni nuklonlar toqquşma zamanı, yuxarıda göstəriləyi kimi, praktik olaraq öz hallarını dəyişmir (nuklonların asılı olmayan hərəkəti). Adi Fermi qazı üçün isə $U_0 \approx 10^3 E_F$ olur, yəni adi qazın hissəcikləri bir-birilə daha möhkəm əlaqədə olduğundan, mütləq sıfırda həmin qaz bərk cisim xassəsini büruzə verir.

Nüvənin Fermi qazı modeli sadə model olduğundan, bundan alınan nəticələrin sayı çox azdır və modelin tətbiq oblası kiçikdir. Bu model vasitəsilə nüvə qüvvələrinin simmetriklilik və doyma xassələri keyfiyyət etibarilə izah olunur. Model, həmçinin, nüvənin nuklonların impulslara görə paylanmasıdan asılı olan bəzi xassələri araşdırır. Buna misal olaraq, nuklonlarla nüvəni bombardman etdikdə π - mezonların alınma reaksiyasını göstərmək olar. Bu reaksiyanın enerjisi mərmə nuklonla nüvə daxilindəki nuklonların impuls vektorlarının istiqamətindən asılıdır. Həmin vektorlar toqquşma zamanı bir-birinə əks paralel yönəldikdə reaksiyanın enerjisi minimum olur. Bu isə həmin reaksiyanın effektiv kəsiyində alınan anomaliyanı izah etməyə imkan verir.

§ 4. Nüvə örtük modeli

Yuxarıda gördük ki, nüvənin bir sıra xassələri onu təşkil edən protonların və neytronların sayından asılıdır. Bəzi xas-

sələr Z və N ədədlərinin nisbətən hamar funksiyası olur.

Lakin daha dəqiq araşdırmalar göstərdi ki, nüvələrin xassələrinin Z və N-dən asılı olaraq dəyişməsində müəyyən sıçrayışlar müşahidə olunur. Bu sıçrayışlar Z və N-nin müəyyən qiymətlərində daha aşkar nəzərə çarpır. Məhz bu səbəbdən neytronların və protonların sayının 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 və 152 (axırını iki qiymət yalnız neytronların sayına aiddir) qiymətləri "sehirli" ədədlər adlandırılmışdır. Nüvə üçün həmin qiymətlər atom üçün elektronların 2, 8, 18, 32 və s. say qiymətlərini xatırladır. Atom fizikasından məlumdur ki, bu qiymətlərdə təsirsiz qaz atomlarının qapalı elektron örtükləri alınır.

Neytron və ya protonlarının sayı "sehirli" qiymətlərə bərabər olan nüvələr "sehirli" nüvələr, həm protonlarının və həm də neytronlarının sayı "sehirli" qiymətlərə bərabər olan nüvələr isə ikiqat "sehirli" nüvələr adlanır. Belə nüvələrə misal olaraq - ${}^2\text{He}^4$, ${}^8\text{O}^{16}$, ${}^{20}\text{Ca}^{40}$, ${}^{82}\text{Pb}^{208}$ nüvələrini göstərmək olar.

Sehirli nüvələrin stabilliyi başqa nüvələrinə nisbətən çox yüksək olur. Bundan başqa, sehirli nüvələri fərqləndirən bir sıra xüsusiyyətlər vardır ki, onlardan bir neçəsini göstərmək olar:

1) Z və ya N ədədləri sehirli qiymətlərə bərabər olan nüvələrin stabil izotoplarının sayı həmin ədədlərin cüt olduğu qonşu nüvələrinə nisbətən çox olur. Məsələn, N ədədi cüt olan izotonların sayı üç-dörd olduğu halda $N = 20$ olduqda bunların sayı beşə (${}^{16}\text{S}^{36}$, ${}^{17}\text{Cl}^{37}$, ${}^{18}\text{Ar}^{38}$, ${}^{19}\text{K}^{39}$, ${}^{20}\text{Ca}^{40}$), $N = 50$ olduqda altıya və $N = 82$ olduqda yeddiyə çatır.

2) Qonşu nüvələrə nisbətən sehirli nüvələr təbiətdə daha çox yayılmışdır. Məsələn, ${}^8\text{O}^{16}$ nüvəsinin təbiətdə nisbi yayılması 99,758, ${}^{20}\text{Ca}^{40}$ -inki isə 96,92-dir. ${}^{20}\text{Ca}^{40}$ izotopundan əvvəlki $Z=N$ olan nüvənin (${}^{18}\text{Ar}^{36}$) təbiətdə yayılması 0,3 %, sonrakı ${}^{22}\text{Ti}^{44}$ nüvəsi isə təbiətdə müşahidə olunmur.

3) Enerjisi ~ 1 MeV olan neytronların nüvələr tərəfindən udulma effektiv kəsikləri (σ_a) ölçülmüşdür. Bunların

tədqiq edilməsi göstərir ki, təqribən $A=100$ qiymətinə qədər kütlə ədədinin artması ilə (σ_a) artır və kütlə ədədinin böyük qiymətlərində təqribən sabit qalır. Lakin $\sigma_a(A)$ asılılığında sehirlə nüvələrlə əlaqədar olan müəyyən incə quruluş müşahidə olunur. Sehirlə nüvələr tərəfindən neytronların udulma ehtimalı çox (bəzən bir-iki tərtib) azalır ki, bu da həmin nüvələrin xüsusi dəyanətliyə malik olduğunu göstərir.

4) Tədqiq olunmuşdur ki, sehirlə nüvələrdə bir nuklona düşən əlaqə enerjisi (ε) qonşu cüt-cüt nüvələrinə nisbətən (0,5-1,5) MeV böyükdür. Bu onu göstərir ki, ola bilsin ki, sehirlə nüvələrdə nuklonların qapalı dəyanətli örtükləri yaranır və yeni nuklonun əlavə olunması başqa örtüyə aid olduğundan nüvə də nisbətən zəif əlaqəyə malik olur.

5) Nüvələrdə birinci həyəcanlanma səviyyələrini tədqiq etməklə, sehirlə nüvələrdə qapalı örtüklərin olduğunu müəyyən etmək olar. Adı nüvələrdə birinci həyəcanlanma halları nuklonların öz spin istiqamətlərini dəyişməsilə əlaqədar olduğundan, bu hala keçmək üçün nisbətən az enerji tələb olunur. Ona görə də bu halda birinci həyəcanlanma səviyyəsi əsas səviyyədən az fərqlənir. Sehirlə nüvələrdə isə, birinci həyəcanlanma nuklonun yüksək örtüyə keçməsilə əlaqədar olduğundan, nisbətən böyük enerji tələb olunmalıdır. Yəni belə nüvələrdə birinci həyəcanlanma səviyyələrinə keçid enerjisi böyük olmalıdır. Bu faktlar təcrübədə tamamilə təsdiq olunur.

Nüvələrin kvadrupol momentlərinin protonların və neytronların sayından asılılığına gəldikdə görünür ki, (şəkil 1.18) Z və N "sehirlə" ədədlərə bərabər olduqda kvadrupol momentləri sıfıra yaxın olur. Bu onu göstərir ki, "sehirlə" ədədlərdə nuklonların qapalı örtükləri alınır və həmin nüvələr sferik simmetrik olur. Şəkil 1.18-dən daha bir qanunauyğunluq müşahidə edilir. Orta və ağır nüvələrdə "sehirlə" qiymətlərdən keçdikdə kvadrupol momenti öz işarəsini dəyişir. Qapalı təbəqəyə qədər bir neçə nuklonu çatmayan nüvənin kvadrupol momenti müsbət (nüvənin spin oxu üzrə dar-

ılmış forması), "sehirli" ədəddən bir neçə nuklonu artıq olan nüvəninki isə mənfi (nüvənin spin oxu üzrə basılmış forması) olur. Deməli, nuklonların sayı "sehirli" qiymətlərdən keçdikdə nüvədə elektrik yükünün paylanması və eləcə də nüvənin forması əsaslı dəyişikliyə uğrayır.

Bütün bu göstərilən faktlardan belə bir nəticə alınır ki, nüvədə, atomda olduğu kimi, qapalı örtüklər vardır. Lakin belə örtüklərin olması təsəvvürü nüvənin damcı modelinə tamamilə ziddir. Güman etmək olar ki, damcı modeli əsasən nüvənin həyəcanlanmış halını təsvir etmək üçün yararlıdır. Nüvənin əsas və ya az həyəcanlanmış halları isə qapalı örtüklərin olması təsəvvürünə görə izah olunmalıdır.

Nüvədə qapalı örtüklərin yaranma bilməsini başa düşmək üçün müqayisə məqsədilə atomda elektron örtüklərinin alınması şərtlərini nəzərdən keçirək. Atom örtüyünü əmələ gətirən elektronlar nüvənin təqribən mərkəzi kulon sahəsində olurlar (burada mərkəzi sahənin təhrif olunması daxili elektronların nüvənin kulon sahəsini ekranlaması ilə əlaqədardır). Nüvənin kulon sahəsi elektronunkuna nisbətən çox böyük olduğundan elektronlar arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq olur. Onda nüvənin kulon sahəsi mərkəzi simmetrik olduğundan elektronların l kvant ədədi ilə xarakterizə olunan orbital hərəkət miqdarı momentləri hərəkət inteqralı olur (zamandan asılı olaraq dəyişmir). Eyni bir enerji səviyyəsinə l kvant ədədinin müxtəlif qiymətləri uyğun gəlir, yəni enerji səviyyəsi cırlaşmış olur. Səviyyələrin cırlaşması ilə birlikdə elektronlar üçün Pauli prinsipinin ödənilməsi atomda örtüklərin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Onda hər bir elektron səviyyəsində cırlaşma ilə müəyyən olunan sayda elektronlar olur. Məhz səviyyə elektronlarla tam dolduqda atom qapalı örtüyü alınır. Beləliklə atomda K, L, M və s. örtükləri yaranır. Lakin səviyyələrin l kvant ədədinə görə işarə edilməsi spin-orbital qarşılıqlı təsirinin nəzərə alınmadığı halda olur. Elektron örtüyü üçün bu qarşılıqlı təsirin nəzərə alınması optik spektrin incə quruluşunu müəy-

yən edir.

Deməli, nüvədə də qapalı örtüklərin əmələ gəlməsi üçün üç şərt ödənilməlidir: 1) nuklonlar mərkəzi simmetrik sahədə olmalı; 2) nuklonlar arasındakı qarşılıqlı təsir az olmalı; 3) nuklonlar Pauli prinsipinə tabe olmalıdır.

Nüvəyə gəldikdə isə, bu şərtlərdən üçüncüsü tam ödənilir, yəni nuklonlar Fermi zərrəcikləri olduğundan Pauli prinsipinə tabe olurlar. Lakin nuklonlar üçün birinci və ikinci şərtlərin ödənilməsi ilk baxışda aşkar deyildir. Belə ki, nuklonlar arasında, yuxarıda göstərilən kimi, çox böyük nüvə qüvvələri təsir edir, lakin nuklonların hərəkətini tənzimləyən mərkəzi stabil sahə yoxdur.

Bundan başqa nuklonların nüvədə asılı olmayan (sərbəst) hərəkətinə baxmaq üçün onların sərbəst yolunun uzunluğu nüvə ölçüləri tərtibində olmalıdır. Əks halda nuklonların toqquşması nəticəsində onların halı dəyişilər. İlk baxışda bu şərt ödənilə bilməz. Məlumdur ki, enerjisi 25 MeV olan nuklonların (nuklonların nüvədəki kinetik enerjisi 25 MeV tərtibində olur) toqquşma effektiv kəsiyi $\sigma \approx 0,3 \cdot 10^{-24} \text{sm}^2$ olur. Nüvədə nuklonların sıxlığı isə $n \approx 10^{38} \text{ nukl/sm}^3$ -dir. Ona görə də nuklonun nüvədəki sərbəst yolunun uzunluğu:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{38} \cdot 0,3 \cdot 10^{-24}} \approx 0,3 \text{ Fm};$$

yəni nüvənin radiusundan təqribən üç dəfə kiçikdir.

Lakin göstərmək olar ki, müəyyən mülahizəyə görə nuklonların nüvədəki sərbəst yolunun uzunluğu $\bar{\lambda}$ -dan xeyli böyük olmalıdır. Bu mülahizə ondan ibarətdir ki, Fermi qazı modelində göstəriləni kimi, nüvənin əsas halında bütün aşağı enerji səviyyələri Pauli prinsipinə əsasən nuklonlarla tutulmuşdur və ona görə də nuklonların enerji mübadiləsi ilə toqquşma ehtimalı az olmalıdır. Deməli, nuklonlar arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq olar.

Birinci şərtə, yəni nuklonların daxil olduğu mərkəzi simmetrik sahəyə gəldikdə isə, məlum olmuşdur ki, məhz nuklonlar arasındakı qısa təsir radiuslu güclü nüvə qüvvələ-

rinin olması belə bir potensial sahənin alınmasına imkan verir. Doğrudan da, nuklonlar arasındakı nüvə qarşılıqlı təsirini dərin ($\sim 30 \text{ MeV}$) və eni çox kiçik olan potensial çuxur ilə təsvir etmək olar (ilk yaxınlaşmada bu potensial çuxur düzbucaqlı götürülə bilər). Nüvədə nuklon potensial çuxurunun ölçüsü ilə müqayisə edilən məsafələrdə nuklonlar sür"ətlə hərəkət edir və ona görə də, onların nüvə ilə qarşılıqlı təsirini zamandan asılı olmayan orta bir potensial sahə ilə əvəz etmək olar. Bu potensial sahə çox sayda qonşu nuklon potensial çuxurlarının qovuşmasından alınır. Nuklonlar bir-birinə çox yaxın olduğundan və onlar arasındakı nüvə qarşılıqlı təsir radiusu çox kiçik olduğundan, alınan orta potensial sahə nüvə daxilində bircinsliliyə yaxın olmalı, nüvənin səthində isə sıçrayışla sifra düşməlidir. İlk yaxınlaşmada nüvə sferik formada olduğundan göstərilən orta potensial sahə də sferik simmetrik götürülə bilər.

Beləliklə, nüvədə qapalı örtüklərin əmələ gəlməsi üçün yuxarıda göstərilən üç şərtin olmasına zəmin yaradan mülahizələr vardır. Yəni, nüvədə Pauli prinsipinə tabe olan nuklonların təqribən sferik simmetrik potensial sahədə bir-birindən asılı olmayan hərəkətlərini təsəvvür etmək olar. İlk yaxınlaşmada protonlar və neytronlar üçün potensial eyni götürülə bilər. Yəni, protonlar arasındakı əlavə kulon itələmə qüvvələri yalnız ağır nüvələrdə nəzərə alınə bilər. Bu yaxınlaşma, eləcə də, sehirlə ədədlərin proton və neytronlar üçün eyni olmasına əsaslanır.

Nüvə üçün sferik simmetrik potensial götürüldüyündən, nuklonların bu sahədəki $\bar{\ell}$ orbital hərəkət miqdarı momentləri hərəkət inteqralı olmalıdır. Bu halda həmin momentin üstün istiqamət üzrə götürülmüş bütün m_ℓ proyeksiyaları (bunların sayı $2\ell + 1$ olar) eyni enerjiyə malik olmalıdır ki, bu da maqnit kvant ədədinə görə cırlaşma deməkdir. Onda, Pauli prinsipinə uyğun olaraq hər bir enerji səviyyəsində $2(2\ell + 1)$ nuklon yerləşə bilər (2 spin vəziyyətlərini göstərir). Beləliklə, nuklonların enerji örtüklərində müəyyən sayda

yerləşməsinə verən nüvə modeli mümkün olur.

Örtük modelinin ən sadə variantı A kütlə ədədi tək olan birnuklonlu Şmidt modelidir (bax F1, § 5). Yuxarıda göstərilədiyi kimi, bu halda fərz olunur ki, axırıncı tək nuklondan başqa bütün nuklonlar mexaniki və maqnit momenti sıfır olan sferik simmetrik özül əmələ gətirir və nüvənin xassələri axırıncı tək nuklonun xassələri ilə təyin olunur. Modelin mürəkkəb variantlarında dolmuş nuklon təbəqələrindən kənarda bir neçə nuklon götürülür və bunlar arasındakı qarşılıqlı təsir nəzərə alınır.

Nüvədə nuklon səviyyələrinin vəziyyətini təyin etmək üçün əvvəlcə potensial çuxurun parametrləri müəyyən edilir. İlk yaxınlaşmada çuxurun eni nüvənin diametrinə bərabər, dərinliyi isə, bir nuklona düşən orta əlaqə enerjisinin $\sim 8\text{MeV}$ olması şərtindən təyin edilir. Belə potensial çuxurda olan zərrəcik üçün Şredinger tənliyini həll etdikdə zərrəciyin müxtəlif hallarını müəyyən edən məxsusi qiymətlər və məxsusi funksiyalar alınır.

Sadə halda potensial çuxuru düzbucaqlı şəklində götürmək olar. Bunun üçün Şredinger tənliyini həll etdikdə nuklon hallarının aşağıdakı ardıcılığı alınır:

n/	1s	1p	2s	1d	1f	2p	1g	2d	3s	1h	2f	3p
1	0	1	0	2	3	1	4	2	0	5	3	1
$N=2(2\ell+1)$	2	6	2	10	14	6	18	10	2	22	14	6
ΣN	2	8	10	20	34	40	58	68	70	92	106	112

Səviyyələr enerjinin artması qaydası ilə yerləşmişdir. Bunlar kvant ədədi n (dalğa funksiyasının düyünlərinin sayı) və orbital kvant ədədi ℓ ilə xarakterizə olunur. Pauli prinsipinə görə verilmiş enerji səviyyəsində hər nuklon növündən $N=2(2\ell+1)$ sayda yerləşə bilər. Protonlar və neytronlar üçün səviyyələr ayrı-ayrılıqda götürülür.

Potensial çuxurun şəklini dəyişdikdə səviyyələr enerji qiymətlərinə görə yerdəyişməyə uğrayır (bəzən səviyyələrin ardıcılığı da dəyişir), yaxın səviyyələr qruplaşaraq nisbətən

böyük enerji məsafələri ilə ayrılırlar. Onda yaxın enerjili səviyyələr qrupunu nüvə örtüyü adlandırmaq olar. Bu halda düzgün model üçün örtüklərin tam dolması ($\sum N$) sehirlilik ədədlərlə üst-üstə düşməlidir.

Sehirlilik ədədlərin alınması üçün düzbucaqlı potensialın formasını da dəyişmək olar. Məsələn, hesablamalar göstərir ki, potensialın düzbucaqlı küncələrini bir qədər əydikdə səviyyələrin ardıcılığı pozulmur, lakin bəzi səviyyələrin yeni qruplaşmalarına gətirir (bu halda 2s və 1d; 1f və 2p; 1g, 2d və 3s; 1h, 2f və 3p qruplaşır).

Onda alınan örtüklər - 2, 8, 20, 40, 70 və 112 qiymətlərində tamamlanır. Bu ədədləri sehirlilik ədədlərlə (2, 8, 20, 28, 50, 82 və 126) müqayisə etdikdə görünür ki, düzgün nəticələr yalnız birinci üç sehirlilik ədəd üçün alınır. Potensialın formasını müxtəlif şəkildə dəyişməklə (mürəkkəbləşdirməklə) daha sonrakı sehirlilik ədədlərlə uyğunluq alınabilir. Lakin, bu halda, nüvələrin radioaktiv parçalanmalarında spin və maqnit momentlərindəki qanunauyğunluqlar izah oluna bilmir.

Vəziyyətdən çıxış yolunu ilk dəfə Qeppert-Mayer göstərmişdir. Mayerin mülahizəsinə görə nuklon səviyyələri üçün güclü spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmalıdır. Bu halda sferik simmetrik potensial:

$$V = V(r) + U(r)(\vec{s}\vec{\ell})$$

şəklində götürülür, burada $V(r)$ müstəvi dibli və kənarları kütəşmiş formada götürülən çuxurdur. Onda ℓ kvant ədədi ilə xarakterizə olunan səviyyə iki alt səviyyəyə parçalanmışdır. Həmin səviyyələrin birinə $j = \ell + 1/2$, digərinə isə $j = \ell - 1/2$ tam momenti uyğun gəlir.

Qeppert-Mayerə görə $U(r)$ ($\vec{s}\vec{\ell}$) spin-orbital qarşılıqlı təsirin elementar hesablanması verilir. Bu məqsədlə elektrodinamik analogiyadan istifadə edilir.

Fərz edək ki, potensialı $V(r)$ və intensivliyi:

$$\vec{E} = -\frac{1}{e} \text{grad}V(r)$$

şəklində verilən elektrostatik sahədə e yüklü zərrəcik hərəkət edir. Yükün sürəti \vec{v} olarsa, onda yüklə bağlı olan koordinat sistemində elektrik sahəsindən başqa, intensivliyi qeyri-riyativistik yaxınlaşmada aşağıdakı münasibətlə təyin edilən maqnit sahəsi də mövcud olur:

$$\vec{H} = \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{E}]$$

və ya \vec{E} intensivliyini V -nin gradienti ilə ifadə etsək:

$$\vec{H} = -\frac{1}{ec} [\vec{v} \times \text{grad}V(r)] \quad (2.2)$$

alırıq. Zərrəcik e elektrik yükü ilə bərabər $\vec{\mu}$ maqnit momentinə malik olduğundan, onda həmin zərrəcik maqnit sahəsində əlavə $E_m = -\vec{\mu} \vec{H}$ qarşılıqlı təsir enerjisinə malik olmalıdır. Əgər (2.2) düsturunda sürəti \vec{p} impulsu ilə ifadə etsək və elektron üçün $\vec{\mu}$ və \vec{s} momentləri arasındakı

$\vec{\mu} = \frac{e}{mc} \vec{s}$ münasibətdən istifadə etsək E_m üçün:

$$E_m = \frac{\vec{s}}{m^2 c^2} [\vec{p} \times \text{grad}V(r)]$$

alırıq.

İndi fərz edək ki, buna oxşar qarşılıqlı təsir nuklonun nüvə qüvvələri sahəsindəki hərəkətində alınır. Yəni deyək ki, nüvə qüvvələrinin $V(r)$ sahəsində hərəkət edən nuklon üçün spin-orbital ($\vec{s} \vec{\ell}$) qarşılıqlı təsir enerjisi:

$$E_{se} = \gamma \frac{\vec{s}}{m^2 c^2} [\vec{p} \times \text{grad}V(\vec{r})]$$

şəklində göstərilir, burada $\gamma > 0$ ölçsüz sabitdir. Bu sabitin ədədi qiyməti nüvə qüvvələrinin xüsusi nəzəriyyəindən və ya təcrübi nəticələrlə müqayisədən tapıla bilər. Mərkəzi

simmetrik sahə üçün $\text{grad}V(\mathbf{r}) = \frac{\partial V}{\partial r} \frac{\mathbf{r}}{r}$ və ona görə də:

$$E_{se} = -\gamma \frac{\bar{s}}{m^2 c^2} \left[\frac{\partial V}{\partial r} \frac{\mathbf{r}}{r} \cdot \bar{\mathbf{p}} \right] = -\gamma \frac{1}{m^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} (\bar{s} \cdot \bar{\ell})$$

olar, burada $\bar{\ell} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}]$ nuklon orbital momentidir. Bu ifadəyə daxil olan \bar{s} və $\bar{\ell}$ kəmiyyətləri operatorlardır. Bu kəmiyyətlərlə tam hərəkət miqdarı momentinin \hat{j} operatoru arasında:

$$\hat{j}^2 = \hat{\ell}^2 + \hat{s}^2 + 2(\hat{\ell} \cdot \hat{s})$$

münasibətini yazmaq olar. Bu halda spin-orbital qarşılıqlı təsir operatoru:

$$\hat{H}_{se} = -\frac{\gamma}{2(mc^2)} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} (\hat{j}^2 - \hat{\ell}^2 - \hat{s}^2)$$

şəklində alınır. Bu operatorun E_j məxsusi qiymətləri aşağıdakı münasibətdən tapılır:

$$E_j = -\frac{\gamma}{2(mc^2)} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \hbar^2 [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)]$$

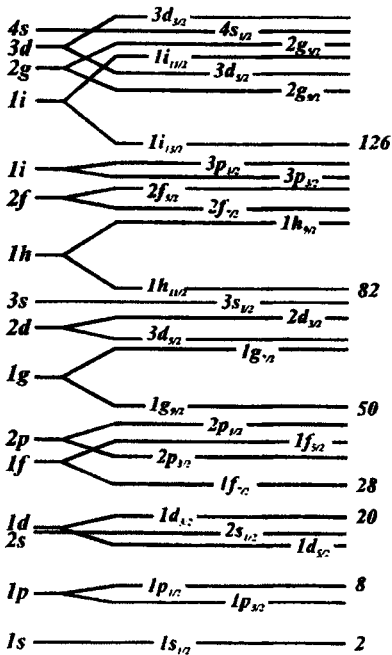
və ya $U(r) = \frac{\gamma \hbar^2}{2(m^2 c^2)} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$ əvəz etsək:

$$E_j = -U(r) [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)]$$

alırıq. $s = \pm 1/2$ olduğundan, ℓ ədədinin hər bir qiyməti üçün j iki qiymət alır: $j = \ell \pm 1/2$. Beləliklə spin-orbital qarşılıqlı təsir enerjisi: $E_j = -U(r) \begin{cases} \ell & j = \ell + 1/2 \\ -(\ell + 1) & j = \ell - 1/2 \end{cases}$

qiymətini alır. Buradan görünür ki, spin-orbital qarşılıqlı təsirində verilmiş səviyyənin parçalandığı iki alt səviyyələrdən tam momenti $j = \ell - 1/2$ ədədi ilə təyin olunan səviyyə $j = \ell + 1/2$ ədədi ilə təyin olunan səviyyədən yuxarıda yerləşir. ℓ artdıqca səviyyənin parçalanma qiyməti (alt səviyyələr

arasındakı enerji intervalı) $2\ell + 1$ mütənasib olaraq artır. Ümumi halda sahənin $\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$ qradienti r -in müəyyən funksiyası olur. (xüsusi halda, $V(r) = -V_0 + \frac{k}{2} r^2$ şəklində osilyator potensialı olduqda $\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = k$ sabit kəmiyyət alınır).



Şəkil 2.4

Şəkil 2.4-də örtük modelin sadə (birnuklonlu) variantı üçün enerji səviyyələrinin parçalanma və yenidən düzülmə sxemi verilmişdir.

Əvvəlcə, enerji səviyyələrinin təsnifatına baxaq. Hər bir enerji səviyyəsi n, ℓ, j, m_j kimi dörd kvant ədədləri ilə xarakterizə olunur. Burada n - səviyyənin vəziyyətini təyin edən baş kvant ədədidir. Riyazi olaraq, bu kvant ədədi radial dalğa funksiyasının düyünlərinin sayını göstərir ($n=1,2,\dots$). İndeksi n olan funksiyanın düyün nöqtələrinin sayı $n-1$ olur. n artdıqca nuklonun nüvənin mərkəzindən olan məsafəsi artır. Qeyd edək ki, nüvə fizikasında

atom fizikasından fərqli n baş kvant ədədləri istifadə olunur və bunlar arasındakı asılılıq: $n_{\text{nüvə}} = n_{\text{atom}} - \ell$ olur. ℓ - nuklonun orbital momentini təyin edir ($\ell=0,1,2,\dots$). Keçmiş spektroskopik terminlərə görə $\ell = 0,1,2,\dots$ və s. olan səviyyələr uyğun olaraq s, p, d, f və s. hərflərlə işarə olunur.

Nuklonun tam momentini təyin edən j kvant ədədi tam

yarım qiymətlər alır. Nuklonun tam momentinin üstün istiqamətdə proyeksiyasını təyin edən m_j kvant ədədi isə: $m_j = -j; -(j-1); \dots; j$; cəmi $2j+1$ qiymət alır.

Örtük modelinə görə nuklon səviyyələri $n\ell_j$ şəklində ifadə olunur. Burada ℓ orbital kvant ədədi yerinə uyğun hərflər (s, p, d, f və s.) yazılır. Məsələn, $2f_{7/2}$ ilə kvant ədədləri $n=2$, $\ell=3$ və $j=7/2$ olan səviyyə işarə edilir. Bu halda m_j kvant ədədi göstərilmir. Belə ki, yalnız radiusunun modulundan asılı olan potensial m_j kvant ədədinə görə fərqlənən səviyyələr eyni enerjiyə malik olur (cırılaşma). Ümumiləşmiş potensial üçün alınan səviyyələr, həm də, müəyyən cütlüklə xarakterizə olunur. Səviyyələrin cütlüyü isə ℓ kvant ədədinin cütlüyü ilə təyin olunur.

Atom örtüklərindən fərqli olaraq nüvə örtüklərinin nuklonlarla dolma prinsipini araşdıraraq. Bunun üçün iki mülahizə əsas götürülməlidir. Birinci ondan ibarətdir ki, n baş kvant ədədindən asılı olaraq səviyyənin enerjisi atomdakına nisbətən kəskin artır. Bu isə bir tərəfdən ümumiləşmiş potensialın məsafədən asılı olaraq kəskin dəyişməsi, digər tərəfdən, n ədədinin artması ilə nuklonun nüvənin mərkəzindən olan məsafəsinin artması ilə əlaqədardır. İkinci mülahizə ondan ibarətdir ki, ℓ ədədinin artması ilə nuklonun $\frac{\hbar^2 \ell^2}{2m^2} < \frac{1}{r^2} >$ ilə verilən mərkəzdənqaçma kinetik enerjisinin artması hesabına səviyyənin enerjisi azalır. Bu mülahizələr səviyyələrin yuxarıda göstərilən spin-orbital parçalanması ilə birlikdə şəkil 2.4-də göstərilən nüvə örtüklərinin alınmasını müəyyən edir.

Atomda olduğu kimi, nüvədə də enerjiyə görə ən aşağıda iki $1s_{1/2}$ halları yerləşir. Bu təbəqədə hər növ nuklondan spinləri ilə fərqlənən iki ədəd yerləşə bilər. $1s_{1/2}$ proton və neytron örtükləri ${}^2\text{He}^4$ nüvəsində dolmuşdur və ona görə də bu nüvə ikiqat sehirli nüvədir. Deməli, birinci nüvə örtüyü atom örtüyünə bənzəyir və helium təkcə sehirli nüvə deyil, həm də "sehirli" atomdur.

Növbəti örtüyün tərkibi yuxarıda göstərilən iki effektin - mərkəzdənqaçma enerjisinin ℓ -dən asılı olaraq artması və potensial enerjinin n -nin artması ilə azalması effektlərinin hansının üstün olmasından asılıdır. Atomda bu effektlər eyni təritibdə olur (kulon potensial enerjisi mərkəzdənqaçma enerjisi kimi məsafədən asılı olaraq yavaş azalır). Ona görə də atomda $1s$ -dən sonrakı örtüyə $1p$ və $2s$ səviyyələri daxil olur.

Nüvədə potensial məsafədən asılı olaraq tez düşdüyündən $2s$ səviyyəsi $1p$ səviyyəsindən enerjiyə görə çox fərqlənir. Ona görə də nüvədə $1s_{1/2}$ örtüyündən sonra 6 nuklon halı olan $1p$ örtüyü gəlir. Spin-orbital qarşılıqlı təsirinə görə $1p$ səviyyəsi iki alt səviyyəyə ($1p_{3/2}$ və $1p_{1/2}$) parçalanır. Bu alt səviyyələr arasındakı enerji məsafəsi az olduğundan hər iki alt səviyyə bir örtüyə daxil olur. $1p$ proton və neytron örtükləri ikinci ikiqat sehirli nüvə olan ${}^8\text{O}^{16}$ nüvəsində tamamlanır. Burada artıq nüvə örtüyünün atom örtüyündən fərqi aşkar olunur. Belə ki, atomda heliumdan sonrakı təsirsiz qaz oksigen yox, 10 elektronu olan neondur. Üçüncü nüvə örtüyünə $2s_{1/2}$ və $1d$ səviyyələri daxil olur. Lakin $1d$ səviyyəsi elə iki alt səviyyəyə parçalanır ki, bunlardan 6 nuklon halı olan $1d_{5/2}$ səviyyəsi $1s_{1/2}$ -dən aşağıda, 4 nuklon halı olan $1d_{3/2}$ səviyyəsi isə bir qədər yuxarıda yerləşir. Bu örtük üçüncü ikiqat sehirli ${}^{20}\text{Ca}^{40}$ nüvəsində tamamlanır.

Dördüncü örtüyə 8 nuklon halı olan bir tək səviyyə - $1f_{7/2}$ səviyyəsi daxil olur. $1f$ səviyyəsi üçün $l=3$ olduğundan spin-orbital parçalanma nisbətən böyükdür və bu səviyyənin iki alt səviyyələrindən ($1f_{5/2}$ və $1f_{7/2}$) enerjisi aşağı olan qonşu səviyyələrdən böyük enerji intervalı ilə ayrıldığından ayrıca örtük əmələ gətirir. Dördüncü neytron örtüyü ikiqat sehirli nüvə olan ${}^{20}\text{Ca}^{48}$ izotopunda, proton örtüyü isə ${}^{28}\text{Ni}^{56}$ nüvəsində tamamlanır. Lakin hər iki növ nuklon örtüyünün tamamlandığı ${}^{28}\text{Ni}^{56}$ izotopu özünü ikiqat sehirli nüvə kimi büruzə vermir (${}^{28}\text{Ni}^{56}$ izotopu beta radioaktiv nüvədir). Deməli, bu halda örtük modelindən əsaslı kənara çıxma müşa-

hidə olunur.

Beşinci örtükdə cəmi 22 nuklon halı vardır. Bu örtüyə 4 nuklon halı olan $2p_{3/2}$, 6 nuklon halı olan $2f_{5/2}$, 2 nuklon halı olan $2p_{1/2}$ və nəhayət 10 nuklon halı olan $1g_{9/2}$ alt səviyyələri daxildir. Bu halda $1g$ səviyyəsinin ($l=4$) spin-orbital parçalanması böyük olduğundan, alınan alt səviyyələrdən ($1g_{7/2}$ və $1g_{9/2}$) $1g_{9/2}$ beşinci örtüyə və $1g_{7/2}$ isə altıncı örtüyə daxil olur. Beləliklə beşinci örtük 50 nuklon qiymətində tamamlanır. Bu halda proton örtüyünün tamamlandığı nüvə ${}_{50}\text{Sn}^{132}$ izotopudur. Lakin yenə də ${}_{50}\text{Sn}^{132}$ nüvəsi özünü ikiqat sehirlə nüvə kimi bürüzə vermir. Bu halda neytronların sayı nisbətən çox olduğundan həmin nüvə qeyri-stabil olur.

Altıncı örtükdə isə cəmi 32 nuklon halı vardır. Bu örtüyə 8 nuklon halı olan $1g_{7/2}$, 6 nuklon halı olan $2d_{5/2}$, 4 nuklon halı olan $2d_{3/2}$, 2 nuklon halı olan $3s_{1/2}$ və nəhayət 12 nuklon halı olan $1h_{11/2}$ alt səviyyələri daxildir. Bu halda $1h$ səviyyəsinin ($l=5$) spin-orbital parçalanması çox böyük olduğundan alınan alt səviyyələrdən ($1h_{9/2}$ və $1h_{11/2}$) enerjisi aşağı olan $1h_{11/2}$ altıncı və enerjisi yuxarı olan $1h_{9/2}$ isə yeddinci örtüyə düşür. Altıncı örtük dolduqda nüvədə hər növdən 82 nuklon olur. Bu örtüyün tamamlanmasına (protonlara görə) klassik misal olaraq ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ izotopunu göstərmək olar. Bu nüvə ikiqat sehirlə nüvədir. Belə ki, ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ nüvəsində neytronların sayı 126 olub, yeddinci neytron örtüyünün tamamlanmasına uyğun gəlir. Həmin örtüyə isə 10 nuklon halı olan $1h_{9/2}$, 8 nuklon halı olan $2f_{7/2}$, 6 nuklon halı olan $2f_{5/2}$, 4 nuklon halı olan $3p_{3/2}$, 2 nuklon halı olan $3p_{1/2}$ və nəhayət 14 nuklon halı olan $1i_{13/2}$ alt səviyyələri daxildir. Təcrübi faktlar olmadığından daha yüksək örtüklərin olub-olmaması hələlik məlum deyildir. Nəzəri mülahizələrə görə ağır nüvələrə getdikcə örtük effekti zəifləməlidir. Bununla belə, yaxın yüksək örtüklərin (proton üçün yeddinci və neytron üçün səkkizinci) sehirlə ədədlərini əvvəlcədən xəbər vermək üçün müəyyən cəhdlər edilir. Məsələn, $U(r)$ üçün Sakson-Vudsun verdiyi formanı götürsək:

$$U(r) = -U_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]$$

və proton üçün həmin potensiala aşağıdakı şəkildə alınan ümumiləşmiş kulon potensialını əlavə etsək:

$$U_{\text{kul}} = \begin{cases} k \frac{(Z-1)e^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right], & r < R \\ k \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R \end{cases}$$

onda həmin örtüklər üçün $Z=114$ və $N=284$ qiymətlərini alarıq. Lakin bu qiymətləri dəqiq hesab etmək olmaz. Çünki yuxarı örtüklərə keçdikcə onların nuklonlarla dolma qaydası potensialın formasından daha həssas asılı olur. Məsələn, potensialı elə dəyişmək olar ki, məlum örtüklər üçün sehirlə ədədləri dəyişmədən yeddinci proton örtüyü üçün sehirlə ədəd $Z=112$ olsun. Yəni aşağı örtüklərin sehirlə ədədləri, demək olar ki, potensialın formasından asılı olmur.

Örtük modelinin əsas tətbiq sahələrindən biri nüvələrin əsas və bir neçə həyəcanlanma hallarının spin və cütlüklərinin təyin edilməsidir. Belə ki, hər bir tamamlanmış örtüyün tam momenti sıfır və cütlüyü müsbət olur və ona görə də səviyyənin spin və cütlüyü örtükdən xaricdə qalan nuklonlara görə təyin edilir. Məsələn, ${}_8\text{O}^{17}$ nüvəsində tamamlanmış örtüklərdən ($Z=8$, $N=8$) kənarında $1d_{5/2}$ səviyyəsində tək neytron olur. Deməli, həmin nüvənin əsas halının xarakteristikası $5/2^+$ olmalıdır. Doğrudan da, bu fakt təcrübə ilə təsdiq olunur. Lakin heç də bütün nüvələr üçün örtük modelinin verdiyi nəticələr birqiymətli olmur. Məsələn, ${}_{24}\text{Cr}^{52}$ izotopuna baxaq. Bu nüvədə $Z=20$ və $N=28$ örtükləri dolmuşdur. Bu örtüklərdən yuxarıda $1f_{7/2}$ səviyyəsində dörd proton vardır. Bu halda momentlərin toplanması qaydasına görə dörd protonun müxtəlif $J = 0, 2, 4, \dots$ yekun momentlərini almaq olar. Əgər kənar protonlar arasındakı qarşılıqlı təsiri (qalıq qarşılıqlı təsiri) nəzərə almasaq bu müxtəlif halların enerjisi eyni olar. Deməli, enerjisi aşağı olan halı (əsas hal) təyin et-

mək üçün qalıq qarşılıqlı təsirini nəzərə almalıyıq. Lakin bu qarşılıqlı təsirin dəqiq nəzərə alınması mürəkkəb riyazi hesablamaya ilə əlaqədar olduğundan çətindir. Çox halda örtük modelinin qalıq qarşılıqlı təsirin sadə formada nəzərə alındığı nuklonların fenomenoloji cütləşməsi variantından istifadə olunur. Bu halda fərz olunur ki, qalıq qarşılıqlı təsir eyni adlı nuklonların yekun momenti sıfır və cütlüyü müsbət olan cütləşməsinə gətirir.

İndi də örtük modeli əsasında nüvələrin xarakteristikalarına (spin və cütlük) baxaq. Qalıq qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmadığı model üçün aşağıdakıları göstərmək olar:

1) İkiqat sehirli nüvələrin əsas halının xarakteristikası 0^+ olmalıdır.

2) İkiqat sehirli qiymətdən bir nuklonu artıq olan nüvələrin əsas halının xarakteristikası yeni örtüyün birinci səviyyəsinin xarakteristikası ilə təyin olunur.

3) İkiqat sehirli qiymətdən bir nuklonu əskik olan nüvənin əsas halının xarakteristikası uyğun sehirli ədədin alındığı örtüyün yüksək səviyyəsinin xarakteristikası ilə təyin olunur. Təcrübə ilə müqayisə göstərir ki, bu qaydalar bütün hallarda doğru olur. Məsələn, ${}_{7}N^{15}$ izotopunda ${}_{8}O^{16}$ ikiqat sehirli nüvəsinə qədər bir proton çatmır. Həmin proton $1p_{1/2}$ səviyyəsində olmalıdır. Ona görə də ${}_{7}N^{15}$ nüvəsinin əsas halının xarakteristikası $1/2$ olmalıdır. Təcrübə bunu təsdiq edir.

Qalıq qarşılıqlı təsirin fenomenoloji cütləşmə ilə nəzərə alındığı sadə model üçün aşağıdakı qaydaları göstərmək olar:

1) Bütün cüt-cüt nüvələrin əsas halının xarakteristikası 0^+ olmalıdır.

2) A kütlə ədədi tək olan nüvələrin əsas halı axırıncı (cütləşməmiş) tək nuklonun yerləşdiyi səviyyənin xarakteristikası ilə təyin olunur.

Birinci qayda bütün hallarda ödənilir, ikinci qaydadan isə yalnız ${}_{9}F^{19}$ ${}_{11}Na^{23}$ ${}_{25}Mn^{55}$ nüvələri üçün kənara çıxma

müşahidə olunur.

Tək-tək nüvələrin spin və cütlükləri iki tək nüklondan asılı olduğundan, bu nüvələrin əsas hallarının xarakteristikası örtük modeli ilə birqiymətli təyin oluna bilmir.

Örtük modeli ilə nüvələrin maqnit momentləri yuxarıda izah olunan Şmidt ayrılirilə (şəkil 1.17) verilir. Həmin ayrilərin eksperimental nəticələrlə müqayisəsi göstərir ki, nüvələrinin maqnit momentlərinin mexaniki momentlərdən asılılığı ümumiyyətlə örtük modelinin verdiyinə uyğun gəlir. Maqnit momentlərinin qiymətlərinin dəqiq alınması üçün nuklonların qalıq qarşılıqlı təsirini düzgün nəzərə almaq lazımdır.

Nüvələrin kvadrupol momentlərinin izahına gəldikdə, göstərmək olar ki, örtük modeli bu halda əsaslı çətinliyə uğrayır. Doğrudan da, əgər spin və maqnit momentləri kimi kvadrupol momenti də axırıncı tək nuklonla təyin olunsaydı, onda cüt-tək nüvələr üçün kvadrupol momenti sıfır olmalı idi. Lakin təcrübü faktlara görə belə nüvələrdən bir çoxunun kvadrupol momenti nəinki sıfırdan fərqli, hətta nisbətən böyük qiymətlər alır (bax. Cədvəl 1.3).

Tək-cüt nüvələrin kvadrupol momentləri üçün örtük modelinin verdiyi düstur aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$q = -e\bar{r}^2 \frac{2j-1}{2j+1}$$

burada \bar{r}^2 - axırıncı tək protonun nüvənin mərkəzindən olan orta kvadratik məsafəsidir. Bu düsturla hesablanmış kvadrupol momenti, yalnız sehirlə nüvələrə bilavasitə yaxın olan nüvələr üçün həqiqi qiymətlərə uyğun alınır. Qapalı örtükdən kənarlarda isə kvadrupol momentinin qiyməti örtük modelinin verdiyi qiymətdən çox böyük (30 dəfəyə qədər) olur. Bu onu göstərir ki, nüvələrin kvadrupol momenti birnuklonlu deyil, kollektiv xarakterlidir. Başqa sözlə, nüvələrin kvadrupol momenti, spin və maqnit momentləri kimi, ayrı-ayrı nuklonların kvadrupol momentlərinin kompensasiya edilməsi ilə deyil, koherent (eyni işarəli qiymətlərin) to-

planması hesabına yararır.

Biz indiyədək örtük modelinin nüvənin əsas halı üçün verdiyi nəticələri gözdən keçirdik. İndi də, modelin nüvənin həyəcanlanma hallarını nə dərəcədə izah etməsini nəzərdən keçirmək maraqlıdır. Bununla əlaqədar olaraq qalıq qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğu halda sehirlə və onlara yaxın olan nüvələr üçün aşağıdakıları göstərmək olar:

1) İkiqat sehirlə nüvələrdə birinci həyəcanlanma səviyyəsi əsas səviyyədən sehirlə pəncərə adlanan geniş enerji intervalı ilə ayrılmalıdır. Sehirlə pəncərənin eni uyğun örtüklər arasındakı məsafəyə bərabər olmalıdır.

2) İkiqat qapalı təbəqədən kənarında bir nuklon olduqda, sehirlə pəncərə oblastında qapalı örtükdən yuxarıda yerləşən yalnız həyəcanlanma səviyyələri olmalıdır.

3) İkiqat qapalı təbəqəyə qədər bir nuklon çatmadıqda (təbəqədə "deşik" olduqda), onda yalnız uyğun örtük daxilində nuklon "deşiyinin" keçəcəyi həyəcanlanma səviyyələri olmalıdır. Bu qaydaların təcrübə faktlarla müqayisədə necə ödənildiyini yoxlayaq. Doğrudan da, bütün ikiqat sehirlə nüvələrdə sehirlə pəncərə müşahidə olunur, lakin onun eni örtük modelinin verdiyindən çox az alınır. Məsələn, ^{40}Ca izotopunda örtük modelindən alınan sehirlə pəncərənin eni 7,2 MeV olduğu halda, təcrübə olaraq 3,3 MeV alınır. Bu onu göstərir ki, modeldə qalıq qarşılıqlı təsiri nəzərə almaq olmaz.

İkinci və üçüncü qaydalara gəldikdə isə, təcrübə göstərir ki, ikiqat qapalı təbəqədən bir nuklon artıq olan və ya nuklon çatışmayan nüvələr üçün birnuklonlu (və ya birdeşikli) həyəcanlanma səviyyələri aşkar müşahidə olunur. Məsələn, ^{17}O izotopunun, xarakteristikası $1/2^+$ olan birinci həyəcanlanma səviyyəsi alınır. Bu səviyyə xarici tək neytronun $1\ d_{5/2}$ halından $2\ s_{1/2}$ halına keçməsinə uyğundur. Həmin izotopun $3/2^+$ xarakteristikalı başqa həyəcanlanma səviyyəsi də müşahidə olunur ki, bu da neytronun $1\ d_{3/2}$ halına keçməsi-

nə uyğundur.

Lakin bəzi nüvələrdə birnuklonlu həyacanlanma səviyyələrilə bərabər, əks cütlüyə malik olan başqa səviyyələr də müşahidə olunur. Bu isə, yenə də, qalıq qarşılıqlı təsirin böyük olması ilə əlaqələndirilir.

Şehirli qiymətlərdən uzaq olan həyacanlanma səviyyələri üçün örtük effekti azalır. Bununla bərabər, örtük effektləri müəyyən dərəcədə, şehirli olmayan bir çox cüt-cüt nüvələrdə də aşkar müşahidə olunur. Bu effektlər aşağıdakılardır:

1) Bir qayda olaraq 3^- xarakteristikası olan birinci həyacanlanma səviyyələri kollektiv zərrəcik-deşik hallarıdır.

2) Əksər aşağı səviyyələrin cütlüyü müsbət olur. Bu fakt məhz örtük modelinə görə izah olunur. Belə ki, aşağı həyacanlanma halları nuklonların tamamlanmış örtük oblastında olan səviyyələrdə müxtəlif keçidlərlə əlaqədar olur. Bir örtük daxilində olan səviyyələr isə eyni cütlüyə malik olurlar.

Ümumiyyətlə, örtük modelinin tətbiqi üçün nüvələrin həyacanlanma səviyyələrinin öyrənilməsindən iki nəticə çıxarmaq olar. Birincisi, örtük effektləri aşkar olaraq şehirli və buna yaxın nüvələrdə müşahidə olunur. İkincisi, örtük modelinin üstünlüyünü yalnız qalıq qarşılıqlı təsirin az olmasında deyil, onda görmək lazımdır ki, bu təsirin çox olduğu hallarda belə örtük effektləri dəyənətli olaraq özünü büruzə verir.

Beləliklə, nüvənin örtük modeli, əsasən, bir sıra nüvələrin əsas və bir neçə həyacanlanma səviyyələrinin xarakteristikalarını almağa imkan verir. Bundan əlavə, aşağıda görəcəyik ki, nüvələrin γ - şüalanmasında, α və β parçalanmalarında (bax F.III) və ağır nüvələrin bölünməsindəki (bax F.V) bəzi xüsusiyyətlər məhz bu modelin köməyi ilə izah oluna bilər.

Lakin yuxarıda göstərilən üstünlüklərilə birlikdə, örtük modelinin mühüm çatışmayan cəhətlərini bir daha nəzərdən keçirək.

1. Enerji səviyyələrinin nuklonlarla dolmasında bəzi

nüvələrin spin qiymətlərində mühüm uyğunsuzluqlar alınır. Məsələn, ${}^3\text{Li}^6$ nüvəsinin spini $1p_{3/2}$ səviyyəsində olan tək proton və tək neytronla təyin olunmalı və spinlərin additiv toplanmasına görə $I_n({}^3\text{Li}^6)=3$ olmalıdır. Lakin eksperimentdən alınır ki, $I_{\text{eks}}({}^3\text{Li}^6)=1$. Eləcə də, ${}^9\text{F}^{19}$ nüvəsinin spini $1d_{5/2}$ halında olan tək protonla təyin olunmalı və $I_n({}^9\text{F}^{19})=5/2$ olmalıdır. Lakin eksperimentin verdiyinə görə $-I_{\text{eks}}({}^9\text{F}^{19})=1/2$ olur. Bunun kimi də örtük modelinə görə $I_n({}^{11}\text{Na}^{23})=5/2$ olduğu halda, $I_{\text{eks}}({}^{11}\text{Na}^{23})=3/2$ alınır və s.

2. Örtüklərin yarısına qədər dolmuş bir sıra cüt-cüt nüvələrdə aşkar fırlanma enerji səviyyələri müşahidə olunur. Bu isə örtük modelinin verdiyi sferik simmetrik potensial və deməli sferik nüvə sistemi halına ziddir. Belə ki, kvant mexanikasına görə sferik simmetrik nüvənin fırlanma sərbəstlik dərəcələri olmamalıdır.

3. Örtüklərin yarısına qədər dolmuş nüvələr üçün örtük modelinə görə E2 növlü γ - keçidlərinin (bax F.III, § 7) hesablanmış ehtimalı təcrübi qiymətlərə nisbətən çox az alınır.

Bunlardan başqa, yuxarıda göstərdiyimiz kimi, nüvələrin maqnit momentləri birnuklonlu təbiətə malik olmasına baxmayaraq, onların örtük modelinə görə düzgün qiymətləri alınmır və nüvələrin kvadrupol momentləri isə, göstəriləndiyi kimi, bu modelə görə izah oluna bilmir.

Nəhayət, yuxarıda göstərilən faktlar belə fikir söyləməyə imkan verir ki, örtük modelinin çətinliklərini nuklonların birnuklonlu sərbəstlik dərəcələri ilə bərabər kollektiv sərbəstlik dərəcələrini də bu və ya digər formada nəzərə almaqla aradan qaldırmaq olar. Hər iki sərbəstlik dərəcələri nüvənin ümumiləşmiş modelində nəzərə alınır.

§ 5. Nüvənin ümumiləşmiş modeli

Nüvənin ümumiləşmiş modeli əsas etibarını ilə Reynvoter, O.Bor və Motelson, Hill və Uiller tərəfindən işlənib, inkişaf etdirilmişdir. Bu model nüvənin damcı modeli və örtük mo-

delinin əsas nailiyyətlərini özündə cəmləşdirir. Modelin əsas mahiyyətini aşağıdakı kimi izah etmək olar.

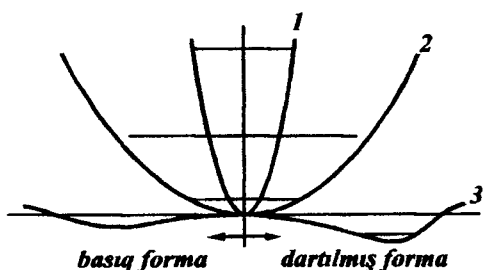
Örtük modelində olduğu kimi, burada da fərz olunur ki, hər bir nuklon bütün nuklonlar üçün eyni olan və nuklonların vəziyyətindən demək olar ki, asılı olmayan orta ümumiləşmiş potensial sahədə hərəkət edir. Bu sahədə neytron və proton qapalı örtükləri alınmalıdır. Ümumiləşmiş potensial sahə nüvənin səthinə yaxın oblastlarda kəskin dəyişikliyə uğrayır. Belə qəbul etmək olar ki, nüvə iki hissədən - qapalı örtüklər daxil olan nuklonlardan təşkil olunmuş dəyanətli daxili oblastdan (buna "nüvə özəyi" də deyilir) və bu oblastın yaratdığı sahədə hərəkət edən xarici nuklonlardan ibarətdir. "Nüvə özəyi" təqribən sferik formada olur. Qapalı örtüklərə daxil olmayan xarici nuklonlar isə səthə yaxın oblastlarda ümumiləşmiş potensial sahəyə təsir edərək onun formasını qeyri-bircinsliliyə və deməli qeyri-sferik hala gətirə bilər. Xarici nuklonların hərəkəti, eləcə də, "nüvə özəyi"nin və deməli nüvənin örtük quruluşunun deformasiyasına səbəb ola bilər. Deformasiyaya uğramış "nüvə özəyi" isə öz növbəsində potensial sahəni sferik simmetrik formada daha çox uzaqlaşdırır. Nüvə səthinin və eləcə də "nüvə özəyi"nin deformasiya tərtibi xarici nuklonların sayından və onların kvant hallarından asılı olur. Deformasiya öz növbəsində nuklonların kollektiv hərəkətilə əlaqədar olub nüvə səthinin müxtəlif rəqslərinə və nüvənin müxtəlif fırlanma hərəkətinə səbəb ola bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, nüvədə heç bir mərkəzi stabilləşdirici sahə olmadığından, onun səthi deformasiyası çox asan alınır.

Nuklonların bu iki məxsusi və kollektiv hərəkət formaları bir-birilə qarşılıqlı əlaqədə olur. Bu halda nuklonların məxsusi hərəkətinə nüvənin örtük modeli və kollektiv hərəkətə isə damcı modelinə əsasən baxılır. Deməli, bu mənada nüvənin damcı və örtük modellərinin nailiyyətlərini ümumiləşdirməklə nüvənin müasir təkmilləşmiş modeli alınır.

Əyanilik üçün, nüvənin deformasiyasının qapalı örtüklə-

rindən xaricdə qalan nuklonların N sayından asılılığını potensial əyrinin formasına görə araşdırmaq.

Əgər qapalı örtüklərindən kənarında (və ya örtüklərin tamamlanmasına qədər) az sayda nuklonlar varsa, onda potensial sahə və deməli nüvənin forması həmin nuklonların təsirinə qarşı dəyanətli olur və sferik simmetrik forma təqribən saxlanılır. Bu halda nüvənin sferik simmetrik forması ətrafında kvadrupol rəqsləri mümkündür (nüvənin ellipsoidal deformasiyası). Onda deformasiyadan asılı olaraq nüvənin potensial enerji əyrisi sürətlə artır (şəkil 2.5-də əyri 1). Bu halda potensial çuxurda alınan birinci ossilyator səviyyəsi



Şəkil 2.5

potensial sahəyə təsiri güclənir. Bu halda xarici nuklonların nüvə səthinə mərkəzdənqaçma təzyiqi əmələ gəlir, nüvənin dəyanətliliyi azalır və rəqsi hərəkətlərin enerji səviyyələri aşağı düşür (şəkil 2.5-də əyri 2).

Nəhayət, xarici nuklonların müəyyən sayında nüvənin sferik simmetrik forması qeyri-stabil ola bilər. Yəni bu halda potensial enerjinin minimumu nüvənin sonlu (sıfırdan fərqli) deformasiya ilə müəyyən olunan qeyri sferik formasına uyğun gələ bilər (şəkil 2.5-də əyri 3). Kvant mexanikasına əsasən qeyri sferik nüvə üçün fırlanma sərbəstlik dərəcəsi olmalı və buna uyğun enerji səviyyələri alınmalıdır. Bundan əlavə deformasiyaya uğramış nüvənin rəqsi hərəkətinə uyğun sərbəstlik dərəcələri də qalmaqla rəqs tezliyi (ossilyator enerji səviyyələri) azalmalıdır. Nəhayət, qeyri sferik

si birnuklonlu enerji səviyyələrinə nisbətən yüksək həyəcanlanma enerjisi ilə xarakterizə olunur.

Qapalı örtüklərdən kənardakı nuklonların sayı artdıqca nuklonların məxsusi hərəkətlərinin ümumiləşmiş

potensial halında bir nuklonlu enerji səviyyələri dəyişməlidir (deformasiya uğramalıdır). Tarixi olaraq nüvənin ümumiləşmiş modelinin iki növünə baxılmışdır: zəif əlaqəli və güclü əlaqəli modellər.

Zəif əlaqəli modellərdə nüvə cüt-cüt nuklonlardan təşkil olunmuş sferik özək hissədən və özəkdən kənar qalan az miqdar xarici nuklonlardan ibarətdir. Özəyi təsvir etmək üçün kollektiv model və xarici nuklonları təsvir etmək üçün asılı olmayan hissəciklər modeli tətbiq edilir. Bu halda özək və xarici nuklonlar arasındakı əlaqə zəif hesab olunur. Sadə halda bir xarici nuklon götürülür və özək damcı modeli ilə təsvir olunur. Nüvənin əsas halının xarakteristikası örtük modelindəki ilə eyni olur. Lakin aşağı həyəcanlanma səviyyələri spektrin həm özək hissəsinin, həm də nuklon halının həyəcanlanması hesabına zənginləşir. Özəkdə xarakteristikası 2^+ olan kvadrupol və 3^- olan oktopol rəqsləri mümkündür. Özəyin və xarici nuklonun momentlərinin toplanmasından örtük modelində olmayan yeni səviyyələr alınır. Məsələn, ${}_{47}\text{Ag}^{107}$ nüvəsinin əsas halının xarakteristikası tək protonun $3p_{1/2}$ halına uyğun olaraq $1/2^-$ -dir. Bu nüvənin kvadrupol həyəcanlanması nəticəsində iki $3/2^-$ və $5/2^-$ həyəcanlanma səviyyələri müşahidə olunmuşdur. Eləcə də, ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ nüvəsində xarakteristikaları $3/2^-$, $5/2^-$, ..., $15/2^+$ olan yeddi yaxın həyəcanlanma səviyyələri müşahidə olunmuşdur. Bu səviyyələr nüvə kötüyünün oktopol həyəcanlanması və tək protonun $1h_{9/2}$ halında alınmasından əmələ gəlir.

Zəif əlaqə modeli üçün əsas kriteriya $\Delta E < E_h$ şərtinin ödənilməsidir ki, burada E_h - özəyin həyəcanlanma enerjisi, ΔE eyni bir həyəcanlanmaya uyğun gələn səviyyələr arasındakı enerji intervalıdır. Baxdığımız ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ nüvəsində bu kriteriya çox yaxşı ödənilir. Belə ki, alınan səviyyələr təqribən 2,6 MeV həyəcanlanma enerjisinə uyğun olduğu halda səviyyələrin parçalanması 200 keV tərtibindədir.

Güclü əlaqəli ümumiləşmiş nüvə modelində nuklonların qeyri sferik, lakin adətən ox simmetriyasına malik olan

ümumiləşmiş sahədə asılı olmayan hərəkətinə baxılır. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, burada nüvə özəyinin rəqsi və fırlanma sərbəstlik dərəcələri nəzərə alınmalıdır. Bu halda nüvənin birnuklonlu həyəcanlanmaları ilə əlaqəyə adiabatik baxılır. Bu baxımdan kollektiv fırlanma bir nuklonlu hərəkətə nisbətən çox yavaş baş verir, ona görə də nuklonun hərəkətinə baxdıqda qüvvə mərkəzini sükunətdə götürmək olar.

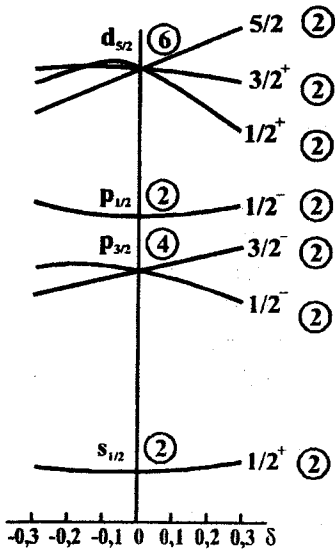
İndi də aksial simmetrik qeyri sferik sahə üçün birnuklonlu səviyyələrin quruluşunu nəzərdən keçirək. Qeyri sferik sahədə hərəkət miqdarı momenti saxlanan kəmiyyət olmur və ona görə də $2j+1$ tərtib cırlaşma aradan götürülür. Lakin sahədə ox simmetriyası olduğundan, \vec{j} momentinin Z simmetriya oxu üzrə \vec{j}_Z proyeksiyası saxlanılır (hərəkət inteqralı olur). Lakin müxtəlif $|\vec{j}_Z|$ qiymətinə uyğun olan səviyyələrin enerjisi müxtəlif olur. Başqa sözlə desək, j_Z qiymətlərinə görə cırlaşma aradan qalxır. Lakin simmetriya oxunun hər iki yönəlməsi eynigüclü olduğundan j_Z ədədinin işarələrinə görə cırlaşma qalır. Fırlanma sərbəstlik dərəcəsi olan nüvə üçün j_Z ədədi momentin fırlanma oxu üzrə proyeksiyasını təyin edən K ədədinə çevrilir. Onda qeyri-sferik potensial sahədə alınan nüvə enerji səviyyələrini tam xarakterizə etmək üçün K-dan əlavə $nj\ell$ kvant ədələrinə bənzər daha üç kvant ədədi olmalıdır. Lakin, hələ indiyədək oxşar fiziki məna verən kvant ədədləri tapmaq mümkün olmamışdır. Bəzi hallarda asimptotik kvant ədədlərindən istifadə olunur ki, bu da yalnız böyük deformasiyalarda yararlı olur.

Qeyri-sferik nüvələr üçün birnuklonlu enerji səviyyələrini ilk dəfə Nilson hesablamışdır. Bunun üçün o, ox simmetriyası olan və güclü spin-orbital qarşılıqlı təsirinə malik aşağıdakı ossilyator potensial çuxurundan istifadə etmişdir.

$$V(r) = \frac{1}{2} M [\omega^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] + C \bar{l} \bar{s} + D \bar{l}^2$$

burada $\omega^2 = \omega_0^2(1 + 2/3\delta)$; $\omega_z^2 = \omega_0^2(1 - 4/3\delta)$; C, D, ω_0 – müəyyən sabitlər və δ -deformasiya parametridir.

Nüvənin çox böyük deformasiyalarında axırıncı iki həddi nəzərə almamaq olar. Bu halda nuklonun Nilson potensialında hərəkəti üç ox üzrə asılı olmayan harmonik hərəkətə gətirilir. Hərəkətlərin mümkün enerjiləri isə, uyğun olaraq $n_1 \hbar \omega_x$, $n_2 \hbar \omega_y$, $n_3 \hbar \omega_z$ olur. ($n_1, n_2, n_3 = 0, 1, 2, \dots$). Onda n_1, n_2, n_3 kəmiyyətləri nuklonun halını xarakterizə edən kvant ədədləridir. Bu ədədlərdən üç başqa kvant ədədlərinə keçmək olar: $N = n_1 + n_2 + n_3$, n_3 və orbital momentin simmetriya oxu üzrə proyeksiyasını göstərən L kvant ədədləri. Bu ədədlərə spin momentinin simmetriya oxu üzrə proyeksiyasını göstərən λ ədədini əlavə etməklə asimtotik ədədlər qrupunu almış olarıq.



Şəkil 2.6

Şəkil 2.6-də kiçik δ deformasiyası və az sayda səviyyələr üçün hesablamaların nəticələri göstərilmişdir. Göründüyü kimi, sferik nüvə üçün ($\delta=0$) dörd nuklon halı olan $p_{3/2}$ səviyyəsi, qeyri-sferik nüvədə ($\delta \neq 0$) momentin iki cüt: $\pm 1/2 \hbar$ və $\pm 3/2 \hbar$ mümkün proyeksiyalarına uyğun olan iki yarım səviyyəyə parçalanır.

Yarımsəviyyələrin cütlüyü mənfidir ($\ell=1$) və hər birində iki nuklon yerləşə bilər. $\delta > 0$ olduqda əvvəlcə j_z ədədi $\pm 1/2$ olan yarım-səviyyə, $\delta < 0$ olduqda isə, tərsinə, əvvəlcə j_z ədədi $\pm 3/2$ olan yarım-səviyyə nuklonlarla dolmağa baş-

layır. Eynilə də $d_{5/2}$ səviyyəsi momentin üç cüt: $\pm 1/2 \hbar$, $\pm 3/2 \hbar$ və $\pm 5/2 \hbar$ mümkün proyeksiyalarına uyğun olan üç yarım səviyyəyə parçalanır. Yarım səviyyələrin cütlüyü müsbətdir. ($\ell = 2$) və hər birində, yenə də, iki nuklon yerləşə bilər. $\delta > 0$ olduqda səviyyələrin dolma qaydası $|\bar{j}|$ ədədinin artması istiqamətində, $\delta < 0$ olduqda isə əvvəlcə $j_z = \pm 5/2$, sonra $j_z = \pm 1/2$ və nəhayət $j_z = \pm 3/2$ halları nuklonlarla dolmağa başlayır.

Ümumiyyətlə, bu halda alınan enerji səviyyələri spektrin bir sıra xüsusiyyətlərini qeyd etmək olar. Deformasiya artdıqca (δ parametrinin artması) eyni bir örtüyə aid olan səviyyələr "yayılır", $\delta = 0,3 \div 0,4$ qiymətlərində müxtəlif örtük səviyyələri bir-birini örtməyə başlayır və beləliklə nüvənin örtük xassəsi get-gedə zəifləyir. Lakin deformasiyanın sonrakı artımında səviyyələrin əvvəlkindən fərqli yeni örtük qruplaşmaları yaranır.

İndi də enerji səviyyələrinin Nilson sxemi ilə nüvələrin spinlərinin necə izah olunmasına baxaq. Əvvəlki paragrafda göstərildi ki, örtük modeli ${}_3\text{Li}^6$, ${}_{19}\text{F}^{19}$, ${}_{11}\text{Na}^{23}$ və başqa nüvələrin spinlərini izah edə bilmir. Lakin Nilson sxeminə görə bu nüvələrin spinləri düzgün izah edilə bilər. Məlum olduğuna görə həmin nüvələr sıfırdan fərqli q kvadrupol momenti-nə malik olub, qeyri-sferik formada olurlar.

Təcrübədən alınır ki, hər üç nüvənin kvadrupol momenti $q > 0$ və deməli $\delta = \Delta R/R > 0$ -dır. Ona görə də nüvələrin spinlərini Nilson sxemlərinin sağ tərəfinə görə təyin etmək olar. ${}_3\text{Li}^6$ nüvəsinin üçüncü tək protonu və üçüncü tək neytronu xarakteristikası $1/2^+$ olan alt səviyyədə yerləşir. Ona görə də nüvənin spin və cütlüyü 1^+ olmalıdır. ${}_{19}\text{F}^{19}$ nüvəsinin doqquzuncu tək protonu xarakteristikası $1/2^+$ olan yarım səviyyəyə düşür. Ona görə də nüvənin spin və cütlüyü $1/2^+$ olmalıdır. Nəhayət, ${}_{11}\text{Na}^{23}$ nüvəsinin on birinci tək protonu xarakteristikası $3/2^+$ olan yarım səviyyəyə düşür. Deməli, nüvənin spin

və cütlüyü $3/2^+$ olmalıdır. Hər üç nüvə üçün göstərilən xarakteristikaları eksperiment təsdiq edir. Bu qayda ilə yuxarı enerji səviyyələrinə uyğun gələn bir çox qeyri-sferik nüvələrin xarakteristikaları düzgün izah oluna bilər.

İndi də ox simmetriyasına malik olan qeyri-sferik nüvələrin fırlanma enerji səviyyələrini nəzərdən keçirək. Bu halda nüvə fırlanma ellipsoidi şəklində təsvir oluna bilər (şəkil 1.19) və nuklonların tam momentlərinin $\sum \vec{j}$ cəminin ox simmetriyası üzrə \vec{K} proyeksiyası alınır.

Əsas hal üçün \vec{K} nüvənin spinini göstərir. $\vec{K} = \vec{I}_0$ cüt-cüt nüvələr üçün $I_0 = K = 0$ olar.

Əgər qeyri-sferik nüvə əsas halda deyil, simmetriya oxuna perpendikulyar ox ətrafında fırlanma nəticəsində həyəcanlanmış hallarda olarsa, onda nüvənin spini

$$\vec{I} = \vec{K} + \vec{R}$$

təyin olunur, burada \vec{R} fırlanma momentidir. Onda fırlanma enerji səviyyələrinin qiyməti

$$E_f = \frac{\vec{R}^2}{2J} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{eff}}} [I(I+1) - K(K+1)]$$

olar. Burada J_{eff} - nüvənin ətalət momentinin effektiv qiyməti olub,

$$J = J_0 \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2; \quad J_0 = \frac{2}{5} MR^2$$

kimi təyin olunur, burada J_0 nüvə ölçüsündə olan bərk cismin ətalət momenti, R - ellipsoidin orta radiusudur.

Əgər cüt-cüt nüvələrə baxılırsa və nüvənin əsas ($K=0$) halına keçidlər nəzərdə tutularsa, onda

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{ef}}} I(I+1) \quad (2.3)$$

olar.

Simmetriya mülahizəsinə görə cüt-cüt nüvələr üçün I

yalnız cüt qiymətlər ala bilər, yəni $I=0,2,4,6$ və s. olmalıdır, ona görə də fırlanma səviyyələrinin enerjisi aşağıdakı kimi qiymətlər ala bilər:

$$E_0 = 0; E_1 = 3 \frac{\hbar^2}{J}; E_2 = 10 \frac{\hbar^2}{J}; E_3 = 21 \frac{\hbar^2}{J}; E_4 = 36 \frac{\hbar^2}{J} \text{ və s.}$$

Beləliklə, səviyyələrin enerjilərinin nisbəti:

$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : \dots = 1 : 10/3 : 7 : 12 : \dots$$

kimi alınır.

Müqayisə məqsədilə şəkil 2.7-də ${}_{92}\text{U}^{238+}$ nüvəsi üçün fırlanma səviyyələri göstərilmişdir. Göründüyü kimi, səviyyələrin cütlük və moment qiymətləri fırlanma səviyyələrinin uyğun parametrlərinin ardıcılığına uyğun gəlir. Səviyyələrin enerjilərinin nisbəti isə

0,785	—————	10 ⁺	
0,522	—————	8 ⁺	
0,309	—————	6 ⁺	$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 =$
0,148	—————	4 ⁺	$= 1 : 3,32 : 6,92 : 11,7 : 17,6$
0,0447	=====	2 ⁺	
0	=====	0 ⁺	

Şəkil 2.7

olub (2.3) münasibətindəki qanunauyğunluğa yaxın alınır. Lakin bir sıra nüvələr üçün səviyyələrin spininin böyük qiymətlərində (2.3) qanunauyğunluqdan kənara çıxma müşahidə olunur. Bu onunla izah oluna bilər ki, güclü fırlanmada nüvənin müəyyən qədər dartılması və ona görə də ətalət momentinin dəyişməsi mümkündür.

Bəzi sferik nüvələrdə fırlanma səviyyələrinin quruluşunun dəyişməsi daha mürəkkəb xarakter daşıyır. Belə nüvələr üçün fırlanma spektrinə xarakterik olan (2.3) qanunauyğunluğundan kənara çıxma ilə bərabər, fırlanma səviyyələri oblastında xarakteristikaları 2⁺, 3⁺ və s. olan əlavə səviyyələr müşahidə olunur. Bu səviyyələrin alınması nüvələrin ox simmetriyasından kənara çıxması ilə əlaqələndirilir.

Fırlanma spektrində (2.3) münasibətlərinə görə nüvələrin J_{eff} ətalət momentlərini, $\delta = \Delta R/R$ deformasiya əmsalları-

nı və eləcə də kvadrupol momentlərini təyin etmək olar. Məhz bu üsulla bir sıra ağır, deformasiyaya uğramış nüvələr üçün böyük kvadrupol momentləri və yüksək ehtimallı E2 keçidlərinin alınması izah olunur.

Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, böyük həyəcanlanmalarda nüvələrin quruluşunun, özək hissə belə daxil olmaqla, əsaslı dəyişilməsi mümkündür. Bu isə yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi nüvənin bütünlüklə bir-birindən aralı yerləşmiş (1-) dipol, (2⁺) kvadrupol, (3⁻) oktopol və s. rəqslərinə uyğun olan səviyyələrin alınmasına gətirir. Bu rəqslərdən ən mühümü dipol rəqsləridir ki, bu halda həyəcanlanma enerjisi $E \approx 15 \div 20$ MeV tərtibində olur.

Dipol rəqsləri nüvədəki bütün protonların bütün neytronlara nəzərən yerdəyişməsi ilə əlaqədardır. Nüvənin bu növ həyəcanlanması müxtəlif proseslərlə alına bilər. Məsələn, nüvənin γ kvantlarla şüalanmasında baş verən müxtəlif növ reaksiyalarda $[(\gamma, n), (\gamma, p)]$ həyəcanlanma funksiyası əyrisində $E_\gamma = 15 \div 20$ MeV intervalında nəhəng rezonans adlanan enli maksimum müşahidə olunur (bax F.III, § 7).

Nəhayət, yuxarıda göstərilənlərdən ümumiləşmiş modelin aşağıdakı üstünlüklərini göstərmək olar:

1. Bir sıra nüvələrin spinləri üçün düzgün qiymətlər alınır.
2. Qeyri sferik nüvələrin fırlanma səviyyələri izah edilir.
3. Bir sıra nüvələr üçün rəqsi hərəkətlərə uyğun spektrlər izah olunur.
4. Qeyri sferik nüvələr üçün elektrik kvadrupol momentlərinin böyük qiymətləri və böyük ehtimallı E2 keçidləri izah olunur.
5. Bir sıra nüvələr üçün maqnit momentlərinin qiyməti düzgün hesablanır.

III FƏSİL

RADİOAKTİVLİK

§ 1. Ümumi məlumat

Radioaktivlik dedikdə nüvələrin bir və ya bir neçə zərəcik buraxmaqla özbaşına parçalanması hadisəsi düşünülür. Parçalanmaya uğrayan nüvələr radioaktiv, qalan nüvələr isə stabil nüvələr adlanır. Radioaktiv parçalanmaya misal olaraq α -parçalanma, β -parçalanma, γ -şüalanma, ağır nüvələrin spontan bölünməsi və eləcə də nüvələrdən gecikmiş neytronların və protonların buraxılmasını göstərmək olar. Bundan başqa, tərkibində neytron çatışmamazlığı olan nüvələr proton buraxılmasına görə radioaktiv ola bilərlər. Lakin belə nüvələr üçün böyük ehtimalla konkurent α və β^+ parçalanma olduğundan proton buraxılması ilə parçalanma praktiki olaraq müşahidə olunmur.

Radioaktivliyin kəşf olunma tarixini qısaca nəzərdən keçirək. 1895-ci ildə alman fiziki Rentqen xüsusi nüfuzedici şüalar kəşf etdi və sonralar, həmin şüalar alimin adı ilə rentqen şüaları adlandırıldı.

Sonrakı təcrübələrdə müşahidə olunmuşdur ki, rentqen şüalarının buraxılması ilə birlikdə bəzi maddələrin fluoresensiyası da baş verir. Fluorensensiya şüalanmasının alındığı bütün hallarda rentqen şüalarının olub-olmamasını yoxlamaq üçün bir sıra təcrübələr aparılmışdır. Bu təcrübələrdə işıq şüasının təsiri ilə fluorensensiyaedici maddələr qara kağıza bükülmüş fotolövvhə vasitəsilə yoxlanılırdı. Əgər fluorensensiya ilə birlikdə rentqen şüalanması da baş versə, onda fotolövvhə qaralmalı idi. Müxtəlif maddələr üçün təcrübə apardıqda Bekkerel müşahidə etmişdir ki, doğrudan da, bir neçə uran duzlarında bu effekt müşahidə olunur. Lakin sonrakı

yoxlamalar göstərdi ki, effekt heç də fluorensensiya ilə əlaqədar deyildir, yəni uran duzları işıqlandırılmadıqda belə foto-lövhenin qaralması baş verir. Məlum oldu ki, həmin effekt bütün uran birləşmələrində və daha intensiv olaraq metal uranda da müşahidə edilir və heç bir xarici təsirdən asılı deyildir. Beləliklə, müəyyən edildi ki, müşahidə edilən effekt uran atomunun daxili xassəsidir. Atomların özlərindən bu növ şüa buraxma xassəsini ilk dəfə Pyer və Mariya Kürü radioaktivlik adlandırmışlar.

Onlar bir sıra başqa maddələrdə də radioaktivlik müşahidə etmiş və aktivliyi uranınkindən təqribən milyon dəfə çox olan polonium və radium elementlərini kəşf etmişlər. Sonra xarici elektromaqnit sahəsinin həmin şüalanmaya təsirini tədqiq etməklə müəyyən edildi ki, atomdan buraxılan şüalanmanı üç növə, $-\alpha$, β və γ -şüalarına ayırmaq olar.

Rezerford tərəfindən atom nüvəsi kəşf olunduqdan sonra (1911-ci il) yuxarıda göstərilən şüalanmanın məhz nüvə tərəfindən buraxıldığı aydın oldu.

Müşahidələr nəticəsində müəyyən olundu ki, radioaktivlik hadisəsi statistik xarakter daşıyır. Müxtəlif radioaktiv nüvələrin yaşama müddəti müxtəlif olduğuna baxmayaraq, çox sayda nüvə üçün müəyyən edilmiş orta yaşama müddəti (və ya sadəcə olaraq yaşama müddəti) həmin nüvələrin alınma üsulundan və heç bir xarici təsirdən asılı olmayan sabit kəmiyyət olub, verilmiş maddənin radioaktivliyini xarakterizə edir. Bundan başqa radioaktivlik buraxılan zərrəciklərin növü, enerjisi, zərrəciklər arasındakı bucaq paylanması və s. ilə də xarakterizə oluna bilər.

Sonralar, təbii radioaktiv nüvələrdən başqa laboratoriya üsulu ilə süni radioaktiv nüvələr də alınmışdır. Süni radioaktivliyi, ilk dəfə, stabil nüvələri müxtəlif yüklü zərrəciklərlə bombardman etməklə 1934-cü ildə F. və İ. Jolio Kuri kəşf etmişlər.

§ 2. Radioaktiv parçalanmanın əsas qanunları

Yuxarıda deyildiyi kimi radioaktiv parçalanma statistik xarakter daşıyır. Statistik qanunauyğunluğu təsvir etmək üçün işə müəyyən hadisənin baş vermə ehtimalı anlayışından istifadə edilməlidir. Bu məqsədlə bir radioaktiv nüvənin vahid zamanda λ parçalanma ehtimalı daxil edilir və bu kəmiyyət parçalanma sabiti adlanır. Əgər radioaktiv nüvələrin sayı (N) çox böyük olarsa, onda orta hesabla vahid zamanda λN qədər nüvə parçalanmaya məruz qalmalıdır. Bu halda $L = \lambda N$ kəmiyyəti radioaktiv preparatın aktivliyi adlanır. Onda, radioaktiv parçalanmanın əsas qanununu müəyyən etmək olar. Əgər t zamanında N sayda radioaktiv nüvə varsa və kiçik dt zamanında orta hesabla dN sayda nüvə parçalanmaya uğrayırsa, onda:

$$dN = -\lambda N dt \quad (3.1)$$

olar. Burada mənfi işarəsi onu göstərir ki, parçalanma prosesində radioaktiv nüvələrin ümumi sayı azalır. (3.1) münasibətini zamana görə inteqralladıqda radioaktiv parçalanmanın əsas qanununu aşağıdakı kimi alırıq:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.2)$$

burada N_0 - başlanğıcda ($t=0$ anında) götürülən radioaktiv nüvələrin sayıdır. (3.1)-dan L aktivliyini aşağıdakı kimi təyin etmək olar:

$$L = -\frac{dN}{dt}$$

λ parçalanma sabiti ilə radioaktiv nüvələrin τ orta yaşama müddətini və $T_{1/2}$ yarımparçalanma periodunu (radioaktiv preparatın yarısının parçalanmasına sərf olunan zaman) ifadə etmək olar. (3.2) ifadəsindən:

$$N = N_{0/2} = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2}) \quad (3.3)$$

və buradan

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

alınır.

τ orta yaşama müddəti isə aşağıdakı mülahizədən alınır. Əgər t zaman anındakı radioaktiv nüvələrin sayı N -dirsə, onda $t-t+dt$ zaman intervalında parçalanan nüvələrin sayı $\lambda N dt$ olar. Buradan orta yaşama müddəti üçün:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \frac{1}{\lambda} \quad (3.4)$$

alınır.

(3.3) və (3.4) ifadələrini müqayisə etdikdə:

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,69 \tau$$

alırıq.

Praktikada adətən $T_{1/2}$ müddətindən istifadə olunur. Yarımparçalanma periodunu verilmiş dəqiqliklə ölçmək üçün, əvvəlcə, (3.2) parçalanma qanunundan statistik kənarlaşmanın nə dərəcədə böyük olduğunu bilmək lazımdır. Bu məqsədlə, həmin kənarlaşmaların qiymətləndirilməsi üsulunu nəzərdən keçirək. $t=0$ anında mövcud olan radioaktiv nüvənin t zamanına qədər yaşaması üçün $W(t)$ ehtimalını təyin edək.

$t-t+dt$ intervalında parçalanma ehtimalı:

$$dW = -\lambda W(t) dt$$

olar və buradan $W(t)$ üçün

$$W(t) = e^{-\lambda t}$$

alırıq. ($W(0)=1$ qəbul edilir).

Əgər bir radioaktiv nüvəyə baxılırsa, onda t zamanda həmin nüvənin parçalanmama ehtimalı:

$$W_0(t) = e^{-\lambda t}$$

və parçalanma ehtimalı isə

$$W_1(t) = 1 - e^{-\lambda t}$$

olar.

İki radiaktiv nüvə üçün, onların parçalanmalarının bir-birindən asılı olmamasına görə, t zamanda heç bir parçalanma, bir və iki parçalanma olma ehtimalları, uyğun olaraq:

$$W_0 = e^{-\lambda t} e^{-\lambda t} = e^{-2\lambda t}$$

$$W_1 = 2 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})$$

$$W_2 = (1 - e^{-\lambda t})^2$$

şəklində yazılar.

Onda, uyğun olaraq, N sayda radioaktiv nüvə üçün:

$$W_0 = e^{-N\lambda t}$$

$$W_1 = N e^{-(N-1)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})$$

.....

$$W_n = \frac{N!}{n!(N-n)!} e^{-(N-n)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})^n$$

olar.

Adətən praktiki ölçmələrdə, böyük dəqiqliklə iki yaxınlaşma doğru olur: $n \ll N$ (qeyd olunan zərrəciklərin sayı radioaktiv nüvələrin tam sayına nisbətən çox kiçikdir) və $\lambda t \ll 1$ (ölçmə vaxtı yarımparçalanma perioduna nisbətən çox kiçikdir). Birinci qeyri-bərabərliyə görə $N! \approx N^n(N-n)!$ yazmaq olar, ikinciyə görə isə:

$$W_n = \frac{N^n}{n!} e^{-N\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})^n \approx \frac{N^n}{n!} e^{-N\lambda t} \cdot (\lambda t)^n$$

və ya

$$W_n \approx \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} \quad (3.5)$$

alarıq. Bu münasibət ehtimal nəzəriyyəsində Puasson paylanması adlanır.

Real eksperimentdə ödənilən $\lambda N t \gg 1$ şərtində W_n funksiyasının n kəmiyyətindən asılılığını yoxlayaq. n-nin kiçik qiymətlərində W_n kiçik olur (çünki eksponent üstü mənfi kəmiyyət çox böyükdür). n artdıqca $(N\lambda t)^n$ vuruğu hesabına W_n artmalıdır. $n = N\lambda t$ olduqda məxrəcdə n! ifadəsi sürətlə artdığından W_n azalmağa doğru dəyişməlidir. Beləliklə, W_n n-in $n = N\lambda t$ -də maksimumu olan və hər iki tərəfə doğru monoton azalan funksiyasıdır.

(3.5) ifadəsinin təqribi alınmasına baxmayaraq, asanlıqla göstərmək olar ki, bu halda bütün ehtimalların cəmi vahidə bərabərdir:

$$\sum W_n = 1$$

Onda, (3.5) ifadəsindən istifadə edərək zərrəciklərin sayından asılı olan istənilən kəmiyyətin orta qiymətini ($\overline{A(t)}$) aşağıdakı kimi adi qayda ilə hesablaya bilərik.

$$\overline{A(t)} = \sum A_n(t) W_n$$

Beləliklə, t zamanda parçalanan nüvələrin orta sayı:

$$\overline{n(t)} = \sum_{n=0}^{\infty} n W_n = N\lambda t \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-N\lambda t} = N\lambda t \quad (3.6)$$

olar. Deməli, parçalanan nüvələrin orta sayı Puasson paylanması maksimumu ilə üst-üstə düşür.

(3.6)-dən preparatın L orta aktivliyi aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$L = \frac{\overline{n}}{t} = \lambda N$$

Aktivliyin zamandan asılı olmaması yuxarıda qəbul etdiyimiz $\lambda t \ll 1$ yaxınlaşması ilə əlaqədardır.

Orta qiymətdən statistik kənara çıxmanı almaq üçün aşağıdakı kimi təyin edilən D dispersiyasını hesablamaq olar:

$$D = \overline{(n - \overline{n})^2} = \overline{n^2} - 2(\overline{n})^2 + (\overline{n})^2 = \overline{(n^2)} - (\overline{n})^2$$

burada $(\overline{n})^2$ kəmiyyəti (3.6) ifadəsindən tapılır, $\overline{(n^2)}$ kəmiyyəti isə (3.6) ifadəsindən aşağıdakı kimi tapılır:

$$\overline{(n^2)} = \sum n^2 W_n = e^{-N\lambda t} \sum \left\{ \frac{n(n-1)}{n!} (N\lambda t)^n + \frac{n(N\lambda t)^n}{n!} \right\} = (\overline{n})^2 + \overline{n}$$

Buradan dispersiya üçün sadə ifadə alınır:

$$D = \overline{n}$$

Dispersiyanın kvadrat kökü isə standart kənara çıxma

adlanır:

$$\delta = \sqrt{D} = \sqrt{n}$$

Standart kənara çıxmanın zərrəciklərin orta sayına nisbəti ölçmənin nisbi xətasını verir:

$$\Delta = \frac{\delta}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} = \frac{1}{\sqrt{N\lambda t}} \quad (3.7)$$

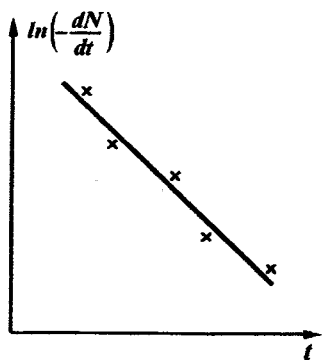
Faizlə verilən nisbi xəta ölçmənin birbaşa statistik dəqiqliyini təyin edir. (3.7) münasibətindən görünür ki, ölçmənin dəqiqliyi zamandan asılı olaraq zəif artır. Belə ki, məsələn, dəqiqliyi 10 dəfə artırmaq üçün ölçmə vaxtını və ya da radioaktiv preparatın miqdarını 100 dəfə artırmaq lazımdır.

λ parçalanma sabitini (və ya yarımparçalanma periodunu) təyin etmək üçün preparatın yaxınlığında saygac yerləşdirilir və bərabər zaman fasilələrində saygacın say sürəti qeyd edilir (say sürəti zamanın funksiyası olan λN aktivliyə mütənasib olmalıdır). Aktivliyin loqarifmasının zamandan asılılıq qrafiki qurulur. Preparatın sadə və ya mürəkkəb parçalanmaya uğramasından asılı olaraq qrafikdə alınan asılılıq əyrisinin forması müxtəlif olmalıdır.

Əvvəlcə sadə parçalanmaya baxaq. Bu halda (3.2) münasibətinə görə aktivliyin loqarifmasının zamandan asılılığı xəttidir:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t$$

və uyğun qrafik düz xətt verməlidir. Düz xəttin yönəlmə bucağının tangensi parçalanma sabitinə bərabər olar. Lakin (3.2) münasibəti ölçmədə alınan orta qiymətlərə görə doğrudur. Real eksperimentdə isə eksperimental nöqtələrin həmin qanundan bu və ya digər tərəfə kənara çıxmaları müşahidə edilir (şəkil 3.1). Ona görə də düz xətti elə çəkmək lazım gəlir ki, eksperimental nöqtələrə maksimum uyğun olsun. Bunun üçün ən kiçik kvadrat üsulundan, yəni eksperimental nöqtələrin düz xətdən orta kvadratik kənara çıxmasının minimum olması şərtindən istifadə olunur.



Şəkil 3.1

Beləliklə, düz xətt keçirildikdən sonra, standart δ fərqi (bu məhz orta kvadratik kənara çıxma olur) \sqrt{n} -dən böyük olmamasını yoxlamaq lazımdır. Əgər $\delta > \sqrt{n}$ olarsa, bu o deməkdir ki, baxılan halda sadə parçalanma deyil, hər hansı bir mürəkkəb proses qeyd olunmuşdur.

İndi də, mürəkkəb radioaktiv parçalanmanın müxtəlif növlərini nəzərdən keçirək. Əvvəlcə göstər-

mək olar ki, radioaktiv peraparatın tərkibində bir deyil, bir neçə növ radioaktiv nüvələr olduqda yekun parçalanma bir eksponensial əyri ilə deyil, mürəkkəb asılılıqla təsvir olunmalıdır. Məsələn, əgər preparatın tərkibində parçalanma sabitləri λ_1 və λ_2 olan iki növ radioaktiv nüvələr varsa, onda nüvələrin tam sayının zamandan asılılıq qanunu aşağıdakı kimi verilir:

$$N = N_1 e^{-\lambda_1 t} + N_2 e^{-\lambda_2 t}$$

burada N_1 və N_2 birinci və ikinci növ nüvələrin $t=0$ anındakı saylarıdır. Onda aktivliyin loqarifmik qiyməti üçün:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda_1 N_1 e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 N_2 e^{-\lambda_2 t})$$

ifadəsi alınar. Bu halda iki müxtəlif λ_1 və λ_2 parçalanma sabitlərini (və ya yarımparçalanma müddətlərini) aşağıdakı kimi təyin etmək olar.

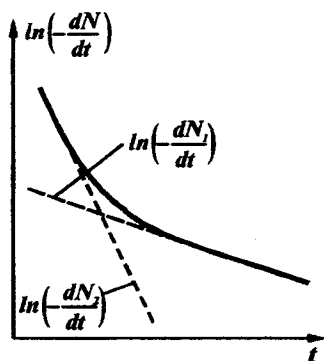
Əgər $\lambda_1 \gg \lambda_2$ və $N_1 \approx N_2$ olarsa, onda t zamanın kiçik qiymətlərində:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) \cong \ln(\lambda_1 N_1) - \lambda_1 t$$

və zamanın böyük qiymətlərində ($t \gg \frac{1}{\lambda_1}$) isə:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) \cong \ln(\lambda_2 N_2) - \lambda_2 t$$

münasibətlərini almaq olar. Bu halda asılılıq əyrisinin iki təqribən düzxətli oblastı (şəkil 3.2) alınır ki, buradan λ_1 və λ_2 sabitlərini təyin etmək mümkündür.



Şəkil 3.2

Əgər $\lambda_1 > \lambda_2$ (çox böyük deyil) və ya $N_1 \ll N_2$ olarsa, onda əvvəlcə t zamanının böyük qiymətlərində yaşama müddəti çox olan komponenti ayırmaq olar. Buradan λ_2 təyin etdikdən sonra aşağıdakı asılılıq qrafikini qurmaq lazımdır:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt} - \lambda_2 N_2 e^{-\lambda_2 t}\right) = \text{const} - \lambda_1 t$$

Onda, alınan düzxətli qrafik asılılıqdan λ_1 təyin edilə bilər.

Mürəkkəb parçalanma eyni bir radioaktiv nüvənin ardıcıl parçalanmasında da alınə bilər. Belə ki, əksər hallarda, parçalanmadan alınan nüvə də öz növbəsində radioaktiv olur və başqa nüvəyə parçalanır. Məsələn, 1 nüvəsinin 2 nüvəsinə və 2 nüvəsinin öz növbəsində 3 nüvəsinə parçalanmasına baxaq. Bu halda 1 nüvələrinin sayının (N_1) və 2 nüvələrinin sayının (N_2) dəyişməsi aşağıdakı tənliklər sistemi ilə verilir:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1; \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \quad (3.8)$$

Bu o deməkdir ki, 1 nüvələrinin sayı öz məxsusi parçalanması hesabına azalır, 2 nüvələrinin sayı isə məxsusi parçalanma hesabına azalır və 1 nüvələrinin parçalanması hesabına artır. Deyək ki, $t=0$ anında:

$$N_1(0) = N_{10}; N_2(0) = 0$$

Onda (3.8) tənliklərinin həlli:

$$N_1 = N_{10}e^{-\lambda_1 t}; N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.9)$$

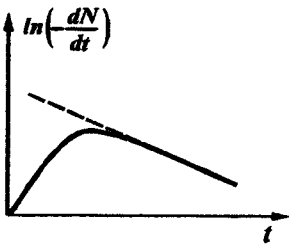
şəklində və yekun aktivlik aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\lambda_1 N_1 + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} \left\{ e^{-\lambda_1 t} \left(1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) - e^{-\lambda_2 t} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \right\}$$

Yekun aktivliyin loqarifmik qiymətinin zamandan asılılığının aşağıdakı üç halını göstərmək olar:

a) $\lambda_1 > 2\lambda_2$. Bu halda (3.9) düsturundakı eksponensial hədlərin işarələri eynidir və asılılıq əyrisi iki bir-birindən asılı olmayan izotoplarda olduğu kimi alınır.

b) $\lambda_2 > \lambda_1$. Bu halda (3.9) münasibətinin qrafiki monoton deyil şəkil 3.3-də göstərildiyi kimi maksimuma malik olur. Əyrinin başlanğıc artan hissəsi daha aktiv olan 2 nüvələrinin yığılması ilə izah olunur. Zamanın böyük qiymətlərində ($\lambda_2 t \gg 1$) ikinci eksponentin qiyməti nəzərə alınmayacaq dərəcədə azalır, 1 və 2 nüvələrin sayı arasında aşağıdakı kimi ifadə olunan radioaktiv tarazlıq yaranır (bu dinamiki tarazlıq deyilir):



$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \quad (3.10)$$

Bu halda 1 və 2 nüvələrinin aktivliyi bir-birinə bərabər olur.

v) $\lambda_2 \gg \lambda_1$. Bu halda (3.10) dinamik tarazlığı əsr tarazlığına çevrilir:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (3.11)$$

Bu tarazlığa misal olaraq ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ ($T_{1/2} \approx 1600$ il) izotopunun α -parçalanma ilə radiaktiv ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ ($T_{1/2} \approx 38$ gün) izotopuna (qaz halında olur) çevrilməsini göstərmək olar. (3.11) əsr tarazlığı yaşama müddəti çox böyük olan izotopla-

rın yarımparçalanma periodlarının təyin edilməsində geniş istifadə olunur.

İndi də, radioaktivlik vahidlərini göstərmək olar. Aktivlik vahidi olaraq küri qəbul edilir. 1 Küri - bir saniyədə $3,7 \cdot 10^{10}$ parçalanma aktları baş verən preparatın aktivliyidir. Bu aktivlik ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ radioaktiv izotopu ilə əsr tarazlığında olan 1q ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ izotopunun α -aktivliyinə bərabərdir. Çox hallarda Küridən daha kiçik vahid olan milli-Küri və mikroKüridən istifadə olunur. Beləliklə: 1 Küri = $3,7 \cdot 10^{10}$ parç/san; 1 ml-Küri = $3,7 \cdot 10^7$ parç/san; və 1 mk-Küri = $3,7 \cdot 10^4$ parç/san

Küri ilə birlikdə aktivliyin başqa vahidi olan Rezerford (Rd) da işlədilir. 1Rd elə preparatın aktivliyidir ki, 1 san müddətində 10^6 parçalanma aktları müşahidə olunsun. Yəni: 1 Rd = 10^6 parç/san

§ 3. Radioaktiv ailələr

Radioaktiv elementlərin sistemətik öyrənilməsi göstərdi ki, həmin elementləri elə ardıcıl yerləşdirmək olar ki, radioaktiv ailələr və ya sıralar adlanan üç ardıcıl zəncir şəklində alınsın.

Birinci ailə uran ailəsi adlanır. Bu ailə α -radioaktiv ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopundan başlayır. Həmin izotop $4,5 \cdot 10^{10}$ il yarımparçalanma periodu ilə ${}_{90}\text{Th}^{234}$ (torium) β -radioaktiv izotopuna, o da 24 gün yarımparçalanma müddətilə yenidən β -radioaktiv ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ (protaktinium) izotopuna və s. çevrilir. Başqa radioaktiv elementlərlə birlikdə bu ailədə ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ (radium) radioaktiv izotopu və ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ (radon) radioaktiv qazı müşahidə olunur və həmin ailə stabil ${}_{82}\text{Pb}^{206}$ (qurğuşun) izotopunda qurtarır.

İkinci ailə aktinouran ailəsi adlanır. Bu ailə uranın başqa α -radioaktiv izotopu olan ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopundan başlayır. Həmin izotop $7 \cdot 10^8$ il yarımparçalanma periodu ilə β -

radioaktiv ${}_{90}\text{Th}^{231}$ izotopuna, o da, α -radioaktiv ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ izotopuna, o da, öz növbəsində, ${}_{89}\text{Ac}^{227}$ (aktinium) izotopuna və s. çevrilir. Bu ailədə də qaz şəklində radioaktiv ${}_{86}\text{Rn}^{219}$ izotopu müşahidə olunur və həmin ailə stabil ${}_{82}\text{Pb}^{207}$ izotopunda qurtarır.

Üçüncü ailə torium ailəsi adlanır. Bu ailə α -radioaktiv ${}_{90}\text{Th}^{232}$ izotopundan başlayır. Həmin izotop $1,4 \cdot 10^{10}$ il yarımparçalanma periodu ilə β -radioaktiv ${}_{88}\text{Ra}^{228}$ izotopuna və s. çevrilir. Bu ailədə də qaz şəklində radioaktiv ${}_{86}\text{Rn}^{220}$ izotopu müşahidə olunur və həmin ailə stabil ${}_{86}\text{Pb}^{208}$ izotopunda qurtarır. Göründüyü kimi, hər üç ailənin qurğuşun elementinin müxtəlif izotoplarında qurtarması, həmin izotopların, tərkibində sehirləyici 82 proton olmaqla xüsusi stabilliyə malik olması ilə əlaqədardır.

Radioaktiv ailələrdə elementlərin ardıcıl parçalanmasında onların kütlə ədədi ya dəyişmir (β -parçalanma), ya da 4 ədəd azalır (α -parçalanma). Bu qanunauyğunluq sürüşmə qaydası adlanır və radioaktiv izotopların hansı ailəyə aid olduğunu təyin etməyə imkan verir. Sürüşmə qaydasına görə hər üç ailə üçün kütlə ədədi aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$A = 4n + C$$

burada n - tam ədəd; birinci ailə üçün $C=2(n>50)$; ikinci ailə üçün $C=3 (n>50)$ və üçüncü ailə üçün $C=0 (n>51)$.

Bu halda $C=1$ uyğun ailənin olmaması diqqəti cəlb edir. Bu isə dördüncü ailə olmalı idi. Sonralar (1939-1940 illər) güclü neytron, yüklü zərrəciklər və ionlar dəstəsi ilə ${}_{92}\text{U}$ nüvələrini şüalandırırdıqda gedən nüvə reaksiyalarında sıra nömrəsi $Z>92$ olan ağır elementlər - transuran elementləri kəşf edilmişdir. Bunlara misal olaraq ${}_{93}\text{Np}$ (neptunium), ${}_{94}\text{Pn}$ (plutonium), ${}_{95}\text{Am}$ (amerisium), ${}_{96}\text{Cm}$ (kürium), ${}_{97}\text{Bk}$ (berklum), ${}_{98}\text{Cf}$ (kalifornium) və s. elementləri göstərmək olar. Həmin süni alınmış radioaktiv elementləri təhlil etməklə dördüncü ailə də kəşf olunmuşdur.

Dördüncü ailənin başlanğıc elementi β -radioaktiv ${}_{94}\text{Pu}^{241}$ (plutonium) izotopudur. Bu izotop çox az yarımpar-

çalanma periodu ilə α -radioaktiv ${}_{95}\text{Am}^{241}$ (amerisium) izotopuna, o da öz növbəsində az yarımparçalanma periodu ilə çox böyük yarımparçalanma perioduna malik olan ($2,25 \cdot 10^6$ il) α -radioaktiv ${}_{92}\text{Np}^{237}$ (neptinium) izotopuna çevrilir. Bu ailədə məhz ən böyük yarımparçalanma periodu Np izotopuna aid olduğu üçün həmin ailə neptinium ailəsi adlanır. Sonra, ${}_{93}\text{Np}^{237}$ izotopu β -radioaktiv ${}_{91}\text{Pa}^{233}$ izotopuna, o da, öz növbəsində, α -radioaktiv və böyük yarımparçalanma perioduna malik olan ($1,62 \cdot 10^5$ il) ${}_{92}\text{U}^{233}$ izotopuna və s. çevrilir. Bu ailəyə daxil olan başqa izotoplar içərisində ${}_{87}\text{Fr}^{221}$ (fransium) izotopunu və ${}_{87}\text{At}^{217}$ (astatnium) izotopunu qeyd etmək lazımdır. Bu elementlər, transuran elementləri nəzərə alınmazsa, Mendelejev cədvəlində ən gec (1939-1940 il) kəşf olunan elementlərə aiddir. Neptinium ailəsi, tərkibində sehirlili ədəd 126 neytron olan stabil ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ (vismut) izotopunda qurtarır.

Qeyd etmək lazımdır ki, ailənin başlanğıcında az yaşama müddətinə malik izotopların olması təkcə dördüncü ailəyə aid deyildir. Sonralar, transuran elementlərinin geniş öyrənilməsi nəticəsində əvvəlki ailələrdə də başlanğıcda az yaşama müddətinə malik olan izotoplar müəyyən edilmişdir. Bundan başqa, heç bir radioaktiv ailəyə daxil olmayan bir sıra elementlər tapılmışdır. Bu elementlər, sonradan əsas ailələrdən birinə qarışan, bir növü, budaq ailələr təşkil edir.

Radioaktiv ailələr üçün xarakter xüsusiyyətlərdən biri də bəzi elementlərin iki yolla (α -parçalanma və β -parçalanma) parçalanmaya uğrayaraq (çəngəl formasında) qonşu elementlərə çevrilməsidir. Bu halda yenidən parçalanmadan alınan element β -parçalanma ilə və tərsinə olaraq qonşu elementə çevrilir. Belə çevrilmələr - birinci, üçüncü və dördüncü ailələrdə vismut elementinin uyğun olaraq ${}_{83}\text{Bi}^{214}$, ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ və ${}_{83}\text{Bi}^{213}$ izotoplarında və ikinci ailədə isə üç nüvədə ${}_{89}\text{Ac}^{227}$ (aktinium), ${}_{84}\text{Po}^{215}$ (polonium) və ${}_{83}\text{Tl}^{211}$ (tallium) izotoplarında müşahidə olunur.

§ 4. α -parçalanma

α -parçalanma dedikdə ağır nüvələrin özbaşına parçalanmada α -zərrəciklər (${}^2\text{He}^4$ nüvələri) buraxması hadisəsi nəzərdə tutulur. Bu halda nüvənin kütlə ədədi dörd vahid, yükü isə iki vahid azalır:



Burada ${}_Z\text{X}^A$ və ${}_{Z-2}\text{X}^{A-4}$ nüvələri uyğun olaraq ana və qız nüvələrdir.

α -parçalanmada müəyyən edilən əsas eksperimental nəticələri gözdən keçirək:

1) 1911-ci ildə Heyger və Nettol hər üç radioaktiv ailə üçün α -parçalanma sabiti (λ) ilə buraxılan α -zərrəciklərin qaçış məsafəsi (R_α) arasında aşağıdakı qanunauyğunluq müəyyən etmişlər:

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B \quad (3.12)$$

burada A hər üç ailə üçün sabit olan əmsal, B isə müxtəlif ailələr üçün təqribən 5% fərqlənən sabitdir. Qaçış məsafəsi α -zərrəciklərin kinetik enerjisi (T_α) müəyyən üstlü funksiya şəklində əlaqəli olduğundan, (məsələn, hava üçün $R \approx 0,3T_\alpha^{3/2}$ olur) münasibətini belə də yazmaq olar:

$$\lg \lambda = A' \lg T_\alpha + B'$$

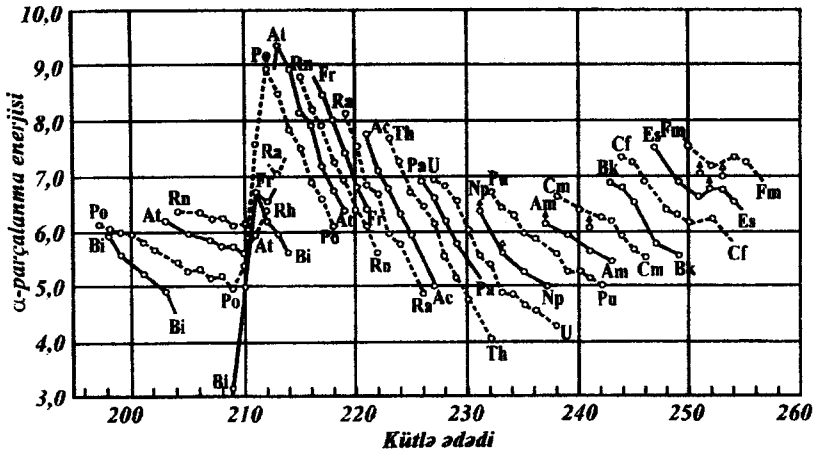
burada A' və B' uyğun olaraq A və B əmsallarına oxşar olan ədədlərdir.

2) α -radioaktiv nüvələrin yarımparçalanma periodları böyük intervalda dəyişdiyi halda (10^{-7} san-dən 10^{10} ilə qədər) buraxılan α -zərrəciklərin enerjisi çox məhdud intervalda dəyişir. Bu interval ağır nüvələr üçün 4÷9 MeV və nadir torpaq elementləri üçün 2÷4,5 MeV müəyyən edilmişdir.

3) α -radioaktivlik adətən ağır elementlərdə müşahidə olunur. Belə ki, dövrü sistemin bütün elementləri ciddi

müəyyən edilmiş bir sərhədlə, α -radioaktiv və α -stabil nüvələrə bölünür. α -radioaktiv nüvələr Z sıra nömrəsi $Z > 83$ olan nüvələrdir. Bu nüvələr üçün Z sıra nömrəsi artdıqca buraxılan α -zərrəciklərin enerjisi artır. Lakin bu qruplaşmada bir neçə nadir torpaq elementləri (məsələn, ${}_{62}\text{Sm}^{146}$, ${}_{78}\text{Pt}^{190}$) eləcə də, süni alınmış, çox neytron çatışmamazlığı ilə fərqlənən, bir sıra nüvələr müstəsna təşkil edir.

4) Eyni bir elementin müxtəlif izotopları üçün α -parçalanma enerjilərinin (E_α) müqayisə etdikdə müəyyən olur ki, kütlə ədədi (A) artdıqca E_α qanunauyğun olaraq azalır (şəkil 3.4). Bu qanunauyğunluq xüsusilə cüt-cüt nüvələr üçün aşkar nəzərə çarpır. Bundan istifadə edərək naməlum izotoplardan buraxılan α -zərrəciklərin enerjisini təyin etmək olar. Lakin, bu hal kütlə ədədinin bütün qiymətləri üçün deyil, kütlə ədədi $A > 215$ və $A < 209$ olan nüvələrdə özünü göstərir, aralıq nüvələrdə isə qanunauyğunluq pozulur.



Şəkil 3.4

5) Müəyyən bir izotopdan buraxılan α -zərrəciklər, adətən müəyyən bir enerjiyə malik olurlar. Lakin dəqiq ölçmə-

lər nəticəsində müəyyən edildi ki, α -zərrəciklərin spektri incə quruluşa malikdir, yəni spektrdə bir deyil, bir-birinə yaxın bir neçə enerjisi α -zərrəciklər qrupu müşahidə olunur. Bu halda qız nüvələri qeyri-sferik olan α -parçalanmalarda daha çox incə quruluş xətləri alınır və enerjisi kiçik olan α -zərrəciklərin intensivliyi az olur.

6) İki növ α -parçalanma müşahidə olunur. Bəzi nüvələrdə əsas qrup α -zərrəciklərlə birlikdə az miqdar nisbətən böyük enerjili α -zərrəciklər buraxılır ki, bunlar uzunqaçışlı α -zərrəciklər adlanır.

İndi də eksperimental nəticələrin energetik izahına baxaq. Yuxarıda göstərilən bir sıra qanunauyğunluqlar nüvənin damcı modelinə görə izah oluna bilər. Doğrudan da, α -parçalanmanın energetik mümkün olması üçün ana nüvənin əlaqə enerjisi, qız nüvə və α -zərrəciyin əlaqə enerjiləri (uyğun olaraq $E(A-4, Z-2)$ və $E(\alpha)$ cəmindən kiçik olmalıdır. Onda parçalanmada ayrılan tam enerji (ΔE) aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\Delta E = E(A-4, Z-2) + E(\alpha) - E(AZ) \quad (3.13)$$

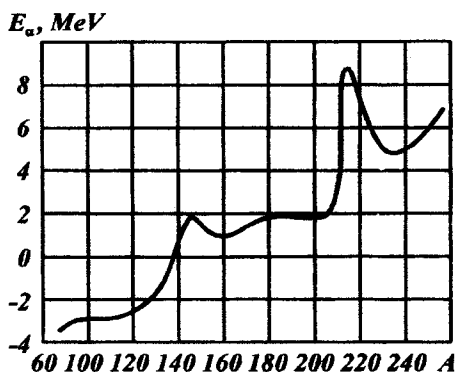
$\Delta E < 0$ olduqda α -parçalanma qadağan olunmuş, $\Delta E > 0$ olduqda icazə verilmiş olur. (3.13) münasibətindəki hər bir hədd damcı modelinin verdiyi (yarımempirik düsturla verilir, nəticədə, ΔE ana nüvə üçün A və Z ədələri ilə ifadə olunur. Alınan ifadənin təhlili göstərir ki, təqribən $Z > 73$ üçün $\Delta E > 0$ olur və Z artdıqca ΔE artır. Deməli, bununla eksperimental qanunauyğunluqlardan biri olan, α -parçalanmanın ağır elementlər üçün müşahidə olunması və α -parçalanmanın enerjisinin Z -dən asılı olaraq artması izah olunur.

Lakin, damcı modelinin verdiyi nəticələr çox da dəqiq ola bilməz. Məsələn, α -parçalanmanın nadir torpaq elementlərdə ($Z \approx 60$) müşahidə olunması göstərir ki, bu model α -parçalanmanın nəzəri sərhəddinin yüksəldilmiş qiymətini verir.

α -parçalanmanın daha dəqiq sərhəddini müəyyən etmək üçün parçalanma enerjisini aşağıdakı şəkildə nüvələrin dəqiq kütlələri ilə ifadə etmək lazımdır:

$$\Delta E = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(\alpha)]c^2$$

İzobar nüvələr üçün aparılan dəqiq hesablamalar göstərir ki, nadir torpaq elementlərindən başlayaraq bütün ağır nüvələr üçün $\Delta E > 0$ olur və ΔE -nin A -dan asılılıq əyrisində: $A \approx 145$ və $A \approx 212$ qiymətlərində iki maksimum müşahidə olunur (şəkil 3.5).



Şəkil 3.5

Birinci maksimum tərkibində 82 neytronu, ikinci isə 82 protonu olan qız nüvələrə uyğundur. Hər iki halda nüvələrin kütləsi nisbətən kiçik olur və bu nüvələrə α -parçalanma böyük enerji ayrılması ilə baş verir. Lakin göstərilirdiyi kimi 82 sehirli ədəldəndən biridir və nüvənin örtük modeli ilə əlaqədardır (bax F.II, § 3).

Nüvənin damcı modeli və örtük modelinin köməyi ilə α -parçalanmanın enerjisinin eyni elementin izotopları üçün kütlə ədədindən asılı olaraq azalması faktı da izah oluna bilər. Doğrudan da $E_\alpha = \Delta E$ enerjisinin A və Z -dən asılılıq ifadəsindən

$\left(\frac{\partial E_\alpha}{\partial A}\right)_Z$ törəməsini alsaq, onda α -radioaktiv nüvələrə uyğun A və Z üçün

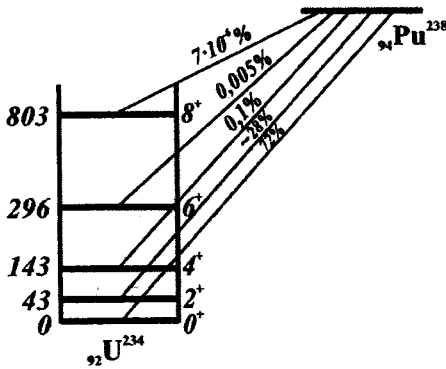
$\left(\frac{\partial E_\alpha}{\partial A}\right)_Z < 0$ olduğu müəyyən edilir.

Deməli, müxtəlif izotoplar üçün A artdıqca E_α azalır. Bu qanunauyğunluqlardan $209 < A < 215$ oblastında kənara çıx-

ma, yenə də, damcı modeli ilə izah oluna bilməz. Bu hal tərkibində 126 neytron olan nüvə ətrafında baş verir. 126 ədədi də 82 kimi sehirlə ədəddir və örtük modeli ilə verilir. Deməli, E_α parçalanma enerjisi ana nüvənin qapalı örtüyü olduğu halda azalır, qız nüvənin qapalı örtüyü olduğu halda isə artır. E_α enerjisinin nüvədəki protonların sayından asılı olaraq dəyişməsinə nüvə qüvvələri və kulon qarşılıqlı təsir qüvvələrinin nisbi dəyişməsi ilə də izah etmək olar. Nüvədə protonların sayının artması kulon qarşılıqlı təsir enerjisinin artmasına, bu isə, α -parçalanma enerjisinin artmasına səbəb olur. Ona görə də nadir torpaq elementləri oblastında müşahidə olunan α -radioaktiv nüvələr neytronların sayı nisbətən az olan nüvələrdir (məsələn, ${}_{67}\text{Ho}^{151}$, ${}_{67}\text{Ho}^{152}$). Nüvədə neytronların sayının artması isə nüvə qüvvələri hesabına əlaqə enerjisinin artmasına və beləliklə α -parçalanma enerjisinin azalmasına səbəb olur (şəkil 3.4). α -parçalanma spektrinin incə quruluşu və uzunqaçışlı α -zərrəciklərin alınması nüvənin örtük modelinə görə izah oluna bilər. Bəzi hallarda parçalanmadan alınan qız nüvə əsas halda deyil, bir sıra həyəcanlanma hallarında ola bilər. Onda, α -parçalanma qız nüvənin əsas halı ilə bərabər həyəcanlanma hallarına da baş verə bilər. Lakin aşağıda görəcəyimiz, α -parçalanma ehtimalının enerjiden (E_α) çox kəskin asılılığına görə, həyəcanlanma hallarına keçidlərin intensivliyi əsas halda nisbətən çox az olur. Odur ki, təcrübədə yalnız az həyəcanlanma enerjilərinə malik olan fırlanma səviyyələrinə baş verən α -parçalanma keçidləri müşahidə edilə bilər. Bu keçidlər α -parçalanmanın incə quruluşunu müəyyən edir.

Nümayiş məqsədilə şəkil 3.6-da ${}_{94}\text{Pu}^{238}$ izotopunun α -parçalanmasında alınan incə quruluş keçidlərinin sxemi göstərilmişdir. Bu halda ${}_{92}\text{U}^{234}$ qız nüvəsi qeyri-sferik formada olur.

Sxemdə həmin nüvənin fırlanma enerji səviyyələrinin KeV-lərlə enerjiləri və spin-cütlük xarakteristikaları



Şəkil 3.6

xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

α -parçalanma, eləcə də, ana nüvənin əsas və həyəcanlanma səviyyələrindən baş verə bilər. Həyəcanlanma səviyyələrindən olan keçidlərdə α -zərrəciklərin enerjiləri böyük olur - bunlar uzunqaçışlı zərrəciklər adlanır. Lakin ana nüvə həyəcanlanma hallarında olduqda, yalnız birbaşa α -parçalanma ilə qız nüvəyə deyil, həm də, əvvəlcə γ -şüalanması ilə aşağı həyəcanlanma hallarına və ya əsas səviyyəyə keçə bilər (bax § 7). Deməli nüvənin α -parçalanması γ -şüalanma ilə konkurent olur. γ -şüalanma ehtimalı α -parçalanmaya nəzərən daha çox olduğundan ($\lambda_\gamma \gg \lambda_\alpha$) uzunqaçışlı α -zərrəciklərin intensivliyi çox az olur.

Göründüyü kimi, α -parçalanmada müşahidə olunan bir sıra eksperimental qanunauyğunluqlar nüvənin damcı və örtük modellərinin köməyi ilə izah olunur. Qalan iki qanunauyğunluğun (Heyger-Nettol qanunu və E_α enerjisinin məhdud intervalda yerləşməsi) izahına keçək. Bu məqsədlə, mikroaləmin kvant mexanikasının makrocisimlərin klassik mexanikasından olan fundamental fərqli cəhətlərindən birini göstərək. Klassik nəzəriyyədə energetik əlverişli və bütün saxlanma qanunları ilə icazə verilmiş proses getməyə bilər. Məsələn, energetik əlverişli olmağına baxmayaraq, stol üzə-

rindəki qədəhdən su tökülmür. Kvant mikroaləmində isə belə olmur. Əgər bu hadisəni mikroaləmdə təsəvvür etsək (ölçülərin mikroaləm ölçülərinə yaxınlaşdığı halda), onda su dərhal döşəmədə olmalı idi. Deməli, mikroaləmdə saxlanma qanunları ilə icazə verilmiş proses mütləq baş verməlidir. Görək bu prinsip α -parçalanmada necə meydana çıxır. Əvvəlcə göstərək ki, α -parçalanma klassik nöqtəyi-nəzərdən mümkün olmayan şəraitdə gedir. Bunun üçün nüvə daxilində və nüvədən kənarında α -zərrəciyin potensial enerjisinin qrafikinə baxaq (şəkil 1.8). Nüvədən kənarında yaxına təsir nüvə qüvvələri sıfıra yaxınlaşır və α -zərrəciyə potensialı aşağıdakı kimi ifadə olunan yalnız Kulon elektrostatik itələmə qüvvələri təsir edir:

$$U_k = k \frac{2Ze^2}{r}$$

Nüvənin sərhəddində nüvə qüvvələri ilə əlaqədar güclü cazibə meydana çıxır və $V(r)$ potensial əyrisi birdən-birə aşağı düşür. Nüvə daxilində bir tərəfdən potensialın dəqiq forması məlum deyildir, digər tərəfdən də hazır şəkildə α -zərrəciyin nüvə daxilində olduğunu güman etmək olmaz. Lakin sonrakı mühakimələrin asanlaşması üçün α -zərrəciyin nüvə daxilində hazır şəkildə olduğunu fərz etmək olar. Onda nüvə daxilindəki potensialın qiymətini α zərrəciyin enerjisindən kiçik və sabit göstərmək olar. Potensialın nüvə xaricindəki Kulon oblastı potensial çəpər, bunun maksimum qiyməti isə çəpərin hündürlüyü adlanır. Məsələn, radiusu və yük ədədi uyğun olaraq $R=10^{-12}\text{sm}$ və $Z=100$ olan nüvə üçün potensial çəpərin hündürlüyünü qiymətləndirmək olar:

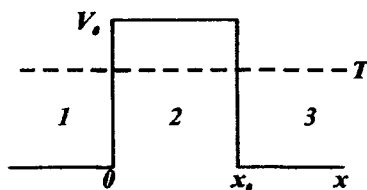
$$U = k \frac{2Ze^2}{R} \approx 30\text{MeV}$$

Biz, əlbətdə, bunu olduqca təqribi qiymətləndirdik. Lakin həqiqi qiymət bundan çox da fərqlənə bilməz. Digər tərəfdən, yuxarıda gördük ki, α -zərrəciklərin kinetik enerjisi 4-9 MeV intervalında yerləşir, yəni potensial çəpərin hündürlüyündən çox kiçikdir. Ona görə də klassik mexanikaya görə α -parçalanma mümkün deyildir. Bu hadisəni kvant mexanikasına görə nəzərdən keçirək. Ona görə də mikrozərrəciyin potensial çəpərdən keçməsinə (buna tunnel effekti də deyilir) araşdıraq.

Əvvəlcə sadə, birölçülü düzbucaqlı potensial çəpər olduğu hala baxaq (şəkil 3.7). Şəkildən görüldüyü kimi, potensialın qiyməti:

$$V = \begin{cases} 0 & x < 0 & x > x_0 \\ V_0 & 0 < x \leq x_0 \end{cases}$$

olduqda təyin olunur.



Şəkil 3.7

Deyək ki, kütləsi m və kinetik enerjisi $T < V_0$ olan zərrəcik soldan sağa doğru hərəkət edir və onun V_0 potensial çəpərdən keçmə ehtimalını tapmaq tələb olunur.

Məlumdur ki, kvant zərrəciyinin halını təsvir edən ψ dalğa funksiyası aşağıdakı

Şredinger tənliyini ödəyir:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V)\psi = 0$$

burada $\psi = \psi(x, y, z)$, E - zərrəciyin tam enerjisi, V isə potensial enerjidir. Birölçülü hal üçün tənlik:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(x)]\psi = 0$$

olar və şəkil 3.7-də göstərilən müxtəlif oblastlar üçün aşağıdakı kimi yazılar:

$$\begin{aligned}
\text{I. } & \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (V=0 \text{ və } T=E) \\
\text{II. } & \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \psi = 0 \quad (V > E) \\
\text{III. } & \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (V=0 \text{ və } T=E)
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Onda aşağıdakı əvəzləmələr qəbul etməklə:

$$K_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}; \quad K_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(V - E)}$$

(3.14) tənliklərinin ümumi həllini belə göstərmək olar:

$$\text{I. } \psi_1 = e^{iK_1 x} + a e^{-iK_1 x}$$

$$\text{II. } \psi_2 = b e^{iK_2 x} + c e^{-iK_2 x}$$

$$\text{III. } \psi_3 = d e^{iK_1 x}$$

burada birinci hədlər düşən dalğanı, ikinci hədlər isə qayıdan dalğanı təsvir edir. Birinci oblastda düşən dalğanın amplitudu 1 qəbul edilir, III oblastda isə qayıdan dalğa olmadığından, ancaq x -in müsbət istiqamətində yayılan dalğa olur.

Zərrəciklərin potensial çəpərdən keçməsi çəpərin şəffafliq əmsalı ilə xarakterizə olunur. Bu kəmiyyət III oblastında çəpərdən keçən və I oblastında çəpərə düşən dalğalar üçün ehtimal seli sıxlıqlarının nisbəti kimi təyin edilir:

$$D = \frac{v_3 |\psi_{III}|^2}{v_1 |\psi_I|^2}$$

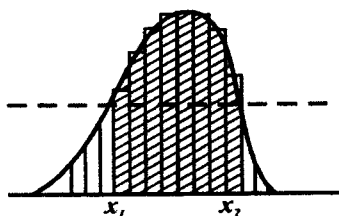
burada v_1 və v_3 uyğun olaraq I və III oblastlarındakı sürətlərdir. Əgər $v_1 \approx v_3$ qəbul etsək, onda $D \approx |d|^2$ olar. Burada naməlum a, b, c, d əmsalları ψ funksiyası və onun birinci tərtib törəmələrinə aid olan aşağıdakı sərhəd şərtlərindən tapılır:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0) & \psi_1'(0) &= \psi_2'(0) \\ \psi_1(x_0) &= \psi_2(x_0) & \psi_1'(x_0) &= \psi_2'(x_0) \end{aligned} \right\}$$

Bu tənliklərin həllindən şəffafliq əmsalı üçün:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(V-E)} dx \right]$$

ifadəsi alınır. Bu nəticəni, ixtiyari formalı çəpər üçün də (şəkil 3.8) ümumiləşdirmək olar.



Şəkil 3.8

Bu məqsədlə ixtiyari formalı çəpəri elementar düzbucaqlı çəpərlərə bölmək və alınan nəticələri cəmləməklə yekun şəffafliq əmsalı üçün:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V-E)} dx \right]$$

almaq olar. Üçölçülü çəpər üçün:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(V-E)} dr \right] \quad (3.15)$$

yazmaq olar.

λ parçalanma sabitini tapmaq üçün D əmsalını α -zərrəciklərin nüvənin sərhəddində olma ehtimalına vurmaq lazımdır. Bu ehtimalı bir K ədədi ilə göstərir və eksponensial qabığı əmsal adlandırırlar. Təqribi olaraq həmin ehtimalı R radiuslu nüvə daxilində sürəti v olan α -zərrəciyin nüvə səthinə yaxınlaşma tezliyi (v/R) kimi qiymətləndirmək olar. Onda λ - parçalanma sabiti:

$$\lambda = \frac{v}{R} D \quad (3.16)$$

olar. Burada eksponensial qabağı əmsalın dəqiq təyin edilməsi bir o qədər də vacib deyildir. Belə ki, λ - parçalanma

sabiti K əmsalından eksponent üstlü vuruğa nisbətən çox zəif asılıdır.

(3.15) ifadəsində bir əsas xüsusiyyəti qeyd etmək lazımdır ki, Plank sabiti eksponent asılılıqda məxrəcdə yerləşir. Klassik yaxınlaşmada $\hbar \rightarrow 0$ olduqda $D \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow 0$, $T_{1/2} \rightarrow \infty$ alınır və deməli α -parçalanma mümkün olmur. Bu o deməkdir ki, əgər baxılan sistem klassik sistemə yaxındırsa, onda yarımparçalanma periodu hədsiz dərəcədə böyük olar.

Sahənin V potensialı əvəzinə Kulon potensialı qəbul edilərsə, onda (3.15) ifadəsində inteqral asanlıqla hesablanır və nəticədə $E \ll V_0$ halında (3.12) Heyger-Nettol qanununa yaxın bir qanunauyğunluq alınır.

$$\lg \lambda = A\sqrt{E_\alpha} + B \quad (3.17)$$

(3.15) və (3.16) ifadələrindən görünür ki, yarımparçalanma periodu nüvənin radiusundan güclü asılıdır. Çünki R radiusu təkcə eksponensial qabağı əmsala deyil, həm də eksponent üstü kəmiyyətə inteqrallama sərhəddi kimi daxildir. Odur ki, α -parçalanmaya görə nüvənin radiusunun təyini ən dəqiq üsullardan biridir (bax F.I, § 4).

(3.15) ifadəsində eksponent üstündə kiçik kəmiyyət olan \hbar Plank sabitinin olması yarımparçalanma periodunun enerjidən güclü asılılığını təmin edir. Belə ki, enerjinin az miqdarda dəyişməsi λ sabitinin və deməli yarımparçalanma periodunun çox böyük dəyişməsinə səbəb olur. Məhz buna görə də buraxılan α -zərrəciklərin enerjisi ciddi məhdudlaşır ($4 \leq E_\alpha \leq 9$ MeV). Ağır nüvələr üçün enerjisi 9 MeV-dən böyük olan α -zərrəciklər nüvəni ani olaraq tərk edir və enerjisi 4 MeV-dən kiçik olanlar isə nüvədə o dərəcədə böyük müddətdə qalır ki, parçalanma müşahidə edilə bilmir. Nadir torpaq elementləri üçün isə nüvənin radiusu və çəpərin hündürlüyü azaldığından enerjisinin hər iki sərhəd qiymətləri keyli kiçilir.

Beləliklə, aydın olur ki, α -parçalanmada əsas mahiyyət α -zərrəciklərin Kulon potensial çəpərindən keçməsidir. La-

kin bu parçalanmaya başqa amillərin, az da olsa, təsirini göstərmək lazımdır. Bunlardan biri sıfırdan fərqli orbital momentlə ($\ell \neq 0$) buraxılan α -zərrəciklər üçün mərkəzdənqaçma potensial çəpərinin alınmasıdır. Bu halda α -zərrəcik nüvədən \bar{I} hərəkət miqdarı momentini ilə buraxılırsa, onun malik olduğu mərkəzdənqaçma enerjisi:

$$U_{mq} = \frac{\hbar \ell(\ell + 1)}{2m_{\alpha} r^2}$$

olar. Bu enerji Kulon potensial enerjisi ilə toplanaraq potensial çəpərin hündürlüyünü artırır. α -zərrəciklərin buraxılmasında ℓ -in mümkün qiymətlərini ρ hədəf məsafəsinin nüvənin R radiusundan böyük olmaması ($\rho \leq R$) şərtindən almaq olar. Doğrudan da, hərəkət miqdarı momentinin qiyməti:

$$|\vec{\ell}| = p\rho = \hbar\sqrt{\ell(\ell + 1)}$$

olarsa (p -buraxılan α -zərrəciyin impulsudur), buradan:

$$\rho = \frac{\hbar}{p} \sqrt{\ell(\ell + 1)} = \lambda \sqrt{\ell(\ell + 1)}$$

yazmaq olar, burada λ - de-Broyl dalğa uzunluğudur. Onda ($\rho \leq R$) şərtindən $\lambda \sqrt{\ell(\ell + 1)} \leq R$ və ya $\ell \leq \frac{R}{\lambda}$ olar. Ağır nüvə üçün $R \approx 10^{-12} \text{sm}$, buraxılan α -zərrəciklərin orta enerjisi $\bar{E}_{\alpha} = 6 \text{MeV}$ qəbul edildikdə $\lambda \approx 10^{-13} \text{sm}$ və buradan $\ell \leq 10$ alınır. ℓ ədədinin mümkün qiymətləri isə hərəkət miqdarı momentini və cütlüyə görə seçmə qaydası ilə müəyyən olunur:

$$|I_a - I_q| \leq \ell \leq |I_a + I_q| ; P_a/P_q = (-1)^{\ell}$$

burada I_a , P_a və I_q , P_q uyğun olaraq ana və qız nüvələrin spin və cütlükləridir.

Göstərmək olar ki, bu halda mərkəzdənqaçma çəpərinin təsiri çox az olmalıdır. Doğrudan da, $\ell_{\max} = 10$ üçün $U_{\max} \approx 5$

MeV olur. Bu potensial, Kulon potensialına nisbətən məsafədən asılı olaraq sürətlə zəiflədiyindən (r^{-1} deyil, r^{-2} -yə mütənəsb olaraq), əvvəlki çəpərin forması praktiki olaraq dəyişmişdir. Ona görə də $D_{l \neq 0}$ şəffaflıq əmsalı $D_{l=0}$ əmsalından az fərqlənir.

$\ell \leq 6$ qiymətlərində $D_{l \neq 0}$ əmsalını hesablamaq üçün aşağıdakı təqribi münasibətdən istifadə etmək olar:

$$D_{l \neq 0} = D_{l=0} \exp \left[2,027 \ell(\ell + 1) Z^{\frac{1}{2}} A^{-\frac{1}{6}} \right]$$

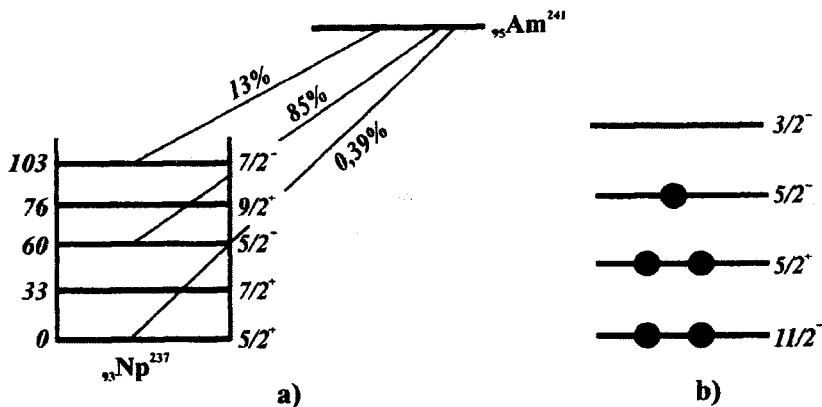
Bu düstura görə, ağır nüvələrdən $\ell = 5$ olduğu halda α -spektrdə müqayisə ediləcək intensivlikli müxtəlif ℓ momentlərilə buraxılan α -zərrəciklər olmalıdır. Doğrudan da, təcrübə faktlar bu nəticəni təsdiq edir.

Nüvənin daxili quruluşunun da α -parçalanmaya əsaslı təsiri müəyyən edilir. Bu təsiri nəzərdən keçirək. İndiyədək fərz edilirdi ki, α -zərrəciklər nüvədə hazır şəkildə olur və α -parçalanma ehtimalı bütövlüklə həmin zərrəciklərin kənara çıxması ilə təyin edilir. Əslində isə, əvvəlcə nüvə daxilində α -zərrəciklər müəyyən ehtimalla protonlar və neytronlardan təşkil olunmalıdır. Lakin bu prosesin nəzərə alınması (3.15) düsturunda, yalnız, eksponent qabağı əmsalı dəyişə bilər, eksponent üstü kəmiyyət isə olduğu kimi qalmalıdır. Bu o deməkdir ki, nüvə daxilindəki proseslərin nəzərə alınması α -parçalanma ehtimalına o qədər də təsir etməməlidir. Bununla belə, həmin proseslərin nəzərə alınması məsələsi olduqca çətindir və indiyədək həll olunmamışdır. Ona görə də (3.15) düsturu təqribi hesab olunmalıdır. Lakin eksperimental yarımparçalanma periodlarının (3.16) düsturundan alınan nəticədən çox fərqlənməsinə görə α -zərrəciklərin nüvə daxili proseslərdə yaranma mexanizmi haqda müəyyən məlumat almaq olar. (3.16) ifadəsinin yaxşı ödənilməsi parçalanma yüngülləşmiş adlanır. Tərsinə, əgər real yarımparçalanma periodu hesablama qiymətindən bir tərtibdən çox fərqlənər-

sə (böyük olarsa), onda həmin parçalanma yüngülləşməmiş adlanır.

Yüngülləşməmiş parçalanmaların səbəbini keyfiyyətcə nüvənin ümumiləşmiş modelinə əsasən izah etmək olar. Bu modelə görə (bax F II, § 4) aydındır ki, nuklonlar qeyri-sferik potensial sahədə hərəkət edir və nuklonların tam momentinin simmetriya oxu üzrə K proyeksiyası saxlanılan kəmiyyət olur. K ədədləri qiymətcə bərabər və işarəcə fərqlənən nuklonlar cütlər şəklində birləşməyə çalışır. Onda α -zərrəcik əmələ gəlməsi üçün dörd nuklonun nisbi hərəkət miqdarı momenti sıfır olmalıdır. Cütləşmiş nuklonların nisbi momentinin sıfıra bərabər olma ehtimalı çox olduğundan, fərz olunur ki, α -zərrəciklər məhz cütləşmiş nuklonlardan təşkil olunur. Buradan belə bir mühüm nəticə alınır ki, nüvənin yekun momentinin simmetriya oxu üzrə K proyeksiyası saxlanıldığı halda α -zərrəciklər böyük ehtimalla yaranır. Deməli, yüngülləşmiş keçidlər üçün $\Delta K=0$ və cütlüyün saxlandığı hallarda baş verir. Doğrudan da, bu şərtlər cüt-cüt nüvələrdə ödənilirdi üçün, onların α -parçalanması həmişə yüngülləşmiş olur. Lakin A ədədi tək olan nüvələrdə cütləşməmiş tək nuklon olduğundan vəziyyət dəyişə bilər. Elə alına bilər ki, həmin tək nuklonun K ədədi ana və qız nüvələrin əsas halları üçün müxtəlif olar. Onda, əsas hala keçid yüngülləşmiş ola bilməz.

Deyək ki, qız nüvənin müəyyən həyəcanlanma halı üçün tək nuklonun K ədədi ana nüvənin əsas halı ilə üst-üstə düşür. Onda həmin həyəcanlanma səviyyəsinə parçalanma daha çox intensivliklə baş verə bilər. Nümayiş məqsədilə ${}_{95}\text{Am}^{241}$ (amerisum) izotopunun parçalanmasına baxaq (şəkil 3,9a). Həmin izotopun proton səviyyələrinin dolma sxemi şəkil 3.9b-da göstərilir. Göründüyü kimi 95-ci proton $5/2$ halındadır. Lakin ${}_{93}\text{Np}^{237}$ qız nüvəsi üçün həmin hal nüvənin əsas halına deyil, həyəcanlanma halına uyğun gəlir.



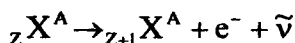
Şəkil 3.9

Ona görə də α -parçalanma böyük ehtimalla (85%) neptini um elementinin $5^-/2$ halında olan ikinci həyəcanlanma səviyyəsinə baş verir. Bu misaldan görünür ki, α -parçalanmanın incə quruluşunun öyrənilməsi ağır nüvələrin quruluşu və aşağı həyəcanlanma səviyyələrinin təbiəti haqda maraqlı məlumat almağa imkan verir.

§ 5. β -parçalanma

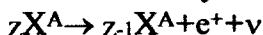
β -parçalanma dedikdə nüvələrin elektron (və ya pozitron) buraxmaqla və ya elektron zəbt etməklə özbaşına parçalanmada yükü $\Delta Z = \pm 1$ fərqli olan izobar nüvələrə çevrilməsi düşünülür. β -radioaktiv nüvələrin yarımparçalanma periodu $\sim 10^{-2}$ san-dən $\sim 2 \cdot 10^{15}$ il intervalında, parçalanma enerjisi isə ~ 18 keV-dən 16,6 MeV intervalında dəyişir. Üç növ β -parçalanma müşahidə olunur, β^- -parçalanma, β^+ -parçalanma və e-zəbt (K - zəbt).

β^- -parçalanmada nüvə özündən elektron (e^-) və elektrik neytral, çox yüngül zərrəcik olan antineytrino ($\bar{\nu}$) buraxır; yükü bir vahid böyük olan izobar nüvəyə keçir:



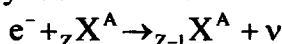
Deməli, bu halda nüvənin neytronlarından biri protona çevrilir.

β^+ -parçalanmada nüvə özündən pozitron (e^+) və başqa elektrik neytral, çox yüngül zərrəcik neytrino (ν) buraxır, yükü bir vahid kiçik olan izobar nüvəyə keçir:



Bu halda isə nüvənin protonlarından biri neytrona çevrilir.

e^- - zəbt prosesində nüvə atomun orbit elektronlarından birini zəbt edərək yükü bir vahid kiçik olan izobar nüvəyə keçir və özündən neytrino buraxır:



burada da β^+ parçalanmada olduğu kimi nüvə protonlarından biri neytrona çevrilir.

K örtüyü nüvəyə daha yaxın olduğundan e^- -zəbt prosesi əksər halda həmin örtükdən baş verir. Ona görə də, adətən, e^- -zəbt prosesinə K-zəbt də deyilir.

Bu proseslər üçün energetik şərtləri aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$\begin{array}{ll} \beta^- \text{-parçalanma} & M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e \\ \beta^+ \text{-parçalanma} & M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e \\ e^- \text{-zəbt} & M(A,Z) + m_e > M(A,Z-1) \end{array} \quad (3.18)$$

Yəni ana nüvənin kütləsi qız nüvə və parçalanmadan alınan elektron (pozitron) kütlələri cəmindən böyük olmalıdır.

Məlumat cədvəllərində, adətən, nüvə deyil, atom kütlələri gətirildiyindən (3.18) şərtlərində hər tərəfə münasib sayda elektron kütləsi əlavə etməklə həmin energetik şərtləri atom kütlələri ilə göstərmək olar:

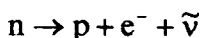
$$\begin{array}{ll} \beta^- \text{-parçalanma} & M_{at}(A,Z) > M_a(A,Z+1) \\ \beta^+ \text{-parçalanma} & M_a(A,Z) > M_a(A,Z-1) + 2m_e \\ e^- \text{-zəbt} & M_a(A,Z) > M_a(A,Z-1) \end{array} \quad (3.19)$$

Lakin nəzərə almaq lazımdır ki, bu şərtlər elektronların atomdakı əlaqə enerjiləri dəqiqliyi ilə verilmişdir.

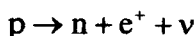
(3.19) qeyri bərabərliyində ikinci və üçüncü şərtləri müqayisə etdikdə, görünür ki, β^+ -parçalanma və e-zəbt prosesləri bir-birinin konkurenti olan proseslərdir və energetik nöqteyi nəzərdən e-zəbt daha əlverişlidir. Elə nüvələr vardır ki, onlarda müxtəlif ehtimalla hər iki proses baş verir. Məsələn, $^{25}\text{Mn}^{52}$ (manqan) izotopu 35 % β^+ parçalanma və 65 % isə K-zəbt prosesi nəticəsində $^{24}\text{Cr}^{52}$ (xrom) izotopuna çevrilir. Bəzi nüvələrdə hər üç energetik şərtlərin ödənilməsi mümkün olur. Onda, həmin nüvələrdə müxtəlif ehtimalla hər üç β -parçalanma prosesi gedə bilər. Məsələn, $^{29}\text{Cu}^{64}$ (mis) izotopu hər üç β -parçalanmaya məruz qalır. Bu izotop 40% β^- -parçalanma, 40% e-zəbt və 20% β^+ -parçalanmaya uğrayır.

β -parçalanmanın başlıca xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, bu proses nüvə və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə deyil, təbiətdəki dörd fundamental qarşılıqlı təsirlərdən biri olan zəif qarşılıqlı təsirlə gedir. Bunun intensivliyi nüvə qarşılıqlı təsirinə nisbətən təqribən 24 tərtib kiçik olduğundan β -parçalanma prosesi α -parçalanmaya nisbətən çox yavaş gədən prosesdir.

β -parçalanma nüvədaxili deyil, nuklondaxili proses olub tək nuklonun parçalanması ilə əlaqədardır. Bu, eləcə də, onunla sübut edilir ki, sərbəst halda neytron β -aktivdir və təqribən 11,7 dəq.yarımparçalanma periodu ilə aşağıdakı kimi parçalanır:



proton parçalanmasında isə nüvə daxilində tək proton aşağıdakı kimi parçalanır:

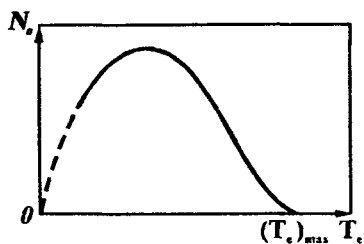


Digər tərəfdən enerji və impulsun saxlanma qanunlarının ödənilməsi üçün β -parçalanmada nüvənin quruluşunda

müəyyən dəyişiklik olmalıdır. Bu dəyişikliyin mürəkkəb olub-olmamasından asılı olaraq parçalanma ehtimalı müxtəlif olur. Bu isə, β -aktiv nüvələrin yarımparçalanma periodunun yuxarıda göstərilən böyük intervalda dəyişməsinə səbəb olur.

Beləliklə, α -parçalanma təmiz nüvə hadisəsi olduğu halda, β -parçalanma bir tərəfdən zəif qarşılıqlı təsir ilə, digər tərəfdən nüvənin quruluşu ilə əlaqədar olan daha mürəkkəb bir prosesdir. Eləcə də, α -parçalanma ağır nüvələrdə və bir neçə nadir torpaq elementlərində müşahidə olunduğu halda, β -aktiv nüvələrə A kütlə ədədinin böyük qiymətlər intervalında rast gəlmək olar.

α -parçalanmadan fərqli olaraq β -parçalanmada nüvədən bir deyil, iki zərrəcik buraxılır. Ona görə də β -parçalanmadakı energetik münasibətlər yalnız parçalanmada ayrılan tam enerji ilə deyil, həm də enerjinin iki zərrəcik arasında paylanması ilə müəyyən olunur (nüvənin təpmə enerjisi çox kiçik olduğundan nəzərə alınmır). Radioaktiv parçalanma statistik xarakter daşdığından hər bir parçalanma aktında tam enerji buraxılan zərrəciklər arasında istənilən nisbətdə paylana bilər. Ona görə də məsələn, β parçalanmada buraxılan elektronların kinetik enerjisi 0-dan E_m qiymətinə qədər bütün qiymətləri ala bilər (E_m parçalanmanın tam enerjisidir). Çox sayda parçalanma olduğu halda isə təsadüfi qiymətlər deyil, buraxılan elektronların enerjiden



Şəkil 3.10

asılı olaraq müəyyən $N(E)$ paylanması alınır. Bu paylanma β -parçalanmada elektronların spektri və ya sadəcə olaraq β -spektr adlanır. Nümunə üçün şəkil 3.10-da neytron parçalanmasının β -spektri göstərilmişdir. Bəzən mürəkkəb formalı β -spektrə rast gəlmək olur.

Ümumiyyətlə, β -spektrlərin əsas xüsusiyyətləri - paylanma əyrisinin müntəzəm dəyişməsi və spektrin E_m qiymətində kəsilməsidir (E_m enerjisi sərhəd enerjisi də adlanır). Hər iki xüsusiyyətə səbəb parçalanmada ikinci zərrəciklər - antineytrino və ya neytrino zərrəciklərinin buraxılmasıdır.

Tarixi olaraq, məhz β -spektri izah etmək üçün 1930-cu ildə Pauli hələ neytrino və antineytrinonun kəşfindən dördə bir əsr əvvəl bu zərrəciklərin varlığını söyləmişdir.

İndi də β -parçalanmanın elementar nəzəriyyəsinə baxaq. Bu nəzəriyyəni ilk dəfə 1934-cü ildə Fermi kvant elektrodinamikası ilə oxşarlığa görə vermişdir.

Kvant elektrodinamikasında fotonların buraxılıb-udulma prosesinə elektrik yükünün onu əhatə edən sahə ilə qarşılıqlı təsirin nəticəsi kimi baxılır. Fotonlar atomda hazır şəkildə deyil, buraxılma prosesi anında yaranır və onların mənbəyi elektrik yükləri olur.

Fermi nəzəriyyəsinə görə β -parçalanma prosesinə nüvə nuklonunun elektron-neytrino sahəsilə qarşılıqlı təsirin nəticəsi kimi baxmaq olar. Nuklon bir haldan başqa hala keçir və bu prosesdə elektron-antineytrino (və ya pozitron-neytrino) yaranır. Yüngül zərrəciklər (β -zərrəciklər) mənbəyi isə nuklonlar hesab olunur.

β -parçalanmanı törədən qarşılıqlı təsirin olduqca zəif olmasına görə bu prosesə həyəcanlanmalar nəzəriyyəsi üsulları tətbiq oluna bilər. Həmin nəzəriyyəyə görə verilmiş sistemin məsələn, atom sisteminin başlanğıc haldan son hala P-keçmə ehtimalı:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_s^* H' \psi_b d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE} \quad (3.20)$$

olar, ψ_b və ψ_s - başlanğıc və son halların dalğa funksiyaları, H' -keçid baş verməsinə səbəb olan həyəcanlanma operatoru, dn/dE - son halların sıxlığı və $d\tau$ - həcm elementidir. Bu halda Ψ_b - nuklonun başlanğıc halının Ψ_{N_b} dalğa funksiyası, $\Psi_s = \Psi_{N_s} \Psi_e \Psi_\nu$, burada uyğun olaraq Ψ_{N_s} - nuklonun son halının,

Ψ_e -elektronun və Ψ_ν -neytrinin dalğa funksiyasıdır.

Ümumi halda yuxarıda qeyd edilən hər bir zərrəcik dördkomponentli dalğa funksiyası - bispinor $\Psi(\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \Psi_4)$ şəklində göstərməlidir. Spinorun iki komponenti zərrəciyin spin halına, qalan iki komponent isə impulsun (P) verilən qiymətində enerjinin iki mümkün qiymətinə $E = \pm \sqrt{P^2 c^2 + m^2 c^4}$ uyğun olmalıdır. H' həyəcanlanma operatoru həmin bispinorların və γ -matrisaların mürəkkəb kombinasiyasından ibarətdir. γ -matrisalar isə elə operatorlar almağa imkan verir ki, bispinorların bütün dörd komponentlərini müəyyən qayda ilə çevirsin (enerji və spini məlum olan zərrəciklərin yox olma və yaranma operatoru).

Dörd bispinordan 256 xətti asılı olmayan qarşılıqlı təsir növü almaq mümkündür. Lorens invariantlıq şərtinə görə bu miqdar növlər əslində beş kovariant qarşılıqlı təsir növünə qədər azaldılır: skalyar (S), vektor (V), tenzor (T), aksial vektor (A) və psevdoskalyar (P). Bunlardan hər birinə həyəcanlanma operatorunun bir forması uyğun gəlir ki, bu da cütliyün saxlanması (H'_1) və saxlanmaması (H''_1) qarşılıqlı təsirləri üçün müxtəlif olur. Ona görə də ümumi halda (zəif qarşılıqlı təsirdə cütlük qanununun pozulmasının nəzərə alınması) H' operatorunu belə yazmaq olar:

$$H' = \sum_{i=1}^5 (C'_i H'_i + C''_i H''_i)$$

burada C'_i və C''_i cütliyün saxlanması və pozulmasına uyğun kompleks əmsallardır. Bu əmsallar arasında:

$$\sum_{i=1}^5 (|C'_i|^2 + |C''_i|^2) = 1$$

şəklində normallaşma münasibəti vardır. Ona görə də, H' operatorunu müəyyən etmək üçün 19 naməlum parametrləri araşdırmaq lazımdır. Bunun üçün məlum eksperimental faktlar azlıq edir. Lakin, zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi haqqda bəzi mühakimələr yürütməklə naməlum parametrlərin

sayını xeyli azaltmaq olur. Bunları araşdırmaq üçün əvvəlcə β -parçalanmaya aid bəzi mülahizələri nəzərdən keçirək.

β -parçalanma ehtimalına görə β keçidlər icazə olunmuş və müxtəlif tərtib qadağan olunmuş keçidlərə bölünür. İcazə olunmuş β keçidlər ehtimalı ən çox olan keçidlərdir. Qadağan olunma tərtibinin böyük olması uyğun β keçidlərin ehtimalının nisbətən az olmasını göstərir.

İcazə verilmiş keçidlərə nüvənin başlanğıc və son hallarının (nüvənin spini və cütlüyü) ödəyəcəyi xüsusi şərtlər uyğun gəlir. Bu şərtlər hərəkət miqdarı momenti və cütlüyün saxlanma qanunları ilə əlaqədar olub, icazə verilmiş keçidlər üçün seçmə qaydaları adlanır. İki növ seçmə qaydası - Fermi və Qamov-Teller qaydaları vardır.

Fermi qaydasına görə icazə verilmiş β -keçidlərdə nüvənin momenti və cütlüyü dəyişmir, yəni $\Delta I=0$, $P_b/P_s=1$. Qamov-Teller qaydasına görə isə həmin keçidlərdə nüvənin cütlüyü dəyişmir ($P_b/P_s=1$), momentin dəyişməsi isə: $\Delta I=0, \pm 1$ (0-0 keçidlər müstəsna olmaqla) şəklində olur.

Seçmə qaydaları ciddi nəzəriyyədə operatorların çevrilmə xüsusiyyətlərindən və müxtəlif momentə uyğun dalğa funksiyalarının ortoqonallığından alınır. Lakin bu şərtləri sadə və əyani üsulla da almaq olar. Cütlüyün saxlanması nüvədə β -parçalanma baş verən nuklonun başlanğıc və son hallarının dalğa funksiyalarının bir-birinə oxşar olmasını (bir-birini örtməsinə) verir. Momentə görə seçmə qaydalarını almaq üçün aşağıdakı mühakimələrə baxaq.

α -parçalanmada olduğu kimi β -parçalanma da buraxılan zərrəciklər üçün $\rho \leq R$ şərti ödənilməlidir (bax § 4). Bu şərtə görə (β -parçalanma enerjisi $E \approx 1$ MeV olarsa) $\ell = 0$ alınır. Deməli icazə verilmiş keçidlərdə β -zərrəciklər $\ell = 0$ momentlərlə buraxılır. $\ell \neq 0$ hallarının ehtimalı az olub qadağan olunmuş keçidlərə aiddir. Onda icazə verilmiş β -keçidlər üçün iki varianta baxmaq olar:

1) β -zərrəciklər ($e^- + \bar{\nu}$ və ya $e^+ + \nu$) bir-birinin əksinə

yönəlmiş spinlərlə buraxılır. Onların apardığı tam moment sıfıra bərabərdir. Deməli, β^- parçalanmada nüvənin momenti dəyişmir ($\Delta I=0$). Bu hal isə Fermi seçmə qaydasına uyğundur.

2) β^- -zərrəciklər spinləri eyni istiqamətdə buraxılır. Onların apardığı tam moment vahidə bərabərdir. Bu halda nuklonun spininin istiqaməti tərsinə çevrilir. Onda nüvənin momentinin mümkün dəyişmələri $\Delta I=0, \pm 1$ olur. Bu hal isə Qamov-Teller seçmə qaydasına uyğundur.

Təcrübə ilə yoxlamaq məqsədilə, aralarında icazə verilmiş keçidlər olan nüvələrin spin və cütlüklərinin müqayisəsi göstərir ki, bu hallarda, doğrudan da, Fermi, Qamov-Teller və ya hər iki seçmə qaydası birlikdə ödənilir.

Zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsinin yuxarıda göstərilən beş variantından hər biri icazə verilmiş keçidlər üçün özünə məxsus seçmə qaydası ilə xarakterizə olunur. Skalylar (S) və vektor (V) variantları üçün Fermi, tenzor (T) və aksial vektor (A) variantları üçün Qamov-Teller seçmə qaydaları doğru olur. Lakin icazə verilmiş keçidlər üçün psevdoskalylar variant (P) yaramır. Belə ki, bu variantda icazə verilmiş keçidlər üçün seçmə qaydası $\Delta I=0$ və cütlüyün dəyişdiyi ($P_b/P_s=-1$) şərtlərdir.

Əvvəlcə β^- -parçalanmanın ciddi nəzəriyyəsi cütlük qanununun saxlanması mülahizəsi əsasında qurulmuşdur. Bu halda qarşılıqlı təsir operatoru:

$$H' = \sum_{i=1}^5 C_i' H_i'$$

yəni 10 ədəd həqiqi parametrlərlə verilir. Əgər fərz etsək ki, zəif qarşılıqlı təsir zaman çevrilməsinə görə invariantdır, onda parametrlərin sayı beşə qədər azalar. Nəzəriyyənin hansı variantının həqiqətə yaxın olduğunu bilmək üçün həmin parametrlərin qiymətini təyin etmək lazımdır. Seçmə qaydasından məlum olur ki, icazə verilmiş keçidlər üçün $C_p=0$. Beləliklə cəmi dörd parametr (C_s, C_v, C_A və C_T) qalır.

β -spektrin statik xarakterli olmasından (N(E) müntəzəm əyridir) alınır ki, iki mümkün Fermi (S və V) və iki mümkün Qamov-Teller (T və A) qarşılıqlı təsirlərindən hərəsindən birinə üstünlük verilməlidir. Bu o deməkdir ki, dörd mümkün variantdan yalnız ikisi: ST və ya SA və eləcə də, VT və ya VA əsas götürülməlidir. β -spektrin formasının dəqiq öyrənilməsindən alınır ki, mümkün kombinasiyalardan ikisi qalmalıdır: ST və ya SA.

Nəzəri variantı birqiymətli seçmək üçün iki imkandan istifadə olunur. Birinci qadağan olunmuş keçidlərdə β -spektrin formasının dəqiq təhlil edilməsidir. Belə ki, nəzəriyyəyə görə icazə verilmiş və qadağan olunmuş keçidlər üçün β -spektrin forması fərqli olmalıdır. İkincisi isə β -parçalanmada bucaq korelyasiyasının öyrənilməsidir. Nəzəriyyədən alınır ki, β -parçalanma ehtimalı buraxılan β -zərrəciklərin impulsları (\vec{P}_e və \vec{P}_ν) arasındakı bucaqdan asılıdır və bu asılılıq ayrı-ayrı variantlar üçün müxtəlif olur.

Xeyli eksperimental nəticələrin təhlilindən sonra 1957-ci ildə müəyyən edilmişdir ki, mümkün nəzəri variantlardan yalnız ikisi: Fermi keçidləri üçün vektor variantı (V), Qamov-Teller keçidləri üçün aksial-vektor variantı (A) üstünlük təşkil edir. Məhz bu ərəfədə (1956-1957-ci illər) cütlüyün saxlanması qanununun zəif qarşılıqlı təsirlər üçün pozulması müəyyən edilmişdir. Buna əsasən β -parçalanma nəzəriyyəsi yenidən işlənmiş və nəticə etibarilə əvvəlki nəzəriyyənin əsas müddəaları (V və A variantlarının üstünlük təşkil etməsi) bir daha təsdiq olunmuşdur.

İndi də, β -parçalanma nəzəriyyəsinin sadələşmiş, lakin əyani variantını nəzərdən keçirək. Bu halda, β -zərrəciklər birkomponentli dalğa funksiyası ilə təsvir olunur və həyəcanlanma operatoru hər hansı bir sabitə bərabər qəbul edilir ($H'=g$). İlk yaxınlaşmada, buraxılan β -zərrəciklərin nüvə ilə qarşılıqlı təsirini nəzərə almamaq olar və onları təsvir edən dalğa funksiyasını müstəvi dalğa kimi götürmək olar:

$$\psi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp[i\hbar(\bar{P}_e \bar{r})] \quad \psi_v = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp[i\hbar(\bar{P}_v \bar{r})]$$

burada V - β parçalanma prosesinin baş verdiyi həcm, P_e və P_v uyğun olaraq elektron və neytrinonun impulslarıdır.

ψ_e və ψ_v funksiyaları nüvə oblastında çox az dəyişikliyə uğradığından, bunlar üçün $r=0$ nöqtəsindəki qiymətləri götürmək olar, yəni təqribən:

$$\psi_v(0) = \psi_e(0) = \frac{1}{\sqrt{V}}$$

qəbul etmək olar.

Onda (3.20) münasibətindəki inteqral:

$$\int \psi_S^* H' \psi_b d\tau = \frac{g}{V} \int \psi_{N_s}^* \psi_{N_b} d\tau = \frac{g}{V} M$$

olar, burada $M = \int \psi_{N_s}^* \psi_{N_b} d\tau$ kəmiyyəti nüvə matris elementi adlanır, g -sabitini isə β - qarşılıqlı təsir intensivliyini xarakterizə edir. (Kulon qarşılıqlı təsirində elektrik yükü olduğu kimi). Bunun qiyməti nəzəri nəticələrin eksperimental faktlarla müqayisəsinə görə təyin edilir.

M matris elementinin qiyməti nuklon dalğa funksiyalarının bir-birindən fərqlənmə dərəcəsiindən asılıdır. Nuklon halları eyni olduqda $M \approx 1$, fərqli olduqda $M < 1$ alınır. Lakin göstərilən forma M matris elementinin ən sadə formasıdır. Ümumi şəkildə, nəzəriyyənin hər bir variantı üçün matris elementinin öz yazılış forması olur. Hər bir variantda isə M -in maksimal qiymətinə $|M|^2 \approx 1$, yəni icazə verilmiş keçidə, yuxarıda göstəriləndiyi kimi, seçmə qaydalarından biri uyğun gəlir.

β -spektri hesablamaq üçün (3.20) ifadəsindəki son halların sıxlığını (dn/dE) təyin etmək lazımdır. Buraxılan zərrəciklərin impulslarının $P-P+dP$ intervalına düşən halların sayı dn olarsa, onda e və ν zərrəcikləri üçün:

$$dn_e = \frac{4\pi P_e^2 dP_e}{(2\pi\hbar)^3} V; \quad dn_\nu = \frac{4\pi P_\nu^2 dP_\nu}{(2\pi\hbar)^3} V$$

$$dn = dn_e dn_\nu = \frac{16\pi^2 P_e^2 dP_e P_\nu^2 dP_\nu}{(2\pi\hbar)^6} V^2$$

və

$$E_m = E_e + E_\nu; \quad dE_e = -dE_\nu = dE$$

olduğundan, neytrino (antineytrino) kütləsini

$$m_\nu = 0, \quad \varepsilon = \frac{E}{mc^2} \quad \text{və} \quad \varepsilon_m = \frac{E_m}{mc^2}$$

əvəzəlmələri qəbul etsək:

$$\frac{dn}{dE} = V^2 \frac{m^5 c^4}{4\pi^4 \hbar^6} \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_m - \varepsilon)^2 d\varepsilon$$

olar. Onda g müstəsna olmaqla, bütün sabitləri C ilə işarə etsək, β -spektr üçün:

$$W(\varepsilon) = Cg^2 |M|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_m - \varepsilon)^2 \quad (3.21)$$

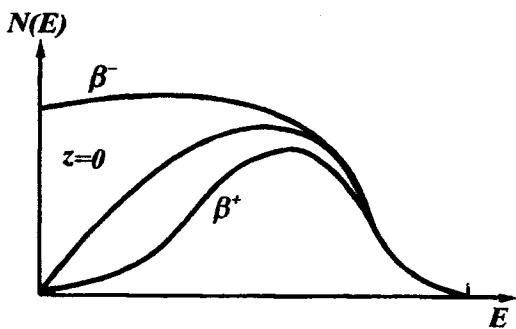
alarıq. Bu ifadə $|M| \approx 1$ olduğu hal üçün (icazə verilmiş keçid) eksperimental β -spektrlə yaxşı uyğun gəlir.

Göstərilən sadə nəzəriyyədə nüvənin Kulon sahəsinin zərrəciklərə təsiri nəzərə alınmır. Kinetik enerjinin kiçik qiymətləri üçün bunu nəzərə aldıqda (3.21) ifadəsinə β -zərrəciyin enerjisi (ε) və nüvənin yükündən (Z) asılı bir funksiya əlavə olunur və ifadə:

$$W(\varepsilon) = Cg^2 |M|^2 f(\varepsilon, Z) \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_m - \varepsilon)^2$$

şəkində yazılır. Bu halda nüvənin Kulon sahəsinin təsiri - parçalanmada enerjisi az olan elektronların sayının artmasına, β^- - parçalanmada isə enerjisi az olan pozitronların sayının azalmasına səbəb olur (şəkil 3.11). Eksperimental nəticələri təhlil etmək üçün, adətən (3.21) ifadəsinin:

$$F(\varepsilon) = \sqrt{\frac{W(\varepsilon)}{\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^2}} = C' g |M| (\varepsilon_m - \varepsilon)$$



Şəkil 3.11

şəklində qrafik asılılıqından istifadə edilir. Belə qrafiklər Kürü və ya Fermi qrafikləri adlanır. İcazə verilmiş keçidlər üçün həmin qrafik düzxətli, qadağan olunmuş keçidlər üçün isə əyri xətlə alınır. Lakin bu qrafiklərdən istifadə

etməklə icazə verilmiş və qadağan olunmuş keçidləri fərqləndirmək dəqiq olmur. Bunun üçün λ parçalanma sabiti və ya τ yaşama müddətinin hesablanmış qiymətindən istifadə etmək əlverişlidir. (3.21) ifadəsindən λ parçalanma sabitini

$$\lambda = \int_0^{\varepsilon_m} W(\varepsilon) d\varepsilon = A g^2 |M|^2 f(\varepsilon_m)$$

şəklində hesablasaq, $\lambda = \frac{1}{\tau}$ olduğundan:

$$f(\varepsilon_m) \tau = \frac{B}{g^2 |M|^2}$$

ifadəsini alaraq, burada A və B məlum sabitlər, $f(\varepsilon_m) \tau$ kəmiyyətinə β -parçalanmanın gətirilmiş yaşama müddəti deyilir. Göründüyü kimi bunun qiyməti əsas etibarilə $|M|$ -dən asılıdır. İcazə verilmiş keçidlər üçün ($|M| \approx 1$) $f(\varepsilon_m) \tau$ qiyməti kiçik, qadağan olunmuş keçidlər üçün isə böyük olur. Deməli $f(\varepsilon_m) \tau$ qiymətinə görə verilmiş parçalanmanın icazə verilmiş və ya hansı tərtib qadağan olunmuş parçalanmaya aid olduğunu müəyyən etmək olar.

Beləliklə, β -spektrin və $f\tau$ kəmiyyətinin eksperimental qiymətlərinin təhlili β -parçalanmanın elementar nəzəriyyəsinin doğru olduğunu göstərdi. Bu, eləcə də β -qarşılıqlı təsir sabiti olan g kəmiyyətini qiymətləndirməyə imkan verir. İcazə verilmiş keçidlər üçün $|M| \approx 1$ qəbul etməklə f və τ eksperimental qiymətlərinə görə:

$$g = 10^{-62} \text{ C} \cdot \text{m}^3$$

tapılmışdır. Bu kəmiyyətin olduqca kiçik olması β -qarşılıqlı təsirin Kulon və nüvə qarşılıqlı təsirlərinə nisbətən çox zəif olmasını göstərir.

§ 6. β -parçalanmada cütlüyün saxlanması qanununun pozulması

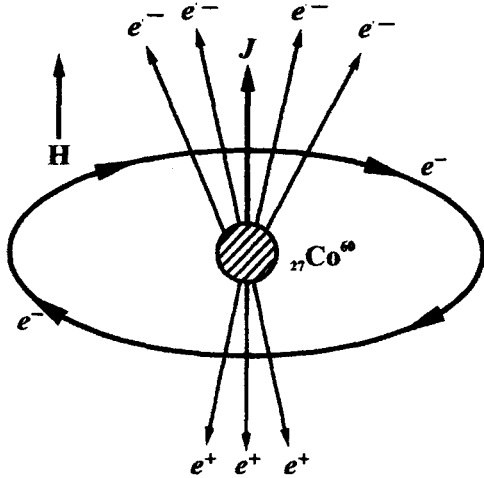
Uzun müddət cütlüyün saxlanması qanunu da enerjinin saxlanması qanunu kimi universal qanun hesab olunurdu. Nüvə və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərində bu qanunun saxlanması eksperimental olaraq sübut olunmuşdur. Zəif qarşılıqlı təsire, o cümlədən, β -parçalanma prosesinə gəldikdə isə, burada da həmin qanunun doğruluğuna şübhə edilmirdi. Belə ki, yuxarıda qeyd edildiyi kimi, cütlüyün saxlanması qanunu əsasında işlənmiş nəzəriyyə eksperimental faktları əsasən izah edirdi.

Lakin 1956-cı ildə kosmik şüaların tərkibində kəşf edilmiş K -mezonların xassələrinin öyrənilməsində məlum oldu ki, bu zərrəciklər bəzi parçalanma sxemində cütlüyü mənfi, başqalarında isə cütlüyü müsbət zərrəcik kimi aparır. Deməli, K -mezonların parçalanmasında cütlük saxlanılmır. K -parçalanma üçün g sabiti uyğun β -parçalanma sabitinə çox yaxın olduğundan, belə bir fərziyyə yürüdülmüşdür ki, β -parçalanma prosesində də cütlük saxlanılmamalıdır.

Li və Yanq göstərmişlər ki, cütlük qanununun saxlanmasına əsaslanan β -parçalanma nəzəriyyəsi ilə bərabər, həmin qanunun pozulması əsasında yaranan nəzəriyyə də eyni

nəticələrə gətirir. Deməli, o vaxta qədər qoyulan təcrübələrdə cütlük qanunu heç bir rol oynamırdı. Li və Yanqa görə, cütlük qanununun pozulmasını ancaq polyarlaşmış nüvələrin β -parçalanmasında müşahidə etmək olar. Belə təcrübə 1957-ci ildə Vu tərəfindən qoyulmuşdur. Bu məqsədlə, o güclü maqnit sahəsi ilə polyarlaşmış $^{27}\text{Co}^{60}$ nüvəsindən buraxılan pozitronların bucaq paylanmasını ölçmüşdür. Şəkil 3.12-də Vu təcrübəsinin sadə şərti sxemi göstərilmişdir. Bu halda olduqca çətin və mürəkkəb təcrübənin çox sayda texniki xırdaqları nəzərə alınmamışdır.

Burada çox nazik lay ($\sim 0,05$ mm) şəklində β^+ -radioaktiv $^{27}\text{Co}^{60}$ izotopu (bu izotopun spini və maqnit momenti böyükdür) dairəvi cərəyanın yaratdığı güclü \vec{H} maqnit sahəsində yerləşdirilir. Həmin sahə $^{27}\text{Co}^{60}$ nüvələrini polyarlaşdırır.



Şəkil 3.12

Bu təcrübəsinin nəticələrinə uyğun olaraq nüvənin spin istiqamətinə nəzərən buraxılan pozitronların bucaq paylanması aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$f(\vartheta) = A + B \cos \vartheta$$

burada $B \neq 0$ əmsal olub, pozitronların, nisbətən çox sayda, nüvə spininin əks istiqamətində buraxılmasını göstərir. Bu isə β -parçalanmada güzgü

simmetriyasının olmaması və ya cütlük qanununun pozulması deməkdir.

Göstərmək olar ki, cütlük qanununun pozulması ilə birlikdə yük qoşmasına görə invariantlıq da pozulur. Doğru-

dan da, relyativistik sahə nəzəriyyəsində Lyuders və Pauli tərəfindən isbat olunmuş CPT teoremi vardır ki, buna görə təbiət qanunları C, P və T kimi üç kəmiyyətin hasilinə görə invariant olmalıdır:

$$CPT = 1$$

burada C - yük qoşmasına görə çevrilmə (zərrəciyin antizərrəciqlə əvəz edilməsi), P - cüzgü əks olması (x, y, z koordinatlarının -x, -y, -z-lə əvəz olunması), T isə zaman çevrilməsidir (t zamanının -t ilə əvəz olunması).

Zəif qarşılıqlı təsirlərdə cütlük qanununun pozulması P-invariantlığın olmaması deməkdir. Yəni zəif qarşılıqlı təsir hamiltonianında elə ($\bar{S}_n \bar{P}_e$) tipli hədd olur ki, çevrilmədə öz işarəsini dəyişir:

$$P(\bar{S}_n \bar{P}_e) = -\bar{S}_n \bar{P}_e$$

(çünki x, y, z koordinatları $\bar{S}_n \bar{P}_e$ ifadəsinə tək tərtibdə daxil olurlar). Bununla bərabər həmin hədd T -çevrilməyə həssas deyildir:

$$T(\bar{S}_n \bar{P}_e) = \bar{S}_n \bar{P}_e$$

(çünki t $\bar{S}_n \bar{P}_e$ ifadəsinə cüt tərtibdə daxil olur). Odur ki:

$$PT(\bar{S}_n \bar{P}_e) = -\bar{S}_n \bar{P}_e$$

yəni zəif qarşılıqlı təsir PT çevrilməsinə görə invariant deyildir. Lakin CPT-teoreminə görə PT çevrilməsi C çevrilməsinə ekvivalentdir. Beləliklə, zəif qarşılıqlı təsirdə yük invariantlığı pozulmalıdır.

C invariantlığın pozulmasını hələ indiyədək birbaşa təcrübələrdə yoxlamaq mümkün olmamışdır. Bu radioaktiv antinüvələrin β parçalanmasının təcrübi tədqiq edilməsinin mümkün olmaması ilə əlaqədardır. Lakin belə yoxlama π^+ mezonların kaskad parçalanmalarının müqayisəsində mümkün olmuşdur:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+; \pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$$

Bu parçalanmalar da zəif qarşılıqlı təsirlə baş verir və

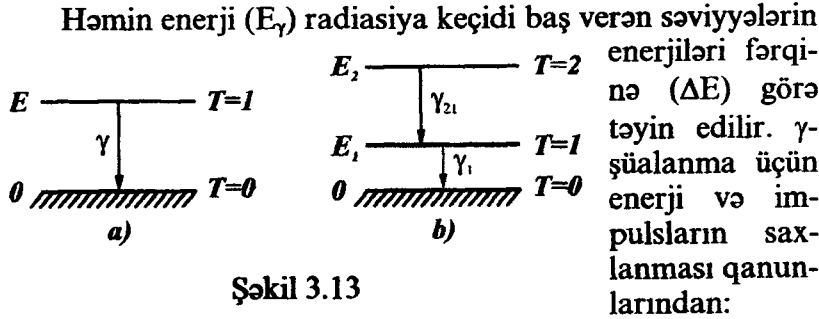
müqayisə $\mu^+(e^+)$ və $\mu^-(e^-)$ hallarında polyarlaşmanın müxtəlif olduğunu vermişdir.

Cütlüyün saxlanma qanununun pozulması neytrininin kütləsinin sıfıra bərabər olduğunu hökm etməyə imkan vermişdir. Bunun üçün irəli sürülən ikikomponentli neytrino fərziyyəsinə görə (Li və Yanq, Landau, Salam, 1957) neytrininin kütləsi şübhəsiz sıfıra bərabər olur. Həmin fərziyyəni bələ izah etmək olar. Deyək ki, hər hansı bir zərrəciyin spini impuls istiqamətində yönəlmişdir. Əgər zərrəciyin kütləsi sıfırdan fərqlidirsə, onda həmin zərrəcik işıq sürətindən az sürətlə hərəkət edə bilər. Bu o deməkdir ki, zərrəciyin sürətindən böyük sürətlə hərəkət edən koordinat sistemində spin impuls istiqamətində deyil, əks istiqamətdə yönəlməlidir. Ona görə də spini $1/2$ və kütləsi sıfırdan fərqli olan zərrəciyin iki polyarlaşma halı alınmalıdır. Lakin zərrəciyin kütləsi sıfıra bərabər olduqda o işıq sürəti ilə hərəkət etməlidir, ona görə də onu qabaqlamaq olmaz. Spinin impulsa nəzərən istiqamətini güzgü əksolmada dəyişmək olar. İkiikomponentli neytrino nəzəriyyəsinə güclü əksolmada, yalnız $m_\nu=0$ olduğu halda neytrininin antineytrinoya çevrilməsi irəli sürülür. Beləliklə, ikikomponentli neytrino fərziyyəsinə görə neytrininin (və eləcə də antineytrininin) yalnız bir polyarlaşma halı vardır. β -parçalanmaya aid eksperimental faktlar göstərir ki, neytrinoda spin impulsun əksinə və antineytrinoda spin impuls istiqamətində yönəlmişdir.

§ 7. γ - şüalanma

γ -şüalanma dedikdə nüvənin özbaşına parçalanmasında γ -kvantlar buraxılması ilə gedən proses düşünülür. γ -kvantlar buraxılması prosesində nüvə çox enerjili yuxarı həyəcanlanma hallarından az enerjili aşağı hallara keçir. Buna radiasiya keçidləri də deyilir. Radiasiya keçidləri bir-qat (nüvə yalnız bir kvant buraxmaqla əsas hala keçir, şə-

kil 3.13 a) və ya kaskad (nüvə ardıcıl keçidlərdə γ -kvantlar buraxaraq əsas hala keçir, şəkil 3.13 b) keçidlər ola bilər. γ -şüalanma fiziki mahiyyət etibarilə nüvə mənşəli yüksək- tezlikli elektromaqnit şüalanmasından ibarətdir. Nüvədən buraxılan γ -kvantların enerjisi, adətən, 10 keV-lə 5 MeV intervalında olur.



$$E = E_\gamma + T_N \text{ və } 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_N; \left| \vec{P}_\gamma \right| = \frac{E_\gamma}{c}$$

yazmaq olar, burada T_N və P_N uyğun olaraq nüvənin təpmə enerji və impulsudur. Buradan T_N enerjisini qiymətləndirmək olar:

$$T_N = \frac{E_\gamma^2}{2M_N c^2} \approx \frac{E^2}{2M_N c^2} \quad (E_\gamma \gg T_N \text{ olur}).$$

Əgər $E \approx 0,1-1$ MeV olarsa, onda kütlə ədədi $A \approx 10^2$ olan nüvə üçün $T_N \approx 0,1 \div 10 \text{ eV} \approx (10^{-6} \div 10^{-5})E$ olar. Göründüyü kimi, γ -kvant nüvənin həyəcanlanma enerjisinin əsas hissəsini aparır. Nüvənin enerji səviyyələri diskret olduğundan γ -şüalanma spektri diskretdir.

Nüvə həyəcanlanmış halda müxtəlif səbəblərdən, məsələn, α və ya β -parçalanma nəticəsində alınır. α -parçalanmadan sonra nüvə adətən aşağı həyəcanlanma hallarında olduğu üçün buraxılan γ -kvantların enerjisi az olur ($E_\gamma < 0,5$ MeV), β -parçalanmadan alınan qız nüvədən buraxılan γ -kvantların enerjisi nisbətən çox ola bilər ($E_\gamma = 2 \div 2,5$ MeV).

Bu onunla əlaqədardır ki, β -parçalanma ehtimalı α -parçalanmaya nisbətən enerjidən zəif asılıdır.

Ümumiyyətlə, α və β -parçalanmadan alınan qız nüvələrdə həyəcanlanma enerjisi az olduğundan, nuklon buraxılmasına kifayət etmir. Bu halda nüvənin həyəcanlanma enerjisi praktiki olaraq tamamilə γ -şüalanması ilə verilir. Bu və ya digər səbəblərdən nüvənin həyəcanlanma enerjisi nuklonun əlaqə enerjisindən böyük ola bilər. Bununla belə, əgər müəyyən qadağan olunma şərtlərinə görə nuklon buraxılması çətinləşmişsə, onda əsas proses, yenə də, γ -şüalanma olmalıdır.

Nüvə γ -şüalanması ayrı-ayrı nuklonların elektromaqnit sahəsilə qarşılıqlı təsirlə əlaqədardır. Lakin β -parçalanmadan fərqli olaraq γ -şüalanma nuklondaxili proses deyil - nüvədaxili prosesdir. Enerji və impulsun saxlanma qanunlarına görə izləndiyi tək nuklonun γ -kvant buraxılması və udması mümkün deyildir. Nüvə daxilində isə, əlavə impulsun başqa nuklonlara verildiyinə görə, bu hadisə mümkün olur.

Yuxarıda göstəriləni kimi, γ -aktiv nüvələrin yaşama müddəti α və β -aktiv nüvələrinə nisbətən çox kiçikdir. Bu onunla əlaqədardır ki, γ -şüalanmaya səbəb olan elektromaqnit qarşılıqlı təsir intensivliyi zəif qarşılıqlı təsire nisbətən çox böyük, nüvə qarşılıqlı təsirinə nisbətən isə cəmi bir neçə tərtib kiçikdir. Digər tərəfdən, γ -şüalanmada β -parçalanmadan fərqli olaraq iki deyil, yalnız bir zərrəcik (γ -kvant) buraxıldığından, yaşama müddətinin keçid enerjisindən asılılığı çox kəskin deyildir.

Başqa zərrəciklərdən fərqli olaraq γ -kvant üçün orbital moment anlayışı yoxdur. Bunun iki səbəbini: γ -kvantın sükunət kütləsinin $m_\gamma = 0$ olmasını və spinin sıfırdan fərqli olmasını (γ -kvant üçün $S_\gamma = 1$) göstərmək olar. Beləliklə, γ -kvant üçün orbital ℓ ədədinin müəyyən qiymətlərinə uyğun

S, P, D və s. halları yoxdur. Lakin γ -şüalanma prosesi ilə əlaqədar nüvədə baş verən mürəkkəb elektromaqnit proseslərini təsvir etmək məqsədilə həmin halların analoqlarından istifadə olunur ki, bu da multipollar adlanır. Yəni, elektromaqnit sahəsinin multipolu dedikdə müəyyən tam L-momentli və müəyyən P cütlüyə malik sərbəst yayılan sahənin halı nəzərdə tutulur. Yəni, sərbəst kvant üçün tam momentli $L=1,2,3\dots$ olan hallar mümkündür. Hər bir tam moment üçün isə cütlüyü müsbət və mənfi olan iki hal olmalıdır. Beləliklə γ -kvant üçün verilmiş tam moment (L) və cütlüklə təsvir edilən hal xüsusi növ multipol adlanır. $L=1$ olan şüalanma dipol, $L=2$ kvadrupol, $L=3$ oktopol və s. olur. Bunlardan hər biri məxsusi bucaq paylanması ilə xarakterizə olunur. Müxtəlif multipol γ -kvantlar nüvənin damcı modelinə əsasən nüvə mayesinin müxtəlif: elektrik (E1 - dipol, E2 - kvadrupol və s.) və maqnit (M1-dipol, M2-kvadrupol və s.) "rəqsləri" nəticəsində baş verir. Birinci növ proseslər nüvədə elektrik yüklərinin paylanması dəyişməsi, ikinci növ proseslər isə spin və orbital maqnit momentlərinin uyğun dəyişməsilə əlaqədardır.

İndi də γ -şüalanma ehtimalı və seçmə qaydalarını nəzərdən keçirək. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir sabiti çox kiçik olduğundan ($\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \ll 1$) radiasiya keçid ehtimalını həyəcanlanma nəzəriyyəsi üsulları ilə hesablamaq olur:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{dn}{dE}$$

burada $M = \int \psi_s^* H' \psi_b d\tau$ - elektromaqnit sahəsinin elektrik yükləri və maqnit momentlərinin H' qarşılıqlı təsir hamiltonianının matris elementi; $\frac{dn}{dE}$ - son halların sıxlığı; ψ_s və ψ_b nüvənin uyğun olaraq son və başlangıç hallarının dalğa funksiyasıdır.

Kvant elektromaqnit nəzəriyyəsi H' və $\frac{dn}{dE}$ üçün düzgün ifadələr alınmasına imkan verir. Ona görə də, ψ_s və ψ_b funksiyalarını təyin etmək üçün nüvənin hər hansı modelindən (məsələn, örtük modelindən) istifadə etməklə P kəmiyyətini qiymətləndirmək olar. İlk yaxınlaşmada həmin nəzəriyyənin nəticələrini aşağıdakı kimi izah etmək olar.

Hərəkətdə olan yüklərin şüalanma sahəsi (elektrik multipolu) sferik funksiyalar sırası şəklində göstərilə bilər. Koordinat və bucaqlardan asılılığı nəzərə almasaq, onda birinci həddə (bu dipol şüalandırıcısı və $L = 1$ olan kvanta uyğundur) R/λ vuruğu qalar (burada R -nüvənin radiusu, λ -buraxılan şüalanmanın dalğa uzunluğudur). Onda sıranın ikinci həddinə $(R/\lambda)^2$ və L -ci həddinə $(R/\lambda)^L$ vuruqları uyğun olar. Lakin γ -kvantın adi enerji qiymətləri üçün ($E_\gamma \approx 1$ MeV) $\lambda \gg R$ olduğundan, həmin sıra sürətlə yığılan olur. Bu halda P keçid ehtimalı A kütlə ədədi və E keçid enerjisinə aşağıdakı kimi:

$$P_L \sim (R/\lambda)^{2L} \sim A^{2L/3} E^{2L}$$

mütənasib dəyişir. Deməli, L bir vahid artdıqda şüalanma intensivliyi $P_{L+1}/P_L \approx (R/\lambda)^2 \approx 10^5$ dəfə azalır. Buradan görünür ki, keçid ehtimalına həlledici payı sıranın birinci həddi verir.

Eyni mülahizəni maqnit multipolları üçün də yürütmək olar. Lakin eyni L qiymətləri üçün maqnit şüalanmasının intensivliyi elektrik şüalanmasına nisbətən $(d/\mu)^2$ qədər az olur (burada d və μ nüvənin uyğun olaraq elektrik və maqnit momentləridir). Bu elektrik və maqnit keçidləri üçün H' kəmiyyətinin müxtəlif olması ilə əlaqədardır. Birinci halda H' -in ifadəsinə elektrik momenti, ikinci halda isə maqnit momenti daxil olur. $(d/\mu)^2$ ifadəsi ($A \approx 10^2$ olduqda) təqribən aşağıdakı qiyməti alır:

$$\left(\frac{eR}{e\hbar/M_N c} \right)^2 = \left(\frac{M_N c R}{\hbar} \right)^2 \approx 10^2 \div 10^3$$

L_E və L_m ədədlərinin qiymətlər çoxluğu hərəkət miqdarı momenti və cütliyə görə seçmə qaydasından alınır. Birinci qaydaya görə:

$$|I_b - I_s| \leq L \leq |I_b + I_s|$$

olmalıdır, burada, I_b və I_s - nüvənin uyğun olaraq başlanğıc və son hallarının momentləridir.

İkinci qaydaya görə:

$$\frac{P_b}{P_s} = (-1)^{L_E} \quad \text{və} \quad \frac{P_b}{P_s} = (-1)^{L_M+1}$$

olmalıdır, burada P_b və P_s - nüvənin uyğun olaraq başlanğıc və son hallarının cütlükləridir.

Bu münasibətlərdən alınır ki, məsələn, E1 keçidi cütlükləri müxtəlif, M1 keçidi isə cütlükləri eyni olan nüvə halları arasında mümkün olur. Hər iki hal üçün $\Delta I=0, \pm 1$ (0-0 keçid müstəsna olmaqla) olmalıdır.

Cütlüyə görə seçmə qaydası:

$$M = \int \psi_s^* H' \psi_b d\tau$$

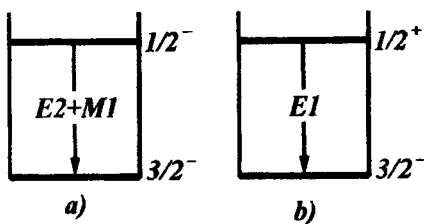
matris elementinin quruluşu ilə əlaqədardır. Məsələn, E1 keçidi üçün H' ifadəsinə elektrik dipol momenti daxil olur ki, bu da koordinatların inversiyasında özünü polyar vektor kimi aparır. M1 keçidi üçün isə H' ifadəsinə aksial vektor xassəsinə malik olan maqnit momenti daxil olur.

Elementar nəzəriyyədən alınır ki, γ -aktiv nüvələrin τ yaşama müddəti multipolluqdan və dalğa uzunluğundan (və ya γ -kvantın enerjisindən) aşağıdakı kimi asılıdır:

- a) EL elektrik multipol keçidləri üçün: $\frac{1}{\tau_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2L}$
- b) ML maqnit multipol keçidləri üçün: $\frac{1}{\tau} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(L+1)}$

Bu ifadələrdən görünür ki, multipolluq yüksək olduqca $\tau_{1/2}$ -in enerjiden asılılığı kəskin olur və yüksək multipollu keçidlər qadağan olunmuş olur. Ən çox icazə verilmiş keçid elektrik dipol keçidi, bundan sonra gələn keçidlər elektrik kvadrupol və maqnit dipol keçidləridir.

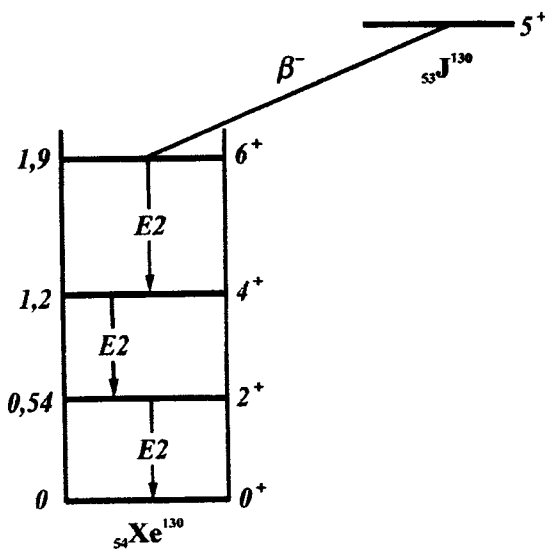
Aydındır ki, multipolluq nüvə səviyyələrinin spin və cütlüklərindən asılıdır. Şəkil 3.14-də iki nümunəvi hallar göstərilmişdir.



Şəkil 3.14

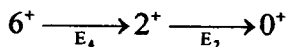
a) sxemində cütlük dəyişmir, momentlərin dəyişməsi isə 1 və 2 ola bilər. Buna uyğun keçid E2+M1 multipol qarışığı olmalıdır və hər iki multipol kvantlar bərabər intensivliklə şüalanmalıdır;

b) sxemində yekun şüalanma E1+M2 multipol qarışığından ibarət olmalıdır. Bu halda M2 keçidi E1 keçidinə nəzərən çox qadağan olduğu üçün praktiki olaraq nəzərə alınmaya bilər və keçid təkcə E1 ilə baş verir. Şəkil 3.15-də ardıcıl (kaskad) γ -keçidlərə nümunə göstərilmişdir. Bu halda ${}_{53}\text{J}^{130}$ (yod)

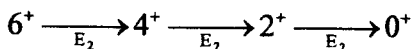


Şəkil 3.15

izotopunun β -parçalanması böyük ehtimalla $54X^{130}$ (kse-non) izotopunun 6^+ üçüncü həyəcanlanma səviyyəsinə baş verir. Nüvə həmin səviyyədən əsas səviyyəyə müxtəlif variantlarda - birbaşa E_6 kvantı buraxmaqdan başlamış, müxtəlif kaskad keçidlərə qədər, məsələn:



şəkilli keçə bilər. Lakin ən böyük ehtimallı keçid minimal multipolluğa uyğun olan keçid olduğu üçün, bu halda, sxemada göstəriləndiyi kimi, praktiki olaraq yalnız E_2 keçidləri, yəni:

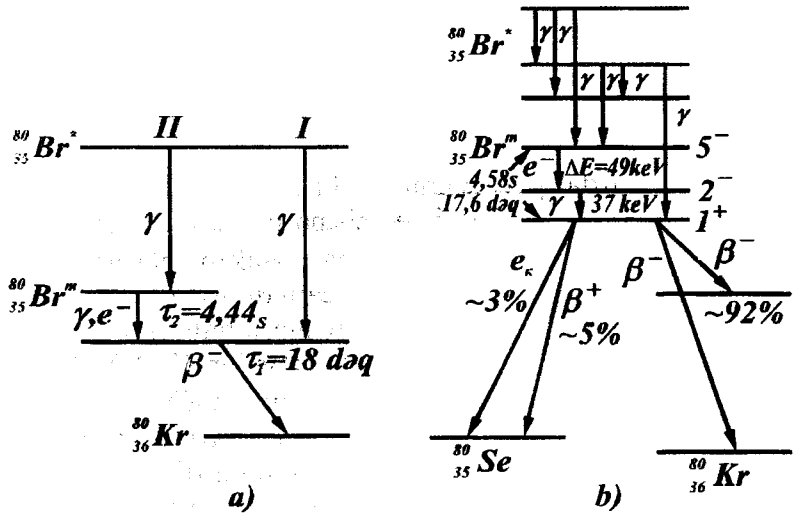


olmalıdır.

Bəzi hallarda γ -şüalanması yüksək multipolluqla qadağan olunmuş və az keçid enerjisinə malik çox böyük yaşama müddəti ilə xarakterizə olunan γ -aktiv nüvələrə rast gəlmək olur. Belə çoxyaşayan həyəcanlanmış nüvə səviyyələri metastabil səviyyələr və uyğun nüvə halları izomerlər adlanır. İlk dəfə bu hadisə O.Qan tərəfindən (1921) ${}_{90}\text{Th}^{234}$ izotopunun β -parçalanmasından alınan ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ nüvəsində kəşf edilmişdir. Qan, həmin nüvə üçün iki yarımparçalanma periodu (6,7 saat və 1,22 dəq) müəyyən etmişdir. Lakin izomeria hadisəsini ətraflı olaraq İ.V.Kurçatov və s. (1935) süni alınmış radioaktiv nüvələrdə öyrənmişlər. Bu məqsədlə təbii qatışıqdan ibarət olan brom elementi (${}_{35}\text{Br}^{79}$ və ${}_{35}\text{Br}^{81}$) neytronlarla şüalandırılmış və reaksiya nəticəsində radioaktiv ${}_{35}\text{Br}^{80}$ və ${}_{35}\text{Br}^{82}$ izotopları alınmışdır. Lakin bu izotopların β -parçalanmasında iki deyil, üç müxtəlif yarımparçalanma periodu (18 dəq: 4,4 saat və 34 saat) alınmışdır. Beləliklə, iki izotopdan birinə iki yarımparçalanma periodu uyğun gəlməlidir. Hansı izotopa və hansı periodların uyğun gəldiyini müəyyən etmək üçün bu dəfə təbii brom elementi γ -kvantlarla şüalandırılmış və reaksiyada radioaktiv ${}_{35}\text{Br}^{78}$ və ${}_{35}\text{Br}^{80}$ izotopları alınmışdır. Yenidən bu izotopların β -parçalanmasında üç müxtəlif yarımparçalanma periodu

(6, 4 dəq: 18 dəq və 4,4 saat) müəyyən edilmişdir. İki reaksiyanın nəticəsini müqayisə etdikdə - 18 dəq və 4,4 saat periodlarının ${}^{80}_{35}\text{Br}^{80}$ izotopuna aid olduğunu göstərmək olar.

İki yarımparçalanma periodunu ${}^{80}_{35}\text{Br}^{80}$ izotopunun iki müxtəlif izomer halda - əsas və uzunyaşayan (metastabil) həyəcanlanma hallarında alınması ilə izah etmək olar. Əyaniyyət üçün şəkil 3.16-da həmin izotopun parçalanma sxemi göstərilmişdir.

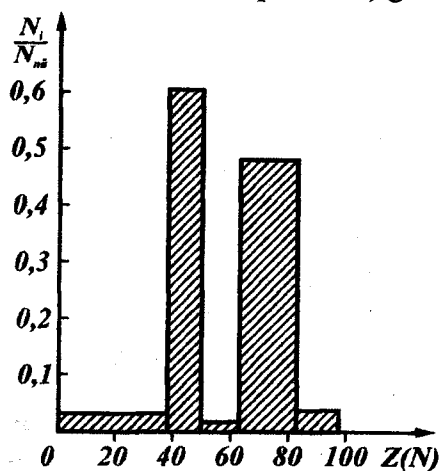


Şəkil 3.16

Sxemadan göründüyü kimi, ${}^{80}_{35}\text{Br}^{80}$ izotopu üçün metastabil səviyyə alındığından əsas hala keçid sxemada göstərilən iki müxtəlif yolla (I və II) baş verə bilər. I keçidində nüvə tez bir zamanda ($\sim 10^{-13}$ san) əsas hala keçir və buradan $\tau_1 = 18$ dəq periodla β -parçalanmada ${}^{80}_{36}\text{Kr}^{80}$ izotopuna çevrilir. II keçidində isə nüvə, əvvəlcə, tez bir zamanda ${}^{80}_{35}\text{Br}^{80}$ metastabil (uzunyaşayan) həyəcanlanma halına, sonra bu halдан $\tau_2 = 4,4$ saat periodu ilə əsas hala keçir və yenidən β -parçalanma ilə ${}^{80}_{36}\text{Kr}^{80}$ izotopuna çevrilir. Ona görə də II keçiyə

dində β -parçalanma $\tau_2=4,4$ saat periodu ilə xarakterizə olunmalıdır. Lakin hər iki halda β -parçalanma $^{35}\text{Br}^{80}$ nüvəsinin əsas halından baş verdiyindən, β -spektrlər eyni olmalıdır.

Hal-hazırda izomeriya hadisəsi mükəmməl öyrənilmişdir. İzomeriya hadisəsinə səbəb, nüvənin əsas halı yaxınlığında böyük moment fərqi ilə ($\Delta I \geq 4$) müəyyən olunan enerji səviyyələrinin alınmasıdır. Yuxarıda göstəriləndi kimi, belə səviyyələrdən γ -keçidlər az ehtimalla baş verir, yəni həmin səviyyələr metastabil olurlar. Lakin γ -keçidlərlə metastabil həyəcanlanmış səviyyələrdən nüvənin çevrilməsi yeganə hadisə deyil. Həmin səviyyələrdən nüvə α , β -parçalanmalara və s. uğraya bilər. İzomeriya hadisəsi, hətta, nüvələrin spontan bölünməsində də müşahidə olunur. Buna misal olaraq Am^{242} nüvəsinin iki yarımparçalanma periodu ilə spontan bölünməsini (metastabil haldan $T_{1/2}=1,4 \cdot 10^{-2}$ san və əsas haldan $T_{1/2}=10^8$ il periodla) göstərmək olar.



Şəkil 3.17

İzomer halların nisbətən böyük yaşama müddətinə malik olması nəticəsində, buna uyğun nüvələr, A və Z ədədləri eyni, lakin kütləsi (M), spini (\bar{I}), cütliyü (P), izospini (\bar{T}), yaşama müddəti (τ) müxtəlif olan yeni nüvə xassələrinə malik olur. Göstərmək olar ki, izomeriya heç də təsadüfi hadisə deyildir. Hal-hazırda yüzə yaxın uzunyaşama müddətinə malik izomer nüvələr müəyyən edilmişdir. Bu nüvələrin nuklonların sayından asılı olaraq paylanması maraqlı qanunauyğunluqlara gətirir.

Ən çox izomer hallar A kütlə ədədi tək olan nüvələrdə, nisbətən az sayda tək-tək nüvələrdə və nadir halda cüt-cüt nüvələrdə müşahidə olunur. Əgər A kütlə ədədi tək olan izomerləri nüvədəki protonların (və ya neytronların) sayına görə paylaşdırsa, onda şəkil 3.17-də göstərilən kəskin asılılıqlar (izomeriya adacıqları) alınır. Bu asılılıqlar nüvənin örtük modelinə görə izah olunur. Həmin modelə görə izomeriya halları sehirlə ədədlərin (50, 82, 126 və s.) yaxınlığında alınmalıdır. Doğrudan da, izomeriya adacıqları məhz bu oblastlarda alınır.

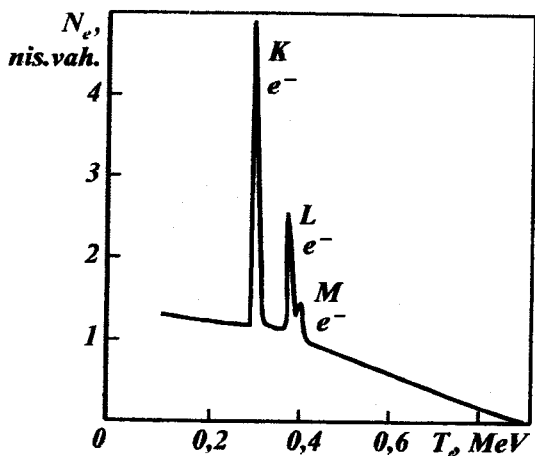
γ -şüalanmadan başqa, nüvələrin həyəcanlanma enerjiləri daha bir mexanizmlə - konversiya elektronlarının buraxılması ilə verilə bilər. Buna daxili konversiya hadisəsi deyilir və bu proses γ -şüalanmaya konkurent proses kimi meydana çıxır. Nəzəriyyədən alındığına görə, daxili konversiya prosesində nüvənin həyəcanlanma enerjisi birbaşa orbit elektronlarına verilir. Nəticə etibarilə enerjisi aşağıdakı kimi təyin edilən monoenergetik elektronlar buraxılmalıdır:

$$T_e = E - I_k$$

burada E - nüvə keçid enerjisi, I_k - isə K elektronların ionlaşma enerjisidir. Lakin $E < I_k$ olarsa, onda konversiya hadisəsi K - elektronlardan mümkün deyil, bu hadisə L - elektronlardan və s. müşahidə oluna bilər. Konversiya elektronlarının monoenergetikliyi, onları β -parçalanma elektronlarından fərqləndirməyə imkan verir. Məsələn, nümunə üçün şəkil 3.18-də konversiya elektronlarına uyğun kəskin maksimumlarla birlikdə xarakterik β -spektr göstərilmişdir.

Həmin β -spektrdə alınan ensiz piklər qız nüvənin həyəcanlanma səviyyələrinə uyğun gəlir. Bu halda K, L, M orbitlərinə uyğun konversiya pikləri aşkar olunur. Həmin piklər arasındakı məsafəyə görə konversiya hadisəsinin hansı elementə aid olduğunu müəyyən etmək olar.

Daxili konversiyada konversiya elektronlarından əlavə, yuxarı orbit elektronlarının K, L və s. orbitlərdəki boş yerlərə keçməsində buraxılan xarakteristik rentqen şüalanması və



Şəkil 3.18

eləcə də Oje elektronları (atomun həyəcanlanma enerjisinin birbaşaşuyarı orbit elektronlarına verilməsi nəticəsində) müşahidə oluna bilər.

Daxili konversiya hadisəsinin mexanizmini nəzərdən keçirək. Bu prosesdə nüvədən buraxılan γ -kvant ani olaraq atomun

örtük elektronları tərəfindən udulur. Marafılı cəhət ondan ibarətdir ki, bu hadisə əsas etibarilə real kvantlarla deyil, virtual adlanan kvantlarla baş verir. Belə kvantlar üçün enerji ilə impuls arasında düzgün asılılıq olmur, yəni $E \neq cK$ olur. Virtual kvantların mümkün olması isə qeyri-müəyyənlik prinsipilə əlaqədardır. Belə kvantlar mənbədən çox yaxın məsafələrdə və çox qısa müddətdə mövcud ola bilər. Prosesin virtual kvantlarla baş verməsi fərziyyəsini yoxlamaq üçün belə bir mülahizə yürütmək olar. Əgər daxili konversiya prosesi virtual kvantlarla baş verirsə, onda nüvə xarici elektronlardan azad olduğu halda γ -şüalanma intensivliyi dəyişməməlidir. Yəni virtual kvantlarla baş verən konversiya hadisəsi γ -şüalanma ilə konkurent deyil, paralel prosesdir. Əlbəttə, elektronlarını tamamilə itirmiş nüvənin γ -şüalanmasını müşahidə etmək texniki olaraq çox çətindir və indiyədək mümkün olmamışdır. Lakin bu hadisənin nəzəri hesablanması mümkündür və alınan nəticələr eksperimentlə o dərəcədə yaxşı təsdiq olunur ki, prosesin virtual kvantlarla baş verməsinə heç bir şübhə qalmır.

Virtual kvantlar fərziyyəsi özünü xüsusilə 0-0 keçidləri üçün doğruldu. Bu keçidlər nüvənin əsas və 1-ci həyəcanlanma hallarının spinləri 0 olduğu halda baş verir. Əgər nüvə 1-ci həyəcanlanma səviyyəsindədirsə, onda həmin nüvə əsas hala γ -kvant buraxmaqla keçə bilməz. Çünki, bu halda multipolu EO olan kvant buraxılmalıdır (real halda EO multipollu kvant olmur). Lakin virtual kvant üçün belə məhdudiyət yoxdur, yəni cütlüyü müsbət və momenti sıfır olan virtual EO - kvant mümkündür. Məhz, həmin kvant daxili konversiya ilə nüvənin həyəcanlanma enerjisinin alınmasını təmin edir. Belə konversiya isə 0-0 keçidi adlanır.

Daxili konversiyanın intensivliyi α daxili konversiya əmsalı ilə xarakterizə olunur. Bu əmsal konversiya elektronları sayının buraxılan γ -kvantların sayına nisbəti kimi təyin edilir:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

burada α_M K - örtüyündən baş verən parsial daxili konversiya əmsalı, α_L L örtüyündən və s. olur.

Nəzəriyyədə konversiya əmsalının bir sıra parametrlərdən kəskin asılılığı alınır. Bu parametrlər: E-keçid enerjisi (E artdıqca α azalır), nüvənin Z sıra nömrəsi (Z artdıqca α artır) konversiyanın baş verdiyi elektron örtüyü (örtüyün radiusu artdıqca α azalır), konkurent γ -şüalanmanın multipolluğudur (multipolluq artdıqca α artır).

Nüvənin həyəcanlanma enerjisi:

$$E > 2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$$

olarsa, onda elektron-pozitron cütü yaranması ilə baş verən cüt konversiyası mümkündür. Bu halda nüvənin buraxdığı virtual kvant elektron-pozitron cütünə çevrilir. Aydın ki, cüt konversiyasının atom elektronları ilə heç bir əlaqəsi yoxdur, belə konversiya elektronsuz nüvədə də baş verə bilər. Bu növ konversiya məxsusi α_c əmsalı ilə xarakterizə olu-

nur:

$$\alpha_c = \frac{N_c}{N_\gamma}$$

burada N_c - yaranan konversiya elektron-pozitron cütlərinin sayıdır. Nüvənin həyəcanlanma enerjisi artdıqca cüt konversiyasının nisbi ehtimalı artır.

Daxili konversiya hadisəsinin öyrənilməsi nüvə enerji səviyyələrinin müxtəlif xarakteristikalarının təyin edilməsi üçün xüsusi əhəmiyyət kəsb edir (səviyyənin enerjisi konversiya elektronlarının enerjisinə, hərəkət miqdarı momenti isə konversiya əmsalına görə və s. təyin edilir).

Nüvənin qeyri-stabil səviyyələrinin xarakteristikalarını təyin etmək üçün əlverişli üsullardan biri nüvə kaskad γ -şüalanmasında bucaq korrelyasiyasının ölçülməsidir. Bucaq korrelyasiyası dedikdə kaskad γ -kvantlardan birinin impulsunun o biri kvantın (adətən əvvəlkinin) impulsuna nəzərən $N(\theta)$ bucaq paylanması nəzərdə tutulur. Deməli, korrelyasiya təcrübəsində üst-üstə düşmə sxeminin köməylə aradığı buraxılan iki kvantın, bunların impulsarı arasındakı bucaqdan asılılığını ölçmək lazımdır. Həmin asılılıq elektromaqnit şüalanma nəzəriyyəsindən alınan belə bir halla əlaqədardır ki, γ -kvantın tam momentinin impuls üzrə m proyeksiyası yalnız $m=\pm 1$ (\hbar vahidlərilə) qiymətini ala bilər. $m=0$ qiyməti isə, elektromaqnit dalğaları eninə dalğalar olduğu üçün istisna olur. Ona görə də, əgər nüvə momenti sıfıra bərabər olan səviyyədən γ -kvant buraxırsa və bu kvant müəyyən istiqamətdə qeyd olunursa, onda aşağı halda nüvə momentinin həmin istiqamətdəki proyeksiyası yalnız ± 1 qiymətinə malik olmalıdır. Bu isə o deməkdir ki, nüvə fəzada xaotik deyil, müəyyən istiqamətdə yönəlməli və həmin nüvədən kaskad kvantlarının buraxılması istiqamətdən asılı olmalıdır. Bucaq korrelyasiyası, ardıcıl olaraq parçalanmaya məruz qalan səviyyələrin momentlərindən ciddi asılıdır. Korrelyasiyanın formasına görə buraxılan kvantların

növünü müəyyən etmək olur. Lakin bucaq korrelyasiyası kvantın cütlüyündən asılı deyildir. Korrelyasiyanı ölçmək üçün nüvənin aralıq səviyyəsinin yaşama müddəti çox az olanıdır ki, ikinci kvant qeyd edilən müddətdə nüvənin müəyyən istiqamətdə yönəlməsi pozulmasın.

Korrelyasiya eksperimentlərində bir sıra nüvələrin həyəcanlanma hallarının maqnit momentləri ölçülmüşdür. Bu eksperimentin ideyası ondan ibarətdir ki, iki ardıcıl kaskad keçidləri arasında həyəcanlanmış nüvənin spini yüksək tezlikli sahə vasitəsilə rezonans "çevrilməyə" uğrayır (bax F. I, § 5). Məsələn, bu üsulla $^{48}\text{Cd}^{111}$ nüvəsinin xarakteristikası

$\frac{5^+}{2}$ olan 1-ci həyəcanlanma səviyyəsinin maqnit momenti ölçülmüş və $-0,78 \mu_B$ qiyməti alınmışdır. γ - γ korrelyasiyası ilə birlikdə (β - γ), (α - γ) korrelyasiyaları və s.də ölçülür.

§ 8. Messbauer effekti

Yuxarıdakı mühakimələrdə nüvənin enerji səviyyəsi üçün tamamilə müəyyən bir enerji qəbul edilirdi. Lakin, qeyri-müəyyənlik prinsipinə görə səviyyənin τ yaşama müddəti enerjinin ΔE qeyri-müəyyənliyini təyin etməlidir, yəni:

$$\Delta E \cdot \tau \approx \hbar$$

Yalnız əsas hal üçün $\tau \rightarrow \infty$ olduğundan $\Delta E = 0$ və deməli həmin səviyyə müəyyən bir enerjiyə malik olur.

Həyəcanlanma səviyyəsinin enerjisindəki qeyri-müəyyənlik nüvənin həmin səviyyədən əsas hala keçdikdə buraxılan γ -şüalanmanın qeyri-monoxromatik olmasına gətirir. Bu qeyri-monoxromatikliyi həmin şüalanmanın Γ təbii eni adlandırırlar. Adətən $\Gamma \ll E$ olur (E səviyyənin enerjisidir). Əgər, Γ dəqiqliyi ilə ölçülmə üsulu mümkün olsaydı, onda enerji Γ/E ilə təyin olunan çox böyük nisbi dəqiqliklə ölçülərdi. Bu isə γ -şüalanmanın rezonans udulma üsulu ilə

mümkün ola bilər. Rezonans udulma üsulu prosesinin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, əsas halda olan nüvəni, eyni növ nüvənin həyəcanlanmış haldan əsas hala keçdikdə buraxdığı γ -kvantlarla şüalandırıqda, heç bir əlavə enerji itkisi olmadığı halda, həyəcanlanma çox böyük ehtimalla baş verir. Bu prosesi, verilmiş mənbənin γ -şüalanmasının həmin maddədən olan lövhədən keçməsinə öyrənməklə, asan müşahidə etmək olardı. Lakin axır vaxtlara qədər rezonans udulma prosesi ancaq Γ eni kifayət qədər böyük olan xətlər üçün mümkün olmuşdur. Bunun səbəbi odur ki, buraxılan γ -kvant E həyəcanlanma enerjisini tam aparmır, impulsun saxlanma qanununa görə, həmin enerjinin bir hissəsini nüvənin təpməsinə sərf edir. Onda buraxılan γ -kvantın enerjisi:

$$E'_\gamma = E - T_N < E$$

olar, burada T_N - nüvənin təpmə enerjisidir. Buna görə də, rezonans alınması üçün, udulan kvantın enerjisi:

$$E''_\gamma = E + 2T_N > E$$

olmalıdır, burada T_N udulan γ -kvantın nüvəyə verdiyi təpmə enerjisidir. Beləliklə, verilmiş nüvə üçün eyni halların buraxılma və udulma xətləri bir-birindən $2T_N$ qədər sürüşmüş olur.

Nüvənin təpmə enerjisini γ -kvantın buraxılması prosesində impulsların saxlanma qanunundan almaq olar:

$$\bar{P}_\gamma = \bar{P}_N; T_N = \frac{P_N^2}{2M_N} = \frac{E_\gamma^2}{2M_N c^2} \approx \frac{E^2}{2M_N c^2} \quad (3.23)$$

burada M_N -nüvənin kütləsidir. Aydındır ki, rezonans udulma olması üçün nüvənin təpmə enerjisi xəttin Γ enindən kiçik olmalıdır:

$$T_N < \Gamma \quad (3.24)$$

Adi optik rezonans fluoressensiyası üçün bu şərt çox yaxşı ödənilir. Nüvə şüalanmasına gəldikdə isə γ -kvantın enerjisi bir neçə tərtib optik fotonun enerjisindən böyük olduğundan, (3.24) şərti ciddi olaraq ödənilmir. Məsələn,

$^{26}\text{Fe}^{57}$ izotopunun 1-ci həyəcanlanma səviyyəsinin enerjisi 14 keV və γ yaşama müddəti təqribən 10^{-7} san-dır, onda xəttin eni:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \approx 10^{-8} \text{ eV}$$

və nüvənin təpmə enerjisi (3.23) münasibətindən:

$$T_N \approx 10^{-3} \text{ eV}$$

alınır. Deməli, təpmə enerjisi xəttin enindən təqribən beş tərtib böyükdür. Belə görünür ki, bu şəraitdə heç bir rezonans udulma mümkün deyildir. Əsl həqiqətdə isə, müəyyən ehtimalla, az da olsa rezonans udulma müşahidə edilir. Bu onunla əlaqədardır ki, buraxılan (və ya udulan) xəttin D real eni təbii Γ eni ilə deyil, atomların istilik hərəkətilə əlaqədar olan dopler sürüşməsi ilə təyin olunur:

$$D = 2\sqrt{T_N kT^0}$$

burada T^0 -buraxıcı (uducu) maddənin temperaturudur. Otaq temperaturu üçün ($T^0=300\text{K}$, $kT=0,025 \text{ eV}$):

$$D = 2\sqrt{10^{-3} \cdot 0,025} \approx 10^{-2} \text{ eV}$$

olur. Deməli, $D > T_N$ olduğu üçün, dopler effektinə görə genişlənmiş buraxılma və udulma xətləri müəyyən qədər birbirini örtər və ona görə də müəyyən ehtimalla rezonans udulma prosesi mümkün olar. Lakin bu effekt, xətlərin birbirini örtüyü kiçik oblastın sahəsinə uyğun gələn çox az sayda γ -kvantlar üçün alınır. Xətlərin örtülmə oblastını buraxılma xəttinin dopler genişlənməsi hesabına artırmaq olar. Bunu, məsələn, mənbəni sürətlə hərəkət etdirməklə almaq olar. Lakin bu halda rezonans prosesinin qeyd edilməsi xəttin dopler eni ilə təyin olunduğundan, nisbi dəqiqlik (D/E) çox az olur.

1958-ci ildə alman fiziki Messbauer γ -şüalanmanın çox böyük ehtimalla rezonans udulmasını təmin edən mühüm bir kəşf etmişdir. Bu kəşf sonralar nüvə fizikasında Messbauer effekti adı ilə məşhur olmuşdur. Həmin effektdə gəti-

rən prosesi izah edək. Messbauer γ -xəttlərin bir-birini qismən örtməsi ilə rezonans udulma prosesini öyrənərkən mənbəni və uducunu soyutmaqla D enini azaltmağı qərara almışdır. Bu halda, aydındır ki, rezonans effekt azalmalı idi. Lakin, müəyyən temperaturdan aşağı düşdükdə effektin birdən-birə çox böyük ehtimalla artması müşahidə olunmuşdur.

Bu nəticəni izah etmək üçün Messbauer belə mülahizə yürütmüşdür ki, müəyyən şəraitdə (az keçid enerjisi və kristalın temperaturu Debay temperaturundan aşağı olduqda) γ -kvantın buraxılmasında impuls və təpmə enerjisi atomun kristallik qəfəsin düyünlərindən qopması və ya kristalın enerji halının dəyişməsinə deyil, elastiki olaraq bütün kristalla verilir. Bu halda təpmə enerjisi T_N atomun kütləsi ilə deyil, bu kütlədən N dəfə böyük olan ($N \approx 10^8$) kristalın kütləsilə təyin olunur:

$$T_k = \frac{P_N^2}{2 \cdot 10^8 \cdot M_N} \approx 10^{-11} \text{ eV} \ll \Gamma$$

yəni buraxılma və udulma xəttləri arasındakı sürüşmə təqribən yox olur:

$$E'_\gamma \approx E''_\gamma$$

Bu halda, təpmə nəzərə alınmadan, eni təbii Γ eni ilə verilən iti uclu rezonans udulma xətti alınmalıdır.

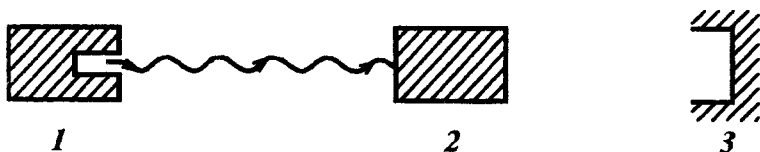
Lakin Messbauer ideyasına görə kvant mexanikasında kristalın əlaqə effekti klassik fizikada olduğu kimi deyil, statistik formada özünü göstərir. Ümumiyyətlə, kristal qəfələrin təsirinin orta qiyməti kiçikdir. Çox hallarda nüvə tam təpməyə məruz qalır, nisbətən az hallarda isə kvantın impulsu tək nüvəyə deyil, bütün kristala verilir və rezonans udulma baş verir. Deməli, rezonans udulma ehtimalı γ -kvantların hansı hissəsinin təpmə olmadan buraxılması ilə əlaqədardır. Bu isə indiyədək tam məlum olmayan bir sıra faktlardan asılıdır.

Müəyyən olunmuşdur ki, təpmə olmadan buraxılma eh-

timalı keçid enerjisinin az olduğu və preparatın temperaturunun aşağı olduğu halda artır. Hər bir maddə üçün xarakterik aşağı temperatur (de-Bay temperaturu) vardır ki, həmin temperaturda rezonans udulma böyük ehtimalla baş verir. Elə maddələr vardır ki, onlar üçün de-Bay temperaturu otaq temperaturuna yaxın olur (${}_{26}\text{Fe}^{56}$).

Ümumiyyətlə, Messbauer effektinin artması üçün aşağıdakı şərtləri göstərmək olar:

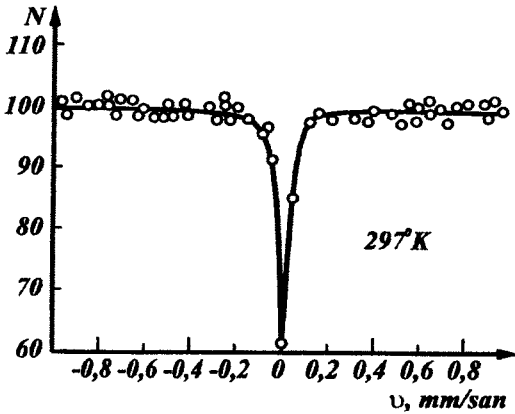
- 1) Şüalandırıcı və uducu maddənin möhkəm olması (bu nüvələrin kristal qəfəsdə çox bağlılığı ilə əlaqədardır),
- 2) keçid enerjisinin az olması,
- 3) kristalın sərtliliyinin böyük olması (xarakteristik de-Bay temperaturunun yüksək olması),
- 4) şüalandırıcı və uducu maddələrin aşağı temperaturda olması.



Şəkil 3.19

Şəkil 3.19-də Messbauer effektini müşahidə etmək üçün təcrübənin prinsipial sxemi göstərilmişdir. Burada 1-rezonans şüalanma mənbəi sabit sürətlə 2-uducu maddə istiqamətində (və ya əks istiqamətdə) hərəkət etdirilir. Uducu maddədən sonra 3-detektoru yerləşdirilir. Detektordakı say sürətinin mənbəin hərəkət sürətindən asılılığı ölçülür. Əgər mənbəin hərəkət sürəti kifayət qədər böyük olarsa, onda buraxma xətti doppler effektinə görə çox sürüşər və rezonans udulma alınmaz. Sürətin azalması ilə doppler sürüşməsi azalar və buraxılma xətti udulma xəttinə yaxınlaşar. Bu xətlər kəsişdikdə intensiv rezonans udulması baş verir (şəkil 3.20).

Beləliklə, mənbəin sürətini yavaş dəyişməklə Messbauer xəttinin (və ya xətlərinin) vəziyyətini və enini ölçmək olar.



Şəkil 3.20

Xətlərin doppler effektinə görə rezonansdan çıxması üçün lazım olan sürəti qiymətləndirmək olar. Bunun üçün v sürətilə hərəkət edən mənbənin buraxdığı kvantın ΔE doppler enerji artımını Γ təbii eninə bərabər etmək lazımdır. v sürətinin kiçik qiymətləri üçün

həmin ΔE artımı $\Delta E = vE/c$ olar. $\Delta E = \Gamma$ əvəz etməklə, sürət üçün $v = c\Gamma/E$ alırıq.

Aşağı həyəcanlanma enerji səviyyələri üçün Γ/E kəmiyyəti çox kiçik olduğundan, sürət üçün kiçik qiymət alınır. Məsələn, göstərmək olar ki, ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ izotopunun 1-ci səviyyəsi üçün $v = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ sm/san}$. Laboratoriya şəraitində bu tərtib sürətləri asanlıqla almaq və mexaniki olaraq ölçmək mümkündür.

Messbauer effekti ilə enerji ölçülərində hədsiz dərəcədə böyük dəqiqlik alınır (15-17 tərtibə qədər). Bu dəqiqlik-rezonans udulma üsulunun, başqa üsullarla mümkün olmayan olduqca kiçik effektləri müəyyən etmək və öyrənməyə imkan verir. Bunlardan bir neçəsini nəzərdən keçirək.

a) Nüvə enerji səviyyələrinin ifrat parçalanmasının öyrənilməsinə baxaq. Yuxarıda göstəriləyi kimi (bax F I, § 5) həmin parçalanma nüvə maqnit momentilə ($\mu_1 = 5,05 \cdot 10^{-31} \text{ C/san}$) atom elektronlarının nüvə oblastında yaratdığı orta maqnit sahəsinin $\bar{H}_e \approx 10 \text{ Tl}$ hasilə şəklində verilir:

$$\Delta E = \bar{\mu}_1 \bar{H}_e \approx 10^{-7} \div 10^{-6} \text{ eV}$$

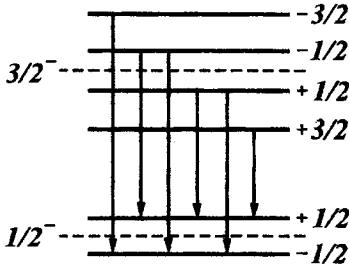
Optik oblastda elektron səviyyələri arasındakı tipik ke-

cid enerjisi isə $E_c \approx 1$ eV tərtibində olur. Deməli, elektron səviyyələrinin ifrat parçalanmasının nisbi qiyməti:

$$\Delta E/E_c \approx 10^{-7} \div 10^{-6}$$

olar. Spektral xətlərin bu tərtib parçalanmasını optik spektroskopiyaya üsulları ilə asan ölçmək olur.

Aydındır ki, ifrat parçalanma nüvə səviyyələrinə də aid olmalıdır. Lakin nüvə səviyyələri arasındakı keçidlər çox böyük enerjiyə malik olduğundan ($E_N \approx 10^4 \div 10^5$ eV), nüvə səviyyələrinin nisbi ifrat parçalanması elektron səviyyələrinə nisbətən çox kiçikdir:



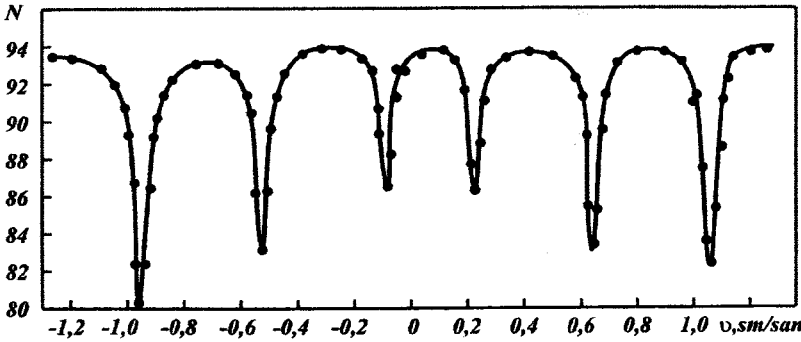
Şəkil 3.21

$$\Delta E/E_N \approx 10^{-12} \div 10^{-10}$$

Bu tərtib parçalanmanı yalnız Messbauer effekti ilə ölçmək olur.

İlk dəfə nüvə səviyyələrinin ifrat parçalanması Fe^{57} izotopu üçün müşahidə olunmuşdur. Fe^{57} izotopunun əsas və həyəcanlanma səviyyələrinin xarakteristikaları, uyğun olaraq $1/2^-$

və $3/2^-$ -dir. Onda əsas səviyyə $m = \pm 1/2$ olan iki alt səviyyəyə və həyəcanlanmış səviyyə isə $m = \pm 3/2, \pm 1/2$ olan dörd alt səviyyəyə parçalandığından, bunlar arasında şəkil 3.21-də göstəriləndiyi kimi altı keçid mümkündür ($\Delta m = \pm 0, \pm 1$ seçmə qaydasına görə). Alt səviyyələrin bu quruluşu hər iki nüvə (mənbə və uducu nüvələr) üçün eynidir. Ona görə də rezonans udulma mənzərəsi çox mürəkkəb olmalıdır. Bunu sadələşdirmək üçün şüalandırıcı nüvə paslanmayan dəmir diamagnet qəfəsində yerləşdirilir. Bu halda həmin nüvə üçün ifrat parçalanma yox olur və Messbauer spektrindəki minimumların sayı uducu nüvənin keçidləri sayına bərabər olur (şəkil 3.22). Eksperimental ayrını şərh etməklə nüvənin əsas və həyəcanlanma hallarının parçalanma enerjisini və maqnit kvant ədədinin həyəcanlanma alt səviyyələri üçün dəyişmə ardıcılığını hesablamaq mümkündür.



Şəkil 3.22

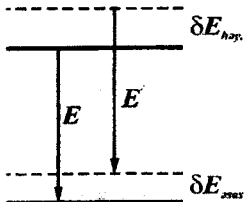
Bu işə nüvə oblastında orta maqnit sahəsini (\overline{H}_c) təyin etməyə imkan verir. (\overline{H}_c) bilməklə, həyəcanlanma səviyyəsinin parçalanma enerjisinə və m kvant ədədinin dəyişmə ardıcılığına görə Fe^{57} nüvəsinin həyəcanlanma halı üçün maqnit momentinin əddi qiyməti və işarəsini təyin etmək olur:

$$\mu_h = -0,153 \mu_B$$

b) Həyəcanlanma halında nüvənin radiusunun təyin edilməsini nəzərdən keçirək. Bunun üçün atom elektronlarının nüvə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində həm nüvə, həm də elektron səviyyələrinin müəyyən qədər sürüşməsinə qəbul etməliyik. Həmin sürüşmənin qiyməti (δE) elektronların nüvə ilə əlaqə enerjisindən asılı olub, nüvə oblastında elektronların $e|\varphi_0|^2$ sıxlığı, nüvənin yükü (Ze) və radiusu (R) ilə təyin olunur:

$$\delta E = \left(\frac{2\pi}{5} \right) Z e^2 |\varphi_0|^2 R^2$$

Əgər nüvənin ölçüsü əsas və həyəcanlanma halları üçün müxtəlifdirsə ($R_s \neq R_h$), onda həmin hallara uyğun səviyyələr müxtəlif sürüşməyə (δE_s və δE_h) məruz qalmalıdır (şəkil 3.23). Bu kə-



Şəkil 3.23

miyyətələri ΔE fərqi isə E keçid enerjisinə düzəlişi verir:

$$E' = E + \Delta E$$

burada:

$$\Delta E = \delta E_h - \delta E_s = \left(\frac{2\pi}{5} \right) Z e^2 |\varphi(0)|^2 (R_h^2 - R_s^2) \quad (3.25)$$

Əgər buraxıcı və uducu atomlar eynidirsə, onda bunlar üçün düzəlişlər də eyni olar ($\Delta E_b = \Delta E_u$) və rezonans pozulmaz. Lakin həmin atomlar müxtəlif kimyəvi birləşmələrdə olsalar, onda bunlar üçün elektron sıxlıqları müxtəlif olduğundan buraxıcı və uducu nüvələrin səviyyə sürüşmələri də müxtəlif olmalıdır ($\Delta E_b \neq \Delta E_u$). Onda həmin nüvələr üçün düzləndirilmiş keçid enerjilərindəki fərq nüvə səviyyələrinin kimyəvi və ya izomer sürüşməsinə verir:

$$\Delta E_{kim} = E_u' - E_b' = \Delta E_u - \Delta E_b$$

və ya (3.25) düsturundan istifadə etsək:

$$\Delta E_{kim} = \left(\frac{2\pi}{5} \right) Z e^2 \{ R_h^2 - R_s^2 \} \left(|\psi(0)|_u^2 - |\psi(0)|_b^2 \right)$$

Kiçik mətərizədə olan fərqi müəyyən yaxınlaşmalara görə hesablamaq mümkündür. Ona görə də, ΔE_{kim} ölçməklə həyəcanlanma halında nüvənin radiusunu qiymətləndirmək olar.

Kimyəvi sürüşmə çox kiçikdir ($\Delta E_{kim} \approx 10^{-7} \text{ eV}$, $\Delta E/E \approx 10^{-12}$). Bunu yalnız Messbauer effekti ilə ölçmək olur. Müxtəlif nüvələr üçün aparılan ölçmələr göstərmişdir ki, nüvənin həyəcanlanmış haldakı radiusu əsas haldakına nisbətən böyük və ya kiçik ola bilər.

c) Ağırliq qüvvəsi nəticəsində γ -kvantın enerjisinin (tezliyinin) hündürlüyə görə dəyişməsinə baxaq. Bu, Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsinə uyğun olaraq, enerjisi E_γ olan kvantın qravitasiya sahəsində $m = E_\gamma/c^2$ qravitasiya kütləsi ilə əlaqədardır. Qravitasiya sahəsinin qüvvə xətləri istiqamətində hərəkət etdikdə (düşdükdə) γ -kvant $\Delta E = mgH$ enerjisi almalıdır (g -sərbəst düşmə təcili, H -hündürlükdür) və onun tezliyi də

yişməlidir:

$$\Delta\nu=(E_\gamma/hc^2)gH$$

Əgər hərəkət qravitasiya sahəsinin əksinə olarsa (qalxma) γ -kvant enerji itirməli və onun tezliyi azalmalıdır. Bu hallarda enerjinin nisbi dəyişməsi çox kiçik olub, $H=30$ m olduqda:

$$\Delta E/E=gH/c^2\approx 3\cdot 10^{-16}$$

olur. Bu nisbəti yalnız Messbauer effekti vasitəsilə ölçmək mümkündür. Doğrudan da Fe^{57} izotopu ilə belə ölçmələr aparılmış və hesablamadan alınan nəticələr təsdiq olunmuşdur.

IV FƏSİL

NÜVƏ REAKSIYALARI

§ 1. Nüvə reaksiyaları haqda ümumi məlumat

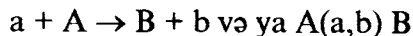
Nüvələrin bir-birilə, elementar zərrəciklərin nüvə ilə və ya bir-birilə adətən güclü qarşılıqlı təsirində nüvə çevrilmələri baş verir ki, bu proses nüvə reaksiyaları adlanır. Bu mənada nüvə reaksiyalarını iki sinfə bölmək olar. Birinci sinfə nüvələrin iştirakı ilə gedən reaksiyaları, ikinci sinfə isə elementar zərrəciklərin qarşılıqlı təsir reaksiyalarını aid etmək olar. Bu fəsildə 1-ci sinif reaksiyalardan danışılacaqdır.

Eksperimental qurğularda nüvə reaksiyaları almaq üçün, adətən, sürətlənmiş yüngül zərrəciklərlə sükunətdə olan ağır zərrəciklərin yaxın məsafələrdə (10^{-12} – 10^{-13} sm) qarşılıqlı təsiri təmin edilir. Bu halda düşən yüngül zərrəciklər Fermi zərrəciklər, sükunətdə olan ağır zərrəciklər isə hədəf zərrəcikləri adlanır.

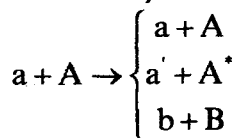
Nüvə reaksiyalarının bir sıra növlərini göstərmək olar. Mərmə hədəf zərrəciklərin növünə görə reaksiyaları üç böyük qrupa bölmək olar: neytronlarla, yüklü zərrəciklərlə və γ -kvantlarla gedən reaksiyalar. Axırını (γ -kvantlarla) reaksiyalar nüvə qarşılıqlı təsirlə deyil, elektromaqnit qarşılıqlı təsirlə gedir, lakin proses nüvə oblastında baş verdiyindən nüvə çevrilmələrinə səbəb olur. Nüvə reaksiyalarına yüklü zərrəciklərlə elektromaqnit qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verən nüvənin kulon həyəcanlanması da aid etmək olar.

Aşağıda hər üç qrup reaksiyaların təsvirində onların xüsusiyyətləri göstəriləcəkdir. Bundan başqa, ağır nüvələrin bölünmə reaksiyaları və yüngül nüvələrin sintezindən ibarət olan istilik nüvə reaksiyaları ayrıca təsvir olunacaqdır.

Ümumi şəkildə nüvə qarşılıqlı təsirini aşağıdakı kimi göstərmək olar:



burada a və A reaksiyaya girən yüngül və ağır (xüsusi halda nüvə) zərrəciklər, b və B isə reaksiyadan alınan yeni yüngül və ağır zərrəciklərdir. Adətən bu proses birqiymətli deyil, müxtəlif konkurent üsullarla baş verə bilər:



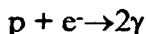
Reaksiyanın müxtəlif üsullarla getməsi onun kanalları adlanır. Bu halda başlanğıc mərhələyə giriş kanalı, son mərhələlərə isə çıxış kanalları deyilir. Reaksiyanın müxtəlif kanalları bir-birindən zərrəciklərin növü, onların daxili halları, spin və orbital momentlərin yönəlməsi və s. görə fərqlənir. Göstərilən sxemdə birinci iki kanal elastiki və qeyri-elastiki kanallardır. Bu kanallar nüvə qarşılıqlı təsirinin xüsusi halları olub, başqa kanallardan onunla fərqlənir ki, reaksiyadan alınan məhsul zərrəciklər eyni olur. İkinci kanalda yalnız zərrəciklərin halı dəyişir (A nüvəsi həyəcanlanmış halda alınır). Üçüncü kanalda isə reaksiya nəticəsində yeni hissəciklər alınır.

§ 2. Nüvə reaksiyaları üçün saxlanma qanunları

Nüvə reaksiyaları fizikasında saxlanma qanunları mühüm rol oynayır. Hər bir saxlanma qanununun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, müəyyən bir fiziki kəmiyyət qarşılıqlı təsirdən əvvəl və sonra sabit qalmalıdır. Ona görə də, saxlanma şərtləri reaksiyanın gedişinə müəyyən məhdudiyət qoyur.

Nüvə qarşılıqlı təsirlərinin eksperimental öyrənilməsi göstərdi ki, heç bir müstəsnaqlıq olmadan bütün hallarda elektrik yükü saxlanılır. Bundan başqa adi nüvə reaksiyalarında (antizərrəciklər yaranmadıqda) nuklonların tam sayı saxlanılır. Bu saxlanma qanunları təkcə nüvə reaksiyalarına deyil, bütün nüvə çevrilmələri ilə gedən proseslərə (radioak-

tiv parçalanmalar, bölünmə və s.) də aiddir. Məsələn, nuklonların sayının saxlanma qanunundan hidrogen atomunun "annihilyasiyası" prosesinin:



qeyri-mümkün olması, yəni maddi aləmin stabilliyi alınır.

Nuklon sayının saxlanma qanununu nüvə reaksiyalarına tətbiq etdikdə, bu A kütlə ədədinin saxlanmasına gətirir. Ona görə də elektrik yükünə bənzər nuklon yükü (və ya nüvə yükü) anlayışı daxil edilir ki, bunun neytron və proton üçün ədədi qiyməti vahidə, nüvə üçün isə A kütlə ədədinə bərabərdir. Nüvə reaksiyaları üçün eksperimental faktlar göstərdi ki, nuklon yükü bütün ağır zərrəciklər (barionlar) üçün də vahidə bərabərdir. Ona görə də bu yükü barion yükü adlandırır və B ilə işarə edirlər ($B_p=B_n=1$).

İndi də nüvə reaksiyaları üçün enerji və impulsun saxlanma qanunlarını nəzərdən keçirək. Bu qanunların forması kvant və klassik nəzəriyyələr üçün eynidir, lakin qeyri-relyativistik haldan relyativistik hala keçdikdə dəyişir. Ümumi halda relyativistik nəzəriyyəyə görə həmin qanunlar aşağıdakı kimi göstərilir:

$$E_{1r} + E_{2r} = E'_{1r} + E'_{2r} + \dots + E'_{nr} ; \quad (4.1)$$

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}'_1 + \vec{P}'_2 + \dots + \vec{P}'_n$$

burada E_{1r} və E_{2r} qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin enerjisi, \vec{P}_1 və \vec{P}_2 impulsu, ştrixlərlə isə həmin kəmiyyətlərin reaksiyadan alınan zərrəciklər üçün qiymətləri göstərilmişdir.

(4.1) münasibətləri ixtiyari koordinat sistemi üçün yazılmışdır. Laboratoriya koordinat sistemində (LS) $\vec{P}_2 = 0$, ətalət mərkəzi sistemində (ƏMS) isə $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = 0$ olmalıdır.

(4.1) münasibətində enerjinin saxlanma qanunu zərrəciklərin $E_{1r}, E_{2r}, E'_{1r} + \dots + E'_{nr}$ tam enerjilərilə, yəni:

$$E_r = c\sqrt{m^2c^2 + P_r^2}$$

ifadə edilmişdir, burada m verilmiş zərrəciyin kütləsidir. Onda zərrəciyin kinetik enerjisi:

$$E_k = E_r - mc^2 \quad (4.2)$$

olar.

Qeyri-relyativistik hal üçün $P^2 \ll m^2 c^2$ və zərrəciyin kinetik enerjisi:

$$E_k = \frac{P^2}{2m}$$

olur. Foton üçün sükunət kütləsi sıfır olduğundan, kinetik enerji tam enerjiyə bərabərdir:

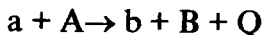
$$E_\gamma = cP = (E_\gamma)_r$$

yəni foton üçün qeyri-relyativistik yaxınlaşma yoxdur.

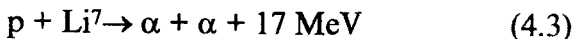
Qeyri-relyativistik hala keçdikdə (4.1) münasibətinin formaca necə dəyişməsinə yoxlayaq. Bunun üçün (4.2) münasibətlərindən istifadə etsək:

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n + Q$$

alırıq, burada: $Q = (m_1 + m_2 - m'_1 - m'_2 - \dots - m'_n) c^2$ əvəz edilmişdir. Bu kəmiyyət reaksiyada ayrılan (və ya udulan) enerjini göstərir. Adətən Q enerjisi, kimyada olduğu kimi, reaksiya işarəsinə daxil edilir:

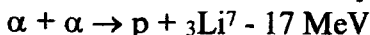


Əgər $Q > 0$ olarsa, onda reaksiya ekzotermik (enerji ayrılması ilə gedən) reaksiya adlanır. Belə reaksiyaya nümunə olaraq:



göstərmək olar.

Əgər $Q < 0$ olarsa, onda reaksiya endotermik (enerji udulması ilə gedən) reaksiya adlanır. Belə reaksiyaya nümunə olaraq (4.3) reaksiyasının tərsi olan reaksiyanı:



göstərmək olar. Aydın ki, elastiki səpilmə reaksiyasında $Q=0$ olmalıdır.

Ekzotermik reaksiyalar və eləcə də, elastiki səpilmə reaksiyaları düşən zərrəciklərin istənilən enerjisində gedə bilər.

Endotermik reaksiyalar müəyyən astana enerjisinə malik olur. Bu enerji isə reaksiyanın baş verməsi üçün qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin minimal enerjisi olmalıdır. Buna astana enerjisi deyilir. Astana enerjisi adətən laboratoriya sistemində verilir. Bu halda $\bar{P}_2 = 0$, $\bar{P}_1 \neq 0$ və ətalət sistemi \bar{P}_1 impulsu ilə hərəkət etdiyindən, reaksiyaya sərf olmayan kinetik enerji:

$$T = \frac{\bar{P}_1^2}{2(m_1 + m_2)}$$

olar. Reaksiyanın getməsi üçün zərrəciklərin nisbi hərəkət enerjisi $|Q|$ -dən kiçik olmamalıdır. Ona görə də astana enerjisi:

$$E_a = T + |Q| \quad (4.4)$$

olar. Digər tərəfdən bu enerji düşən zərrəciyin kinetik enerjisinə bərabər olmalıdır:

$$E_a = \frac{\bar{P}_1^2}{2m_1} \quad (4.5)$$

(4.4) və (4.5)-dən \bar{P}_1 impulsunu yox etməklə qeyri-relativistik hal üçün astana enerjisinin yekun ifadəsini alırıq:

$$E_a = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right)$$

Beləliklə, astana enerjisi reaksiyanın enerjisindən böyük olur. Nüvə reaksiyalarında adətən $m_1 \ll m_2$ olduğundan:

$$E_a \approx |Q| \text{ olar.}$$

Aşağı enerjilərdə reaksiyanın getməsi üçün hərəkət miqdarı momentinin saxlanma qanunu əsas rol oynayır. Bu qanun onunla əlaqədardır ki, iki zərrəciyin nisbi hərəkətinin orbital momenti yalnız $\ell = 0, 1, 2, \dots$ (vahidlərlə) verilən diskret qiymətlər ala bilər. Bu diskretlik ona gətirir ki, aşağı enerjilərdə reaksiyanın getməsi üçün ℓ müəyyən qiymətdən

böyük olmur. F. III, § 4-də olduğu kimi, göstərmək olar ki, ℓ ədədinin limit qiyməti:

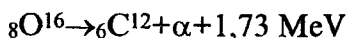
$$\ell_{\max} \leq \frac{R}{\lambda} \quad (4.6)$$

olmalıdır, burada R - zərrəciklər arasındakı təsir qüvvəsinin radiusu, λ - düşən zərrəciyin de-Broyl dalğa uzunluğudur.

Dəqiq kvant nəzəriyyəsinə görə reaksiya ℓ ədədinin istənilən qiymətində baş verə bilər, lakin (4.6) şərti ödənilmədiyi halda reaksiyanın intensivliyi kəskin aşağı düşür.

Nüvə reaksiyaları üçün bir sıra başqa, dəqiq və təqribi saxlanma qanunları da vardır. Bunlar əsasən elementar zərrəciklərlə gedən reaksiyalara aiddir. Burada, yalnız, nüvə reaksiyaları üçün böyük dəqiqliklə ödənilən cütlüyün saxlanması qanununu göstərmək lazımdır. Həmin qanuna görə reaksiyanın gedişində başlanğıc halın cütlüyü dəyişmir. Xüsusi halda, elastiki səpilmədə nisbi orbital ℓ momentinin reaksiya prosesində dəyişməsi momentin saxlanma qanununa görə mümkün olsa belə, tək qiymətlər ala bilməz.

Cütlüyün saxlanma qanununu nümayiş etdirən bir misal olaraq ${}^8\text{O}^{16}$ nüvəsi 2^- həyəcanlanma səviyyəsindən ($E^* = 8,88 \text{ MeV}$) aşağıdakı qaydada parçalanmaya uğraya bilər:



Lakin 2^- səviyyənin bu kanalla parçalanması hər iki moment və cütlük saxlanma qanunlarına görə qadağan olunmuşdur. α -zərrəcik və ${}^6\text{C}^{12}$ nüvəsinin spinləri sıfır olduğundan, onların nisbi orbital hərəkət momenti ikiyə bərabər olmalıdır. Bu nüvələrin daxili cütlükləri müsbət olduğu üçün, son halın yekun cütlüyü də müsbət olmalıdır. Deməli, cütlüyün saxlanma qanununa görə həmin parçalanma mümkün deyildir. Doğrudan da, uzun illər boyu eksperimentdə belə parçalanma müşahidə olunmamış, yalnız 1971-ci ildə onun çox az ehtimalla baş verdiyi alınmışdır. Bu isə nüvə qüvvələri üçün cütlüyün saxlanma qanununun çox zəif pozulduğunu göstərir.

İzotopik spinin saxlanma qanununu nəzərdən keçirək. Nüvə reaksiyaları, əsasən güclü qarşılıqlı təsirlə gedən reaksiyalar olduğundan, bunlar üçün izotopik spinin (\bar{T}) saxlanma qanunu ödənilməlidir. Bu qanuna görə reaksiyadan əvvəlki və sonrakı zərrəciklərin izotopik spinlərinin cəmi dəyişməməlidir, yəni: $a+A \rightarrow b+B$ reaksiyası üçün:

$$\bar{T}_a + \bar{T}_A = \bar{T}_b + \bar{T}_B$$

olmalıdır. Bu münasibətdən istifadə etməklə nüvə səviyyələrini eyniləşdirmək mümkündür. Xüsusilə sadə seçmə qaydaları, a və b zərrəciklərinin izotopik spinlərinin sıfır olduğu halda alınır. Bu halda $\bar{T}_A = \bar{T}_B$ olur. Bu qayda, məsələn, (d,α) ; (d,d) ; (α,α) və s. reaksiyalarında alınır.

Müəyyən reaksiyalarda izotopik spinlə qadağan olunmuş nüvə hallarının sonlu ehtimalla həyəcanlanması müşahidə olunur. Bu, elektromaqnit qarşılıqlı təsirə görə izotopik spinin saxlanma qanununun pozulması ilə əlaqədardır. Kulon qarşılıqlı təsir qüvvələri spin və cütlüyü eyni, lakin izotopik spinləri müxtəlif olan səviyyələri sürüşdürə bilər (Kulon sürüşdürməsi). Bu sürüşmə səviyyələrin eni və onlar arasındakı energetik məsafədən asılı olur.

§ 3. Nüvə reaksiyasının effektiv kəsiyi

Nüvə reaksiyalarının intensivliyini müəyyən etmək üçün müxtəlif reaksiya effektiv kəsiklərindən istifadə olunur. Məsələn, reaksiyanın başlanğıc və sonunda iki zərrəcik iştirak edirsə, onda həmin reaksiya tamamilə, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ cisim bucağı oblastına baş verən səpilmə $d\sigma/d\Omega$ differensial effektiv kəsiyi ilə xarakterizə olunur, burada φ və θ zərrəciklərinin birinin (adətən, düşən yüngül zərrəciyin) uçuş istiqamətinin azimutal və polyar bucaqlarıdır. Əgər zərrəciklərin spini sıfıra bərabədirsə, və ya mərmə və hədəf zərrəciklərinin spinləri xaotik yönəlmişsə, onda proses mərmə zərrəcik istiqamətində hədəfdən keçən oxa nəzərən silindrik simmetriya-

ya malik olmalıdır. Bu halda differensial effektiv kəsik yalnız ϑ bucağından asılı olar:

$$\frac{d\sigma}{\sin \vartheta d\vartheta} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi = 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Differensial effektiv kəsik koordinat sistemindən asılı olan kəmiyyətdir. Eksperimentlərin çoxu hədəfin sükunətdə olduğu laboratoriya koordinat sistemində (LS) aparılır. Nəzəri tədqiqatları isə, ətalət mərkəzi sistemində (ƏMS) aparmaq əlverişlidir (bu sistemdə ətalət mərkəzi sükunətdə olur). Nüvə reaksiyalarında, adətən, mərmə zərrəciyin kütləsi hədəfinkinə nisbətən çox kiçik olduğundan, aşağı enerjilərdə ətalət mərkəzi hədəf zərrəciyin koordinatına yaxın olur və deməli LS və ƏMS sistemləri praktiki olaraq üst-üstə düşür.

Differensial effektiv kəsiyin bucaqdan asılılığına bucaq paylanması deyilir. Çox halda aşağıdakı kimi təyin olunan integral effektiv kəsikdən istifadə olunur:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Bu kəmiyyət reaksiyanın intensivliyini xarakterizə edir. Məsələn, reaksiyada yeni izotop alınarsa, onun miqdarı reaksiyanın effektiv kəsiyinə mütənasib olur.

Reaksiyada iştirak edən zərrəciklərin kütlə, enerji və impuls qiymətlərinin məcmuu prosesin kinematikasını adlanır. Kinematik kəmiyyətlər, adətən, bir-birindən asılı olur. Məsələn, reaksiyanın sonunda məlum kütləli iki zərrəcik alınarsa, onda mərmə zərrəciyin enerjisi və alınan zərrəciklərdən birinin uçuş bucaqlarının (ϑ və φ) verilməsi reaksiyanın kinematikasını təyin etməyə imkan verir. Belə ki, ikinci zərrəciyin enerjisi və uçuş impulslarının saxlanma qanunlarından alınır. Reaksiyadan üç və daha çox zərrəcik alınarsa, onda prosesin kinematikasını çox sayda kəmiyyətlərlə təsvir olunur. Bu halda reaksiyanın differensial effektiv kəsiyi də çox sayda parametrlərdən asılı olacaqdır.

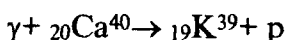
Reaksiyalarda iştirak edən zərrəciklərin spin qiymətləri sıfırdan fərqli olarsa, onda effektiv kəsik spin yönəlməsin-

dən də asılı olmalıdır. Spin yönəlməsinin tərtibi isə orta spin vektorunun spin proyeksiyasınının maksimal qiymətinə nisbəti kimi təyin olunan polyarizasiya vektoru daxil etməklə müəyyən edilir. Polyarizasiya vektorunun mütləq qiymətini, adətən, polyarizasiya adlandırır və faizlə ölçürlər. Əgər mərmə zərrəciyin polyarizasiya vektoru impulsa paralel deyilsə, onda bucaq paylanması azimutal simmetrik olmaz, yəni polyar ϕ bucaqdan asılılıq alınır.

Bəzi hallarda mərmə və hədəf zərrəcikləri polyarizə edilmiş olduğu halda belə reaksiyada alınan zərrəciklərin polyarizasiyası alına bilər. Məsələn, enerjisi 140 MeV olan protonların ${}_{6}\text{C}^{12}$ nüvəsindən elastiki səpilməsində $\theta=25^\circ$ bucaq altında səpilən protonlar 80% polyarizələnmiş olur. Polyarizasiya vektoru səpilmə müstəvisinə perpendikulyar alınır ki, bu da cütlüyün saxlanma qanunu ilə əlaqədardır. Səpilmədə polyarizələnmə prosesindən polyarizələnmiş zərrəciklər dəstəsi alınmasında istifadə olunur.

Adətən, eksperimentlərdə səpilmənin differensial və inteqral effektiv kəsiklərini birbaşa ölçmək mümkün olmur. Eksperimentdə reaksiyanın çıxışı adlanan kəmiyyət ölçülür. Çıxış dedikdə, verilmiş fiziki şəraitdə qurğuda qeyd olunan zərrəciklərin sayı nəzərdə tutulur. Aydınır ki, bu kəmiyyət səpilmə bucağından, enerjiden və s. asılı olmalıdır.

Reaksiya çıxışının effektiv kəsiklə əlaqəsini müəyyən etmək üçün bir misala baxaq. ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ nüvəsindən ibarət olan hədəf üzərinə enerji spektri $F(E)$ funksiyası ilə verilən γ şüalar düşür. Təcrübədə müxtəlif bucaqlar altında $F(p)$ proton çıxışı ölçülür. Bu kəmiyyətin effektiv kəsiklə əlaqəsini müəyyən etmək tələb olunur. Bunun üçün aşağıdakıları qeyd etmək lazımdır.



şəklində göstərilən əsas proseslə birlikdə başqa proseslər də mümkündür. Məsələn, ${}_{19}\text{K}^{39}$ nüvəsi yalnız əsas halda deyil, həyəcanlanmış hallarda alına bilər, eləcə də, nüvədən protonla birlikdə neytron və ya bir neçə zərrəcik çıxarıla bilər.

Bundan başqa, protonu qeyd etdikdə, reaksiyanın hansı enerjili γ -kvantla baş verdiyini bilmirik. Burada yalnız ümumi effekt qeyd olunur. Ona görə də $F(p)$ çıxışı bir çox proseslərin effektiv kəsikləri ilə mürəkkəb şəkildə bağlı olur:

$$F(\theta) = \int dE f(E) \sum_i \frac{d\sigma_i(E)}{d\Omega} \quad (4.7)$$

burada $\frac{d\sigma_i(E)}{d\Omega}$ E enerjisində i-ci növ reaksiyanın effektiv kəsiyidir.

Çox hallarda, texniki çətinliyə görə (4.7) münasibətindəki mütənəsiblik vuruğunu təyin etmək mümkün olmur. Ona görə də təcrübədə nisbi ölçmələrlə kifayətlənir və ya reaksiya effektiv kəsikləri məlum olan nüvələrdə kontrol ölçmələr aparırlar.

Yuxarıda göstərilən müxtəlif peaksiya kanallarına müxtəlif effektiv kəsiklər uyğun gəlir. Elastiki səpilmə kanalına uyğun olan σ_{el} effektiv kəsiyindən başqa, qalan qeyri-elastiki kanallar üzrə effektiv kəsiklərin cəmi σ_{non} ilə göstərilir. Bunların cəmi: $\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{non}$ tam effektiv kəsik adlanır və müəyyən maddədən keçən zərrəciklər dəstəsinin μ udulma əmsalını təyin edir:

$$J(x) = J_0 e^{-\mu x}$$

burada $\mu = \sigma_t N$ (N maddənin vahid həcmindəki nüvələrin sayıdır), J_0 -maddəyə düşən zərrəciklər selinin intensivliyi, $J(x)$ - maddənin x qalınlığındakı intensivlikdir.

Klassik nöqtəyi-nəzərdən effektiv kəsik hədəfin en kəsiyinin elə effektiv sahəsi hesab edilir ki, zərrəcik həmin sahəyə düşdükdə reaksiya baş versin. Lakin kvant fizikasında effektiv kəsiyin bəzi xassələri əsaslı olaraq dəyişdiyindən, klassik əyani təsəvvür öz əhəmiyyətini itirir. Bu mənada əsas dəyişikliyi göstərmək olar. Birincisi - kvant prosesləri ehtimal xarakterli olduğundan, effektiv kəsik qarşılıqlı təsirin olduğu oblastın sahəsindən kiçik ola bilər. Belə ki, kvant zərrəciyinin müəyyən oblastdan, ona qüvvə təsir etdiyi halda

belə, meyl etmədən sonlu keçmə ehtimalı vardır. Bir çox hadisələr üçün isə bu ehtimalın qiyməti böyük olur. İkincisi - kvant hadisələrinin dalğa təbiətli olmasına görə, aşağı enerjilərdə effektiv kəsik klassik təsəvvürlə verilən πR_{\max}^2 limit qiymətindən bir neçə tərtib böyük ola bilər (R_{\max} - zərrəciklərin qarşılıqlı təsirdə ola biləcəyi maksimum məsafədir).

Nüvə reaksiyaları nəzəriyyəsində aşağı enerjilər üçün, səpilmə $\ell = 0$ S halında baş verdikdə (S halı) effektiv kəsiyin yuxarı limit sərhəddi müəyyən edilir. Bu halda elastiki səpilmə effektiv kəsiyinin yuxarı sərhəddi üçün:

$$\sigma_{el} = 4\pi\lambda^2$$

və σ_{non} kəsiyinin yuxarı sərhəddi üçün:

$$\sigma_{\text{non}} \leq \pi\lambda^2$$

alınır, burada λ -mərmi zərrəciyin de-Broyl dalğa uzunluğudur. Bu münasibətlərdən görünür ki, de-Broyl dalğa uzunluğu qüvvələrin təsir radiusundan böyük olduqda effektiv kəsiklərin qiyməti böyük ola bilər. Effektiv kəsiyin kəskin artması, məsələn, yavaş neytronların nüvələrlə rezonans qarşılıqlı təsirdə aşkar görünür (bax § 5).

Kvant mexanikasına görə zərrəciklərin təmiz qeyri-elastiki səpilməsi mümkün deyildir. Bu, zərrəciklərin səpilməsində difraksiya effekti ilə izah oluna bilər. Deyək ki, səpici hədəf düşən zərrəcikləri tamamilə udur, yəni klassik nöqtəyi-nəzərdən mütləq qara cisim rolunu oynayır. Onda zərrəciklər dəstəsi belə hədəfdən keçdikdə arxada kölgə alınmalıdır. Lakin həmin kölgə oblastına zərrəciklərin bir hissəsi difraksiyaya effektivə görə düşməlidir. Bu isə həmin zərrəciklərin elastiki səpilməsini cöstərir. Belə elastiki səpilmə difraksiya və ya kölgə səpilməsi adlanır.

§ 4. Dəqiq müvazinət prinsipi

Nüvə reaksiyalarının kvant nəzəriyyəsində göstərilir ki:



növlü reaksiyaların differensial effektiv kəsiyi aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \overline{|f_{ab}|^2} (2j_b + 1)(2j_B + 1) \frac{P_b}{P_a} \quad (4.8)$$

Burada f_{ab} - keçidin matris elementi və ya reaksiyanın ehtimal amplitudu adlanır. Bu kəmiyyət enerjiden, a və b zərrəciklərinin hərəkət istiqamətindən (istiqamətlər \vec{n}_a və \vec{n}_b vahid vektorları ilə göstərilir) və eləcə də, reaksiyada iştirak edən bütün zərrəciklərin spin proyeksiyalarından (m_a, m_A, m_b, m_B) asılı olan kəmiyyətdir:

$$f_{ab} = f_{m_a m_A m_b m_B}(E, \vec{n}_a, \vec{n}_b);$$

P_a və P_b - uyğun olaraq a və b zərrəciklərinin impulsu: j_B və j_b son B və b zərrəciklərinin spinidir. (4.8) ifadəsində f_{ab} kəmiyyətinin modul kvadratının zərrəciklərin spinləri üzrə orta qiyməti verilir:

$$\overline{|f_{ab}|^2} = \frac{1}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)(2j_b + 1)(2j_B + 1)} \sum_{\substack{m_a m_A \\ m_b m_B}} |f_{m_a m_A m_b m_B}(\vec{n}_a, \vec{n}_b)|^2$$

Spinsiz zərrəciklər üçün f_{ab} kəmiyyəti enerjiden; \vec{n}_a və \vec{n}_b vektorları arasındakı ϑ bucağından asılı olur. Spinlərin sıfırdan fərqli olduğu halda isə göstərilən asılılıqla bərabər f_{ab} zərrəciklərin impulsları və spinlərinin qarşılıqlı yönəlməsindən də asılı ola bilər.

Kvant nəzəriyyəsində ƏM sistemi üçün aşağıdakı münasibət isbat olunur:

$$|f_{m_a m_A m_b m_B}(E, \vec{n}_a, \vec{n}_b)| = |f_{-m_a, -m_A, -m_b, -m_B}(E, -\vec{n}_a, -\vec{n}_b)| \quad (4.9)$$

Bu xassə kvant mexanikasında hərəkətin dönən olması-

nı ifadə edir. Bunu başa düşmək üçün klassik mexanikada hərəkətin zaman çevrilməsinə görə invariantlığından istifadə etmək lazımdır. Kvant mexanikasında (4.9) münasibəti həmin prinsipin ümumiləşməsi deməkdir. Yəni Ψ_a və Ψ_b halları arasındakı $\Psi_a \rightarrow \Psi_b$ keçid amplitudunun hərəkətə görə çevrilmiş ψ_b və ψ_a halları arasındakı keçid amplituduna bərabər olduğu qəbul edilir. Hərəkətin istiqaməti dəyişdikdə isə impulsların və hərəkət miqdarı momentləri proyeksiyalarının işarəsi dəyişməlidir.

(4.9) münasibətindən düz və əks reaksiyaların effektiv kəsikləri arasında əlaqə yaradan mühüm bir prinsip - dəqiq müvazinət prinsipi alınır. Bunu göstərmək üçün tərs reaksiyanın effektiv kəsiyinin ifadəsini yazaq:

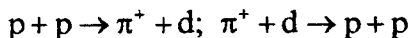
$$\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_a} = |\overline{f_{ba}}|^2 (2j_a + 1)(2j_A + 1) \frac{P_a}{P_b}$$

Buradan, (4.9) münasibətinə görə və integral effektiv kəsiklər üçün:

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1) P_b^2}{(2j_a + 1)(2j_A + 1) P_a^2} \quad (4.9')$$

alırıq. Lakin bu münasibətlər reaksiyanın başlanğıcında (və ya sonunda) eyni zərrəciklər olmadığı hal üçündür. Əks halda əlavə vuruq alınır. Məsələn, spini 1/2 olan a və A zərrəcikləri eynidirsə, (4.9') münasibətində əlavə 2 vuruğu alınır.

Dəqiq müvazinət prinsipindən istifadə etməklə reaksiyada iştirak edən dörd a, A, b, B zərrəciklərdən birinin spinini təyin etmək olar. Məsələn, müsbət yüklü pionun (π^+) spinini aşağıdakı düz və tərs reaksiyaların:



eksperimental effektiv kəsiklərinə görə təyin edilməsinə baxaq. Protonun spini 1/2, deytonun (d) spini 1 və reaksiyada eyni protonlar iştirak etdiyinə görə 2 vuruğu alındığından (4.9') münasibətini aşağıdakı kimi yazarıq:

$$\frac{\sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + d)}{\sigma(\pi^+ + d \rightarrow p + p)} = (2j_{\pi} + 1) \frac{3P_{\pi}^2}{2P_p^2}$$

Deməli, bu münasibətdəki hər iki effektiv kəsiyi ölçməklə pionun spinini təyin edə bilərik. Belə ölçmələr aparılmış və nəticədə pionun spinini üçün $I_{\pi}=0$ alınmışdır. Bu qayda ilə alınmışdır ki, π^0 və π^- mezonların da spinini sıfıra bərabərdir.

Dəqiq müvazinət prinsipi elementar zərrəciklərlə gedən reaksiyalara nisbətən nüvələrin iştirakı ilə gedən reaksiyalar üçün az effektivdir. Bunun səbəbini aşağıdakı reaksiyaların nümunəsində göstərmək olar:



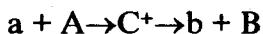
Belə güman etmək olar ki, bu reaksiyalar şübhəsiz düz və tərs reaksiyalardır. Lakin ${}_{28}\text{Ni}^{62}$ və ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ nüvələrinin bir-birinə yaxın xeyli həyəcanlanma səviyyələri vardır və bu səviyyələrə baş verən reaksiyanı əsas səviyyəyə baş verən reaksiyadan çətin ayırd etmək olur. Əsas və həyəcanlanma səviyyələrinə baş verən reaksiyalar isə bir-birinin əksi olmaz və deməli, dəqiq müvazinət prinsipi ödənilməz. Ona görə də dəqiq müvazinət prinsipi yalnız səviyyələri seyrək olan yüngül nüvələrin iştirakı ilə gedən reaksiyalara tətbiq oluna bilər.

§ 5. Nüvə reaksiya mexanizmləri

Nüvə reaksiyaları atom nüvəsinin daxili quruluşunun dəyişməsi ilə gedən mürəkkəb bir prosesdir. Nüvə quruluşunun öyrənilməsində olduğu kimi, bu halda da, məsələnin dəqiq həlli mümkün olmur. Ona görə də, nüvələr üçün müxtəlif model təsəvvürlərindən istifadə edildiyi kimi, nüvə reaksiyalarının gedişini təsvir etmək üçün müxtəlif reaksiya mexanizmlərindən istifadə olunur. Çox sayda reaksiya mexanizmləri vardır. Bunlardan bir sıra əsaslarını nəzərdən keçirək.

Nüvə reaksiyaları üçün Nils Bor tərəfindən irəli sürül-

müş (1936) aralıq nüvə mexanizmi əsas rol oynayır. Bu mexanizmə görə aralıq C nüvəsi əmələ gəlməsilə reaksiya iki mərhələdə gedir:



Aralıq nüvə anlayışı o halda mümkündür ki, həmin nüvənin yaşama müddəti xarakteristik nüvə vaxtına ($\tau_N \approx 10^{-21}$ san) nəzərən kifayət qədər böyük olsun.

Aralıq nüvə ilə gedən reaksiyalar iki hissəyə - rezonans və qeyri-rezonans reaksiyalara bölünür. Rezonans reaksiyalar nüvədə diskret enerji səviyyələrinin olması ilə əlaqədardır. Lakin nüvənin əsas səviyyədən başqa qalan səviyyələri müəyyən enerjiyə deyil, Γ eni ilə göstərilən enerji qeyri-müəyyənliyinə malikdir:

$$\Delta E_n \tau = \Gamma \cdot \tau = \hbar$$

burada τ nüvənin həmin səviyyədə yaşama müddətidir. Onda, aralıq nüvə əmələ gəlməsi üçün mərmi zərrəciyin enerjisi səviyyənin Γ eni intervalına düşməlidir.

Əgər aralıq nüvənin enerji səviyyələrinin eni səviyyələr arası məsafədən kiçik olarsa, onda reaksiya ayrı-ayrı səviyyələrdən gedə bilər. Bu halda reaksiyanın effektiv kəsiyinin enerjiden asılılığı rezonans xarakter daşıyır və belə reaksiyalar rezonans reaksiyalar adlanır.

Əgər enerji səviyyələri çox sıx yerləşmişsə, onda reaksiya mərmi zərrəciyin istənilən enerjisində mümkün olar. Belə reaksiyalar qeyri-rezonans reaksiyalar adlanır və bunları təsvir etmək üçün statistik nəzəriyyədən istifadə olunur.

Mərmi zərrəciyin nüvə ilə qarşılıqlı təsir müddəti xarakterik nüvə vaxtından böyük olmazsa, onda reaksiya mexanizmi tamamilə dəyişər. Əsas etibarilə birbaşa proseslər özünü göstərir. Bu halda mərmi zərrəcik nüvədəki bir və ya bir neçə nuklonla effektiv qarşılıqlı təsirdə olur, qalan nuklonlar isə praktiki olaraq toxunulmur.

Birbaşa reaksiyalara misal olaraq deytomla gedən qoparıma - (d,p); (d,n) reaksiyalarını və ya bunların tərsi olan qopma - (p,d); (n,d) reaksiyalarını göstərmək olar. Həmin

proseslərə, eləcə də, yüksək enerjili zərrəciklərlə nüvədən bir neçə nuklondan ibarət olan fraqmentlər (qəlpələr) qoparılmasını aid etmək olar.

Nüvə rezonans səviyyələri üzrə orta qiymət kimi təyin olunan elastiki səpilmə reaksiyalarını təsvir etmək üçün «optik» modeldən istifadə olunur. Bu halda nüvəyə üzərinə düşən de-Broyl dalğalarının sınması və həmin dalğaların udulmasına səbəb olan bütöv cisim kimi baxılır.

Əgər mərmə zərrəcik, nisbətən böyük yüklü zərrəcikdirsə (proton, α -zərrəcik, yüngül elementlərin çoxqat ionları və s.), onda hədəf nüvələrin kulon həyəcanlanması mümkündür. Yəni bu halda mərmə zərrəciklər hədəf nüvələrinə çox yaxınlaşa bilmir, onlarla kulon qarşılıqlı təsirində olurlar. Kulon həyəcanlanması ilə, məsələn, ağır nüvələrin aşağı fırlanma səviyyələri izah olunur.

Yuxarıda göstərilən reaksiya mexanizmlərindən başqa, γ -kvantlarla gedən fotonüvə reaksiyalarının və nüvələrin bölünmə reaksiyalarının məxsusi reaksiya mexanizmləri vardır. Çox böyük enerjili mərmə zərrəcikləri isə nüvənin dağılmasına gətirir ki, bu da ulduz prosesləri adlanır.

Müxtəlif nüvə reaksiya mexanizmləri qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklər və onların enerjisindən asılıdır. Bu proseslər çox hallarda eyni vaxtda baş verir, yəni konkurent proseslər olurlar.

İndi isə aralıq nüvə mexanizmini bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək.

a) Aralıq nüvə mexanizmi

Reaksiyada aralıq nüvə yaranmasının aşağıdakı fiziki səbəblərini göstərmək olar.

Birincisi, nüvə qüvvələri yaxına təsir qüvvələri olduğundan, nuklonların nüvə daxilindəki hərəkəti olduqca qeyri-müəyyən alınır. Nüvəyə daxil olan zərrəciyin enerjisi tez bir zamanda çox sayda nuklonlar arasında paylanır. Buna görə də adətən bir nuklonun nüvədən çıxması üçün enerji kifayət

etməz. Bu halda nüvə, fluktuasiya nəticəsində, bir nuklondan kifayət qədər enerji toplanmasına qədər aralıq nüvə şəklində yaşamaqlıdır.

İkincisi - protonlar arasındakı kulon itələmə qüvvələri (parçalanmada olduğu kimi) onların nüvədən çıxmasına maneçilik törədən Kulon potensial çəpərini əmələ gətirir. Bu paradoksial fakt protonların nüvədən çıxma ehtimalını bir neçə tərtib azaldır.

Üçüncüsü - aralıq nüvədən zərrəciklərin çıxması müxtəlif seçmə qaydalarına görə çətinləşə bilər.

Dördüncüsü - γ -kvantlar buraxılması ilə gedən reaksiyalar (məsələn, (n, γ)), orta və ağır nüvələrdə nüvə quruluşunun əsaslı dəyişməsi ilə əlaqədar olduğundan, çətinləşir. Bu halda nüvə quruluşunun dəyişməsinə təqribən $10^{-13} \div 10^{-14}$ san vaxt sərf olunur ki, bu da xarakterik nüvə vaxtından (10^{-21} san) çox böyükdür.

İndi də, aralıq nüvə ilə gedən reaksiyaların xarakter xüsusiyyətlərini nəzərdən keçirək. Əsas xüsusiyyət - aralıq nüvənin parçalanma prosesinin onun yaranma üsulundan asılı olmamasıdır. Yəni aralıq nüvə kifayət qədər çox vaxtda yaşadığı üçün hansı üsulla yaranmasını "unudur". Ona görə də $A(a, b)B$ reaksiyasının effektiv kəsiyini iki vuruğun - aralıq nüvə yaranması effektiv kəsiyi (σ_{ac}) və aralıq nüvənin b kanalı ilə parçalanma ehtimalını göstərən Γ_b/Γ vuruqlarının hasilini şəklində göstərə bilərik:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

burada: $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \dots$

Bu halda $\Gamma_a + \Gamma_b$ və s. eləcə də Γ kəmiyyətləri giriş kanalından asılı deyildir. Ona görə də eyni aralıq nüvəli və başqa kanalı olan:



reaksiyanın effektiv kəsiyi:

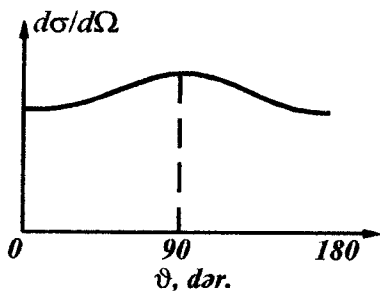
$$\sigma_{b'b} = \sigma_{b'c} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

olar. Buradan (ab') və (b' b) reaksiyalarını da nəzərə alsaq alınır ki, :

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ab'}} = \frac{\sigma_{b'b}}{\sigma_{b'b'}}$$

Belə münasibətlərdən istifadə etməklə aralıq nüvə mexanizmi fərziyyəsinin düzgünlüyünü yoxlamaq olar.

Bu mexanizmdə ikinci mühüm xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, aralıq nüvənin parçalanma məhsullarının ƏM sisteminə bucaq paylanması $\nu=90^\circ$ bucağa nəzərən simmetrik olur (bu irəli-geri simmetriyası adlanır). Belə simmetriyanı şəkil 4.1-də göstərilən, nüvə məhsullarının tipik bucaq paylanması əyrisindən aşkar təsəvvür etmək olar. Qeyd etmək lazımdır ki, həmin simmetriyanın olması aralıq nüvə mexanizminin olduğunu göstərməklə, heç də başqa reaksiya mexanizmlərini inkar etmir.



Şəkil 4.1

İrəli-geri simmetriyası nüvə reaksiyaları nəzəriyyəsində isbat edilir. Bunu sadə olaraq belə izah etmək olar. Aralıq nüvə tam hərəkət miqdarı momenti vektoru ilə xarakterizə edilə bilər. Bu vektor isə nüvəni təşkil edən zərrəciklərin spinləri və onların nisbi hərəkətinin orbital momentlərindən təşkil olunur. Zərrəciklərin spinləri xaotik, yəni bütün istiqamətlərdə simmetrik yönəlmişdir. Lakin nisbi orbital momenti mərmi zərrəciyin impulsuna perpendikulyardır və həmin impulsa perpendikulyar müstəvidə xaotik yönəlmişdir. Beləliklə, aralıq nüvəni xarakterizə edən vektor kəmiyyətləri irəli-geri simmetriyasına malik olmalıdır. Nüvənin parçalanmasında da həmin

lən spinləri xaotik, yəni bütün istiqamətlərdə simmetrik yönəlmişdir. Lakin nisbi orbital momenti mərmi zərrəciyin impulsuna perpendikulyardır və həmin impulsa perpendikulyar müstəvidə xaotik yönəlmişdir. Beləliklə, aralıq nüvəni xarakterizə edən vektor kəmiyyətləri irəli-geri simmetriyasına malik olmalıdır. Nüvənin parçalanmasında da həmin

simmetriya saxlandığından, reaksiyanın bucaq paylanması-
nın simmetriyasına səbəb olur.

Aralıq nüvənin neytronlarla yaranma effektiv kəsiyini
(σ_{aC}) ilk yaxınlaşmada iki vuruğun hasili kimi göstərərək
aşağıdakı kimi hesablamaq olar:

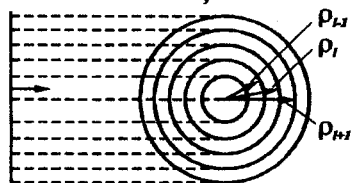
$$\sigma_{aC} = \sum_{\ell} \sigma_{\ell} = \sum_{\ell} S_{\ell} \xi_{\ell}$$

burada S_{ℓ} - orbital momenti ℓ olan bütün zərrəciklərin
nüvəyə düşən hissəsinə uyğun olan həndəsi en kəsik, ξ_{ℓ} - or-
bital momenti ℓ olan zərrəciyin nüvəyə daxil olma və orada
"ilişməsini" xarakterizə edən yapışma əmsəlidir.

S_{ℓ} - kəmiyyətini hesablamaq üçün momenti ℓ olan zər-
rəciyin nüvəyə yaxın keçməsində alınan hədəf məsafəsindən
istifadə edək (şəkil 4.2):

$$\rho_{\ell} = \lambda \sqrt{\ell(\ell + 1)}$$

Deyək ki, nüvə istiqamətində selinin sıxlığı N olan ney-
tron dəstəsi düşür.



Onda bu dəstədən momenti ℓ
olan hissəsi $dN_{\ell}/N = S_{\ell}$ olar,
burada S_{ℓ} - nüvə ətrafında qu-
rulmuş və orta radiusu ρ_l olan
həlqənin sahəsidir. Bu sahə ra-
diusları $\rho_{\ell+1}$ və $\rho_{\ell-1}$ olan dairə

Şəkil 4.2

sahələri fərqlərinə bərabərdir:

$$S_{\ell} = \frac{1}{2} \pi (\rho_{\ell+1}^2 - \rho_{\ell-1}^2) = (2\ell + 1) \pi \lambda^2$$

Aydınır ki, ℓ ədədinin qiyməti:

$$\rho_{\ell} \leq R \text{ və ya } \ell_{\max} = \frac{R}{\lambda}$$

şərtindən təyin edilə bilər (R nüvənin radiusudur). Onda
həndəsi effektiv sahə:

$$S = \sum_{\ell=0}^{R/\lambda} (2\ell + 1) \pi \lambda^2 = \pi (R + \lambda)^2$$

olar. Bu kəmiyyət σ_{aC} effektiv kəsiyinin yuxarı sərhəddini verir:

$$\sigma_{aC}^{\max} = S \text{ və ya } \sigma_{aC} \leq S$$

Onda, σ_{aC} effektiv kəsiyini tapmaq üçün ξ_ℓ yapışma əmsalını təyin etmək lazımdır. Bu əmsal neytron üçün mərkəzdənqaçma (D_m) və nüvə (D_N) çəpərlərinin şəffaflığı (yüklü zərrəciklər üçün isə, əlavə olaraq D_k kulon çəpərinin şəffaflığı) ilə və neytronun nüvədə "ilişmə" ehtimalı ilə təyin olunur (axıncını vahid qəbul etmək olar).

Düşən neytronların enerjisi böyük olmazsa ($E_n < 10 \text{ keV}$), $\ell_{\max} = 0$ olar, və onda:

$$S = S_0 = \pi \lambda^2$$

və mərkəzdənqaçma potensialı $V_m = 0$ olar. Beləliklə, yavaş neytronlar üçün yalnız nüvə sərhəddindəki nüvə çəpərini nəzərə almaq lazımdır. Kvant nəzəriyyəsinə görə $D_N \sim \Gamma_n$ və deməli: $\xi_0 \sim \Gamma_n$ olar.

Aydındır ki, aşağı enerjilərdə neytronların udulması rezonans xarakteri daşmalıdır. Belə ki, aşağı enerji oblastlarında aralıq nüvənin diskret enerji səviyyələri olmalıdır. Ona görə də, yeri gəlmişkən, rezonans reaksiyalarının xarakter xüsusiyyətlərini araşdıraq. Enerjisi E_0 olan ayrıca nüvə səviyyəsi oblastında σ_{aC} effektiv kəsiyi rezonans maksimumuna malik olmalıdır. Kvant mexanikasında göstərilir ki, həmin rezonans aşağıdakı kimi Breyt-Vinqnet düsturu ilə təsvir olunur:

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 g_J \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4.10)$$

burada $g_J = \frac{2J+1}{(2j_a+1)(2j_A+1)}$; J - aralıq nüvə səviyyəsinin

momenti, j_a və j_A - qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin spinləridir. Bu düsturdan görünür ki, səviyyənin Γ eni kiçik olduqda rezonans maksimumu iti alınır.

Reaksiyanın (4.10) effektiv kəsiklərini bütün kanallar üzrə cəmləsək aralıq nüvənin əmələ gəlmə effektiv kəsiyini alarıq:

$$\sigma_{aC} = \pi\lambda_a^2 \frac{2J+1}{(2j_a+1)(2j_A+1)} \frac{\Gamma_a\Gamma}{(E-E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (4.11)$$

Aşağıda Breyt-Viqner düsturundan alınan xüsusi halları nəzərdən keçirək. E enerjinin $E=E_0$ qiymətində elastiki (σ_{aa}) və qeyri-elastiki (σ_{ab}) kanallar üçün effektiv kəsiklər:

$$\sigma_{aa} = 4\pi\lambda_a^2 \frac{\Gamma_a^2}{\Gamma^2}; \quad \sigma_{ab} = 4\pi\lambda_a^2 \frac{\Gamma_a\Gamma_b}{\Gamma^2}$$

olar. Tək bir qeyri-elastiki kanalla kifayətlənək, yəni $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$ qəbul edək. Göründüyü kimi, $\Gamma_b=0$ və $\Gamma=\Gamma_a$ olduqda elastiki səpilmə kanalının effektiv kəsiyi maksimum olur:

Qeyri-elastiki kanal üçün effektiv kəsiyin maksimumu $\Gamma_b = \Gamma_a = \Gamma/2$ qiymətində alınır:

$$\sigma_{aa}^{\max} = 4\pi\lambda_a^2$$

Praktiki əhəmiyyəti olan, orta və ağır nüvələrdə baş verən (n,γ) və (n,n) rezonans reaksiyalarını təhlil edək. Neytronların radiasiya udulmasının $\sigma_{n\gamma}$ effektiv kəsiyinin enerjidən asılılıq qrafiki çox sayda ensiz rezonanslardan ibarətdir. Aşağı rezonansla sıfır enerji intervalında enerjidən asılılıq:

$$\sigma_{n\gamma} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

şəklində olur ($1/v$ asılılığı). Hər bir E_0 rezonansı ətrafında effektiv kəsik Breyt-Viqner formasında olur:

$$\sigma_{n\gamma} = \pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n\Gamma_\gamma}{(E-E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

Radiasiya udulması ilə paralel neytronların elastiki səpilməsi də baş verir:

$$\sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

Bu effektiv kəsiklərin cəmi isə σ_t tam effektiv kəsiyi verir:

$$\sigma_t = \sigma_{ny} + \sigma_{nn}$$

Γ_γ və Γ_n kəmiyyətlərinin qarşılıqlı dəyişməsini nəzərdən keçirək. Radiasiya eni Γ_γ bütün məlum nüvələr üçün təqribən eynidir və enerjidən zəif asılıdır. ($\Gamma_\gamma = \text{const} \approx 0,1$ eV). Yalnız yüngül nüvələr üçün Γ_γ az miqdarda artaraq 1 eV qiymətinə çatır.

Neytron eni Γ_n neytronların v_n sürətilə mütənasib dəyişir ($\Gamma_n \sim v_n$). Ona görə də bütün nüvələr üçün elə aşağı enerji oblastı vardır ki, bu oblastda $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ olur. Bu şərt $A > 100$ nüvələri üçün təqribən 100 KeV enerjiyə qədər ödənilir. Aşağıda görəcəyik ki, (bax F 5) məhz neytron eninin kiçik olmasına görə enerjisi təqribən 0,025 eV olan yavaş neytronlarla nüvə reaktorlarının işləməsi mümkün olur.

Deməli, orta və ağır nüvələr üçün enerjinin kiçik qiymətlərində neytronların radiasiya udulması və enerjinin böyük qiymətlərində isə elastiki səpilmə prosesi üstünlük təşkil edir.

İndi də qeyri-rezonans reaksiyaları nəzərdən keçirək. Böyük həyəcanlanma enerjilərində aralıq nüvənin enerji səviyyələri bir-birini örtməyə başlayır və ona görə də ayrı-ayrı rezonanslardan danışmaq olmaz. Lakin bəzi statistik mülahizələr əlavə etməklə, aralıq nüvə anlayışını saxlamaq olar. Bu halda nüvə reaksiyalarının statistik nəzəriyyəsi və ya buxarlanma modeli alınar. Bu modelə görə reaksiyanın gedişini aşağıdakı kimi izah etmək olar. Nüvəyə nuklonlardan təşkil olunmuş və əsas halda temperaturu sıfır olan statistik

sistem kimi baxılır. Həmin sistemə düşən zərrəciyin enerjisi bütün nuklonlara verilir və nüvə müəyyən temperaturda termodinamik tarazlıq halına gəlir. Müəyyən müddətdə nüvə güclü həyəcanlanmış halda olduğuna baxmayaraq, nuklonlardan heç birinin enerjisi nüvəni tərk etmək üçün kifayət etmir (bu müddət aralıq nüvənin yaşama müddəti hesab olunur). Nəhayət, güclü fluktuasiya nəticəsində nuklonlardan birində nüvəni tərk etməyə kifayət edən enerji toplanır və həmin nuklon nüvədən "buxarlanır". Termodinamik mülahizələrə görə nüvədən buraxılan zərrəciklərin spektri:

$$N(E) \sim E \sigma_c(E) \rho(E_f) \quad (4.12)$$

şəklində göstərilir. Burada $\sigma_c(E)$ - aralıq nüvənin yaranma effektiv kəsiyi, $\rho(E_f)$ - həyəcanlanma enerjisi E_f olan son nüvənin səviyyələri sıxlığı, E - zərrəciyin enerjisidir. Aydındır ki,

$$E_f = E_c - E - E_N$$

olar; burada E_c - aralıq nüvənin həyəcanlanma enerjisi, E_N - buxarlanan nuklonun əlaqə enerjisidir.

Təcrübi faktlardan alınır ki, səviyyələrin sıxlığı təqribən aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\rho(E_f) = c \exp(\sqrt{2aE_f})$$

burada c və a nüvənin kütlə ədədindən (A) asılı olan əmsallardır. Kifayət qədər böyük həyəcanlanma enerjilərində $\sigma_c = \text{const}$ qəbul etmək olar. Onda $\rho(E_f)$ qiymətini (4.12)-də yerinə yazsaq:

$$N(E) = BE \exp(\sqrt{2a(E_c - E - E_N)}) \quad (4.12')$$

alırıq, burada B - yeni əmsaldır. $E \ll E_c - E_N$ yəni aşağı enerjili nuklonların buxarlanmasına baxdıqda (4.12') ifadəsi maksvel paylanmasına yaxınlaşır:

$$N(E) \sim E \exp\left(-\frac{E}{T}\right)$$

burada $T = \sqrt{2(E_c - E_f)}/a$ parametri temperatur rolunu oynayır:

Statistik nəzəriyyədən alınan nəticələrin təcrübədə yoxlanılmasında aşağıdakı faktlar alınar.

Birincisi - nüvədən buxarlanan zərrəciklərin bucaq paylanmasında anizotrop hissə müşahidə olunur (statistik modelə görə paylanma izotrop olmalıdır). Adətən zərrəciklərin çoxu irəli istiqamətdə buraxılır. İkincisi - buraxılan neytronların energetik paylanması aşağı enerjilərdə maksvel xarakterli olduğu halda, yüksək enerjilərdə yavaş azalır (asililiq əyrisində "qeyri-maksvel" quyruq alınır). Üçüncüsü - orta və ağır nüvələrlə baş verən bir çox reaksiyalarda nəzərəcarpacaq intensivliklə protonlar buraxılır (modelə görə isə protonlar üçün kulon çəpərinin şəffaflığı az olmalıdır). Nəhayət, dördüncüsü - parçalanma kanalının aralıq nüvənin yaranma üsulundan asılı olmaması təqribi ödənilir.

Bütün bu nəticələr göstərir ki, nüvə reaksiyasını təsvir etmək üçün buxarlanma modeli və ümumiyyətlə, aralıq nüvə mexanizmi ilə birlikdə reaksiyanın başqa mexanizmləri də mühüm rol oynayır. Bunları nəzərə almamaq olmaz.

b) Birbaşa nüvə reaksiyaları

Nüvə reaksiyası nüvə vaxtı ($10^{-21} \div 10^{-22}$ san) ilə müqayisə ediləcək tez zamanda baş verirsə, onda reaksiya birbaşa reaksiya adlanır. Bu halda mərmə zərrəcik öz enerjisini birbaşa nüvədəki tək nuklona və ya bir neçə nuklon birləşməsinə (deyton, α -zərrəcik və s.) verir.

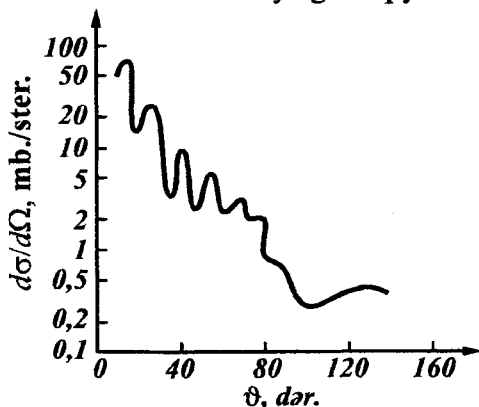
Birbaşa reaksiyaların bir sıra xarakter xüsusiyyətləri vardır. Xüsusi hal kimi, mərmə zərriyin nüvədən bir zərrəcik vurub çıxardığı hala (N, N' reaksiyalarına) baxaq. Belə reaksiyalar üçün aşağıdakıları qeyd etmək olar:

Birincisi - mərmə zərrəcik öz impulsunu yalnız bir nuklona verdiyindən, nüvədən nuklonlar əsas e^{-} tibarilə həmin impuls istiqamətində, yəni irəli buraxılmalıdır. İkincisi - mərmə zərrəcik öz enerjisini bir nuklona verdiyindən, nüvədən çıxan nuklonlar maksimal mümkün böyük enerjiyə malik olmalıdır. Məsələn, (n, n') reaksiyasında buraxılan ney-

tronların enerjisi mərmi neytronlarınkinə yaxın olmalıdır. Nəhayət, üçüncüsü - nüvədən bərabər intensivliklə neytronlarla bərabər protonlar da buraxıla bilər. Belə ki, buraxılan zərrəciklərin böyük enerjilərində kulon çəpərinin rolu az olur.

Enerjinin 10 MeV tərtibində olan qiymətləri üçün birbaşa reaksiyalar təmiz halda deyil, başqa proseslərlə, məsələn, aralıq nüvə mexanizmi ilə birlikdə baş verir.

Birbaşa proseslərin çoxu nüvənin səthində baş verir. Bu xüsusiyyət onunla əlaqədardır ki, çox da böyük olmayan enerjilərdə (<100MeV) zərrəciyin nüvə daxilindən udulmadan keçmə ehtimalı az olur. Reaksiyaların səthdə baş verməsi zərrəciklərin bucaq paylanmasında aşkar maksimumlar alınmasına gətirir. Nümayiş məqsədilə şəkil 4.3-də enerjisi 43 MeV olan α -zərrəciklərin $^{12}\text{Mg}^{24}$ nüvəsində 1,47 MeV enerjili 2^+ səviyyəsinin həyəcanlanması ilə qeyri-elastiki səpilməsindən alınan zərrəciklərin bucaq paylanması göstərilmişdir. Göründüyü kimi, birbaşa qeyri-elastiki səpilməyə uyğun olan maksimumun qiyməti sonrakılardan nisbətən çox böyükdür və səpilmə bucağının böyük qiymətlərinə getdikcə azalır. Birinci maksimumun vəziyyətini aşağıdakı yarımklassik mülahizəyə görə qiymətləndirmək olar.



Şəkil 4.3

Əgər səpilmə radiusu R olan səthdən baş verirsə, onda düşən və səpilən α -zərrəciklərin orbital momentləri $[\vec{R}\vec{P}_1]$ və $[\vec{R}\vec{P}_2]$ olar (\vec{R} radius vektoru \vec{P}_1 və \vec{P}_2 impulslarına perpendikulyardır).

Əks halda α -zərrəciyin nüvədə yolu

uzun alınar). $|\bar{P}_1| \approx |\bar{P}_2|$ olduğunu qəbul etsək, momentlərin fərqi:

$$\hbar\Delta L = 2P_1 R \sin \frac{\vartheta}{2} \quad (4.13)$$

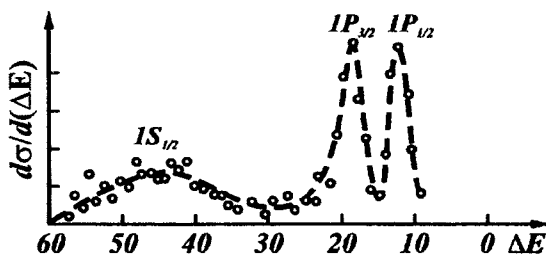
şəklində göstərmək olar, burada ϑ α -zərrəciyin səpilmə bucağıdır. ΔL nüvəyə verilən orbital moment olduğu üçün tam ədəd olmalı, hərəkət momenti və cütlüyün saxlanma qanunlarından irəli gələn seçmə qaydalarını ödəməlidir. Həmin seçmə qaydalarına görə əvvəla:

$$J_0 + J \geq \Delta L \geq |J_0 - J|$$

olmalıdır, burada J_0 və J uyğun olaraq hədəf nüvə və son nüvənin spinləridir; ikincisi - ΔL ədədi hədəf və son nüvələrin cütlükləri eyni olduqda cüt, müxtəlif olduqda isə tək olmalıdır. Nümunə üçün göstərilən reaksiyada $\Delta L=2$ olur. Ona görə də səpilmə bucağı $\vartheta \approx 10^0$ (burada $R=R_\alpha+R_{Mg} \approx 6 \cdot 10^{-13} \text{sm}$); şəkildən göründüyü kimi bu bucaq mərkəzi maksimumun eksperimental alınan vəziyyətinə yaxşı uyğun gəlir. Eləcə də, (4.13) münasibətinə uyğun olaraq səpilmə bucağının kiçik qiymətlərindəki bucaq paylanması maksimumları bütün səth reaksiyalarında müşahidə olunur. Deməli, şəkil 4.3-də göstərilən bucaq paylanması sırf difraksiya xarakterlidir. Bu paylanmanın əsas xüsusiyyətlərini, nüvənin səthinə yaxın və düşən zərrəciklərə perpendikulyar bir səpici həlqə layı təsəvvür etməklə aydınlaşdırmaq olar. Bu halda fərz olunur ki, nüvədən kənar keçən zərrəciklər səpilmir, nüvənin daxili oblastına düşən zərrəciklər isə uduqlur və ya başqa reaksiyalara səbəb olur.

Ən çox öyrənilmiş birbaşa reaksiyalardan (d,p) ; (d,n) qoparıma (ədəbiyyatda ingilis termini "stripping" işlədilir) və (p,d) ; (n,d) qapılma (ingilis termini "pickup") reaksiyalarını göstərmək olar. Birinci reaksiyada deyton nuklonlarından biri nüvə tərəfindən tutulur, o biri nuklon isə öz istiqamətini təqribən dəyişmədən sərbəst hərəkət edir. İkinci reak-

siyada isə mərmi nuklon nüvəyə azacıq toxunmaqla ondan başqa bir nuklon qoparmaqla deyton nüvəsi şəklində təqribən əvvəlki istiqamətdə hərəkət edir. Bu reaksiyalardan atom nüvəsinin quruluşunu öyrənmək məqsədilə geniş istifadə olunur. Belə ki, həmin reaksiyalarda alınan bucaq paylanması nuklonun "qoparıldığı" və ya "qapıldığı" nüvə səviyyəsinin kvant ədədlərindən ciddi asılı olur. Deməli təcrübədə zərrəciklərin bucaq paylanmasını ölçməklə nüvə səviyyələrinin kvant ədədlərini təyin etmək olar. Ümumi halda, nüvənin örtük modelinə əsasən göstərmək olar ki, qoparıma reaksiyasının effektiv kəsiyi $n l_j$ alt səviyyəsindəki deşiklərin, qapılma reaksiyasının effektiv kəsiyi isə həmin səviyyədəki nuklonların sayına mütənasibdir.



Şəkil 4.4

Mərmi nuklonların enerjisi 100 MeV-dən böyük olduqda, onların de-Broyl dalğa uzunluğu nəinki nüvə ölçüsündən, hətta nüvədəki nuklonlararası məsafə-

dən də kiçik olur. Onda birbaşa reaksiyalar təkcə nüvə səthində deyil, eləcə də, nüvənin daxili oblastlarında baş verməlidir. Bu halda $(p,2p)$ və (p,pn) şəklində kvazielastiki reaksiyalar, yəni mərmi nuklonun nüvədən bir əlavə nuklon vurub çıxarması (başqa nuklonlarla qarşılıqlı təsir ikinci dərəcəli hesab olunur) mümkün olur. Belə reaksiyalara nümunə olaraq, enerjisi 340 MeV olan mərmi protonlarla ${}^8\text{O}^{16}$ nüvəsində baş verən $(p,2p)$ reaksiyasını nəzərdən keçirək. Şəkil 4.4-də həmin reaksiyanın effektiv kəsiyinin vurub çıxarılan protonların ΔE əlaqə enerjisindən asılılığı göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, effektiv kəsik əyrisində $1P_{1/2}$, $1P_{3/2}$ və

$1S_{1/2}$ hallarına uyğun üç aşkar maksimumlar müşahidə olunur. Maksimumlar arasındakı məsafəyə görə nuklonun hər bir örtükdən qoparılması üçün lazım olan enerjini təyin etmək olar. Beləliklə, ${}_8O^{16}$ nüvəsinin $1P_{1/2}$, $1P_{3/2}$, $1S_{1/2}$ örtüklərində protonun əlaqə enerjiləri uyğun olaraq 12,19 və 45 MeV alınır. Nüvənin örtük modelindən istifadə etməklə ($p,2p$) reaksiyasındakı bucaq korrelyasiyasını, yəni reaksiyanın effektiv kəsiyinin nüvədən çıxan protonlar arasındakı bucaqdan asılılığını hesablamaq olar. Ona görə də kvazi-elastiki vurub çıxarılma reaksiyalarının köməyi ilə nüvə daxili örtüklərinin xarakteristikaları dəqiq öyrənilə bilər. Belə tədqiqatlar ${}_{20}Ca^{40}$ elementinə qədər bütün yüngül nüvələr üçün aparılmışdır. Lakin ağır nüvələr üçün bu üsul effektiv olmur. Belə ki, ağır nüvələrdə mərmə nuklonun daxili təbəqələrdən tək bir zərbə ilə nuklon vurub çıxarması az ehtimallı hadisə olur.

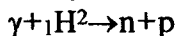
Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, birbaşa reaksiyalarda nüvədən tək nuklonlar deyil, müəyyən nuklon birləşmələri (fragmentlər), məsələn, litium, berillium və s. nüvələri də "vurulub" çıxarıla bilər. Klassik nöqtəyi-nəzərdən bu hadisə paradoks xarakter daşıyır. Doğrudan da, belə alınır ki, enerjisi 100 MeV-dən böyük olan nuklon nüvədən əlaqə enerjisi 7,6 MeV olan tritium nüvəsi vurub çıxarır. Bunun makroskopik analogiyası kimi, güllənin pəncərə şüşəsinə dəydikdə, sındıraraq keçmək əvəzinə şüşəni bütöv aparmasını təsəvvür etmək olar. Belə paradoksial hadisələr mikroaləmdə zərrəciklərin dalğa təbiəti ilə əlaqədardır.

Fraqmentlər qoparılması ilə gedən birbaşa reaksiyalar nəzəri cəhətdən hələ tam öyrənilməmişdir. Alınan nəticələrdən belə bir təqribi fikir yürütmək olar ki, heç olmazsa yüngül nüvələrdə, müəyyən ehtimalla nuklonlar α -zərrəciklər şəklində birləşmiş olur.

c) Fotonüvə və elektronüvə reaksiyaları

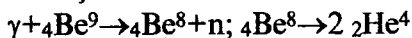
Elektromaqnit sahəsinin iştirakı ilə gedən bir sıra nüvə

reaksiyaları vardır. Bunlardan ən sadəsi nüvəni enerjisi $10 \div 100$ MeV olan γ -kvantlarla şüalandırıldıqda gedən nüvə reaksiyalarıdır. Həmin kvantların udulmasında nüvədən protonlar, neytronlar və başqa zərrəciklər buraxıla bilər. Bu proseslər fotoeffekt hadisəsinə oxşadığından nüvə fotoeffektinə də adlanır. Ən yaxşı öyrənilmiş reaksiyalar (γ, p) və (γ, n) reaksiyalarıdır. Bundan başqa, (γ, d) , (γ, pn) , (γ, α) və s. reaksiyalar da tədqiq edilmişdir. İlk dəfə nüvə fotoeffektini Çedvik və Qoldxaber tərəfindən (1934) deytון nüvəsinin fotoparçalanmasında müşahidə edilmişdir:



Bu halda eyni vaxtda (γ, n) və (γ, p) reaksiyaları baş verir. γ -kvantlar mənbəi kimi ThC radioaktiv preparatı istifadə olunmuşdur ($E_\gamma = 2,62$ MeV).

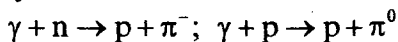
Sonralar daha bir reaksiya, RaC preparatının buraxdığı γ -kvantlarla ($E_\gamma = 1,78$ MeV) ${}_4\text{Be}^9$ nüvəsinin aşağıdakı kimi parçalanması alınmışdır:



Bu iki reaksiyadan başqa heç bir reaksiya təbii radioaktiv elementlərin buraxdığı γ -kvantlarla gedə bilmir. Belə ki, həmin γ -kvantların enerjisi nuklonların əlaqə enerjisindən kiçik olur.

Nisbətən böyük enerjili γ -kvantlar protonlarla nüvənin qarşılıqlı təsirində alınır. Belə reaksiyalara misal olaraq, ${}_5\text{B}^{11}(p, \gamma) {}_6\text{C}^{12}$ reaksiyasını göstərmək olar ki, alınan γ -kvantın enerjisi $E_\gamma = 11,67$ MeV olur.

Adətən nüvə fotoeffektinə yüksək enerjili γ -kvantların (100 MeV tərtibində) nüvə və ya nuklonlar tərəfindən udulmasında pionlar və ya başqa elementar zərrəciklər yaranmasını da aid edirlər. Məsələn, hidrogen hədəfini bir neçə yüz MeV enerjili γ -kvantlarla şüalandırıldıqda mənfə (π^-) və neytral (π^0) pionlar yaranır:



Yüksək enerjili γ -kantlarla müxtəlif nüvələrin şüalanması ilə aparılan tədqiqatlar göstərdi ki, əsas proseslər (γ, n) və (γ, p) reaksiyalarıdır və reaksiyaların effektiv kəsiyi nüvənin yükündən xətti asılı olaraq artır. Həmin reaksiya məhsullarının bücaq paylanması üçün ağır nüvələrdə ($A > 100$) buraxılan neytronların və yavaş protonların izotrop paylanması, enerjisi böyük olan protonlar üçün isə $\vartheta = 90^\circ$ bucağa görə anizotrop paylanması müahidə olunur. Reaksiyaların çıxışlarının nisbəti:

$$\frac{B(\gamma, p)}{B(\gamma, n)} \approx 10^{-2}$$

yaxın alınır.

Bu nəticələr aralıq nüvə alınması ilə gedən Bor mexanizmini inkar edir. Doğrudan da, əgər (γ, n) və (γ, p) prosesləri aralıq nüvə yaranması ilə gedən proseslər olsaydı, onda buraxılan protonlar və neytronların enerjiyə görə paylanması Maksvel paylanmasına tabe olmalı idi. Bu halda kulon çəpərinə görə protonların buraxılma intensivliyi nisbətən az olmalıdır. Hesablamalar göstərir ki, (γ, p) və (γ, n) reaksiyalarının çıxışları nisbəti:

$$\frac{B(\gamma, p)}{B(\gamma, n)} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$$

olmalıdır.

Təcrübi nəticələrlə hesablama arasındakı uyğunsuzluğu aradan qaldırmaq üçün birbaşa qoparılan adlanan əlavə bir reaksiya mexanizmi irəli sürülmüşdür. Bu mexanizmə görə düşən γ -kvantlar nüvənin səthindəki proton tərəfindən udulur və enerji başqa nuklonlara verilmədən əvvəl proton nüvəni tərk edir. Bu halda nüvədən ayrılan maksimal enerji:

$$E_p^{\max} = E_\gamma - \varepsilon_p$$

olar, burada ε_p - protonun nüvədəki əlaqə enerjisidir.

Məhz, protonların birbaşa qoparılan mexanizminə görə (γ, p) reaksiyasının çıxışının aralıq nüvə mexanizminin ver-

diyindən çox olması və bucaq paylanmasıdakı anizotropiya izah oluna bilər. Axırını fakt γ -şüalanmasının elektrik vektorunun eninə polyarizasiyası ilə əlaqədardır.

Doğrudur, protonların birbaşa qoparılma mexanizminin γ -kvantların udulma effektiv kəsiyinə verdiyi əlavə azdır, lakin bu mexanizm, enerjisi böyük olan "səth" protonları üçün kulon çəpərinin təsiri və ağır nüvələr üçün kulon çəpərinə görə buxarlanma protonlarının intensivliyi az olduğundan, əsas rol oynayır.

γ -kvantlarla gedən reaksiyaların effektiv kəsiyinin enerjiden asılılığını tədqiq etmək başqa reaksiyalara nisbətən çətindir. Bunun əsas səbəbi odur ki, yüksək enerjili monoxromatik γ -kvantlar almaq mümkün olmur. Ən çox öyrənilən effektiv kəsik reaksiyanın σ_t tam effektiv kəsiyidir. Müxtəlif nüvələr üçün bu kəmiyyətin təcrübi təyin edilməsindən aşağıdakıları göstərmək olar. Bir neçə yüngül nüvələr müstəsna olmaqla, bütün hallarda enerjinin kiçik və böyük qiymətlərində σ_t effektiv kəsiyin qiyməti az olur, lakin orta enerjilərdə enli və hündür maksimum müşahidə olunur. Eni (3-4) MeV tərtibində olan bu maksimumun əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, praktiki olaraq bütün nüvələrdə müşahidə olunur və maksimumun vəziyyəti nüvənin kütlə ədədindən qanunauyğun şəkildə, yəni:

$$E_{\gamma}^{\text{rez}} \sim A^{-0,19}$$

olaraq, yüngül nüvələrdə (20-25) MeV-dən ağır nüvələrdə (13-15) MeV-ə qədər dəyişir. Eninin çox böyük olmasına görə belə rezonans nəhəng rezonans adlanır. Effektiv kəsiyin bu təbiəti nadir hadisədir. Belə ki, adətən, reaksiyaların effektiv kəsiyinin enerjiden asılılığı bütün nüvələr üçün eyni formada deyil, requlyar dəyişikliyə uğrayır.

Nəhəng rezonansı izah etmək üçün nüvənin γ -kvantın elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə rəqsi hərəkətinə baxılır. Ümumiyyətlə, bu halda dipol (nüvənin bütün protonları neytronlara nəzərən yerdəyişməyə uğrayır) və kvadrupol

(nüvənin forması dəyişir) rəqsləri ola bilər. Lakin müəyyən edilmişdir ki, nəhəng rezonansda əsasən elektrik dipol kvantları (E1) udulduğundan, nüvənin dipol rəqsləri baş verir. Buna uyğun olaraq, həmin prosesi aşağıdakı kimi izah etmək olar. Dipol elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə bütün nüvə protonlarının neytronlara nəzərən dipol rəqsləri baş verir və nəticədə nüvə polyarlaşır. Bu halda nüvəyə elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə rəqs edən ossilyator kimi baxmaq olar. Onda ossilyatorun rezonans rəqs tezliyi:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}}$$

olar, burada k - elastiklik əmsalı, M - ossilyatorun kütləsidir. Baxılan dipol rəqsləri mexanizmində qaytarıcı elastiki qüvvələr nisbətən sürüşmüş protonların və neytronların nüvənin qalan hissəsilə qarşılıqlı təsir qüvvələridir. Lakin sürüşmüş nuklonlar isə nüvənin səthi ilə mütənasibdir, yəni $k \sim R^2$. Nüvənin rəqs edən hissəsinin kütləsi $M \sim R^3$ olduğundan, ω_0 rezonans tezliyi üçün:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}} \sim \frac{1}{\sqrt{R}} \sim A^{-0,17}$$

alınar. Bu nəticə eksperimentdən alınan asılılığı ($E_{rez} \sim A^{-0,19}$) nisbətən təsdiq edir.

Sonralar, eksperimentin ayırdetmə qabiliyyətini yaxşılaşdırmaqla, nəhəng rezonansda (əsasən yüngül nüvələrdə) müəyyən incə quruluş müşahidə edilmişdir. Bu isə, nüvənin örtük modelinə görə, dipol γ -kvantlarının udulmasında nuklonların örtüklər arasındakı birnuklonlu keçidləri ilə izah oluna bilər.

Beləliklə, nəhəng rezonansın iki mexanizmi meydana çıxır: nüvənin bütün protonlarının sürüşməsi ilə əlaqədar olan kollektiv model və tək protonun və ya tək neytronun sürüşməsi ilə əlaqədar olan bir nuklonlu model (neytron sürüşməsində γ -kvant neytron tərəfindən deyil, nüvə tərəfindən udulur). Lakin bu mexanizmlərin heç biri ayrı-ayrılıqda

təcrübi faktları yaxşı izah etmir. Örtük modelinin qalıq qarşılıqlı təsiri nəzərə alan (bax F II, § 4) mürəkkəb variantından istifadə etməklə aparılan hesablamalarda nəhəng rezonans üçün təcrübi faktlarla daha yaxşı uyğunluq alınır. Bu göstərir ki, həmin rezonans mexanizmi kollektiv modeldən çox birnuklonlu modelə yaxındır.

γ -kvantların nüvədə σ_a udulma effektiv kəsiyi, hətta nəhəng rezonans oblastında belə, $0,05 \div 0,1$ barn olur. Bu isə həmin kvantların atom elektronları ilə elektromaqnit qarşılıqlı təsir prosesində udulma effektiv kəsiyinə nisbətən $1 \div 2$ tərtib kiçikdir. Ona görə də fotonüvə proseslərinin, γ -şüaların maddədən keçməsində intensivliyin zəifləmə əmsalına təsiri çox azdır.

Fotonüvə proseslərindən əlavə elektronüvə proseslərini də göstərmək olar. Bu proseslər nüvə üzərinə yüklü zərrəciklər yönəldikdə alınır. Lakin bu halda elektromaqnit sahəsinin iştirakı ilə və iştirakı olmadan gedən iki proses konkurent olmalıdır. Məsələn, əgər düşən zərrəcik α -zərrəcikdirsə, onda bu zərrəciklər nüvə ilə həm kulon qarşılıqlı təsiri, həm də nüvə qarşılıqlı təsirində olur. Bu təsirlərdən hansının üstün olması α -zərrəciklərin E_α enerjisi və nüvənin Z yükündən asılıdır. Nüvə qüvvələri çox intensiv, lakin yaxına təsir qüvvələridir və onlar ancaq nüvə daxilində effektiv olur. Kulon qüvvələri buna nisbətən çox zəif qüvvələrdir, lakin nüvədən uzaq məsafələrdə təsir edir. Ona görə də böyük enerjili α -zərrəciklər nüvəyə yaxınlaşaraq nüvə qarşılıqlı təsirində olur, kulon qarşılıqlı təsiri isə nəzərə alınmır. Az enerjilərdə isə, tərsinə, zərrəcik nüvəyə yaxınlaşa bilmir və onunla ancaq kulon qarşılıqlı təsirində olur.

Ağır yüklü zərrəciklərin nüvə ilə kulon qarşılıqlı təsiri, elastiki səpilmədən başqa, nüvələrin aşağı həyəcanlanma səviyyələrinə keçməsilə əlaqədar qeyri-elastiki səpilməyə də səbəb ola bilər. Bu nüvənin kulon həyəcanlanması adlanır.

Elektronlar üçün güclü (nüvə) qarşılıqlı təsiri yoxdur. Ona görə də elektronların, hətta çox böyük enerjilərdə belə

(100 MeV və bundan böyük) nüvə ilə qarşılıqlı təsiri elektromaqnit sahəsi ilə olur. Bu halda yüksək enerjili elektronların nüvələrdən və ayrı-ayrı nuklonlardan elastiki səpilməsi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Bu prosesi nəzəri olaraq dəqiq hesablamaq mümkün olduğundan, nüvələrdə və protonda elektrik yükünün paylanma formasını müəyyən etməyə imkan verir (bax F I, § 4).

Nüvələrin kulon həyəcanlanması reaksiyalarının tətbiq sahəsi az sayda aşağı nüvə səviyyələri həyəcanlandığına görə çox məhduddur. Lakin, bu reaksiyaların köməyiylə, məsələn, nüvələrin daxili q_0 kvadrupol momentlərini (bax FI, §7) ölçmək olur. Bunu izah etmək üçün sadə hala, əsas halda spini sıfır olan cüt-cüt qeyri-sferik nüvəyə baxaq. Belə nüvənin daxili kvadrupol momenti vardır. Lakin nüvənin spini sıfır olduğundan, kvant fluktuasiyasına görə həmin momentin istiqaməti xaotik olaraq dəyişir. Ona görə də, əgər ölçmə müddəti momentin dəyişmə tezliyindən çox böyükdürsə, onda həmin momentin fluktuasiyalar üzrə orta qiyməti alınır, müşahidə edilən q kvadrupol momenti sıfır olur. Nüvənin kulon həyəcanlanmasında isə mərmə zərrəciyin kvadrupol momenti ilə effektiv qarşılıqlı təsir müddəti fluktuasiya tezliyinə nisbətən çox az olur və bu müddətdə moment öz istiqamətini dəyişə bilmir. Bu halda nüvənin kulon həyəcanlanma effektiv kəsiyinə görə onun daxili kvadrupol momentini təyin etmək mümkündür. Eksperimentdə isə həmin effektiv kəsiyi həyəcanlanmış nüvənin əsas hala keçdikdə buraxdığı γ -kvantları qeyd etməklə təyin edirlər.

Nüvələrin kulon həyəcanlanmasının bəzi incəliklərini (məsələn, nüvədən buraxılan γ -kvantların polyarizasiyası və bucaq paylanmasını) öyrənməklə nüvənin aşağı həyəcanlanma hallarının yaşama müddəti, spini, cütlüyü və kvadrupol momenti haqda məlumat almaq olur.

Nəhayət, nüvədə baş verən elektromaqnit proseslərinin bir neçə xüsusiyyətlərini göstərmək olar. Əvvəla, bu proseslər başqa nüvə reaksiyalarına nisbətən az intensivliklə gedən

proseslərdir. Belə ki, elektromaqnit qarşılıqlı təsiri nüvə qarşılıqlı təsirinə nisbətən üç-dörd tərtib zəifdir. İkincisi - nüvə-də elektromaqnit prosesləri gedişi həm elektromaqnit, həm də nüvə qarşılıqlı təsirlə əlaqədardır.

Nüvə qüvvələrindən fərqli olaraq, elektromaqnit qarşılıqlı təsiri nəzəri cəhətdən yaxşı öyrənilmişdir. Ona görə də, məsələn, fotonüvə reaksiyası, demək olar ki, yarıya qədər dəqiq hesablanır. Məhz nüvə nuklonlarının γ -kvantları hansı intensivliklə və hansı mexanizm vasitəsilə udduğunu dəqiq hesablamaq olur. Lakin, bu heç də o demək deyildir ki, biz nüvənin γ -kvantları udma intensivliyi və mexanizmini bilirik. Nuklon γ -kvant udduqdan sonra aldığı impuls və enerjinin bir hissəsini başqa nuklonlara verir, bunun nəticəsində nüvənin quruluşu dəyişikliyə uğrayır. Prosesin bu hissəsi isə nəzəri hesablanması mümkün olmayan nüvə qüvvələri vasitəsilə baş verir. Elektromaqnit proseslərinin üçüncü xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, eyni enerji qiymətlərində γ -kvantın de-Broyl dalğa uzunluğu nuklonunkuna nisbətən çox böyükdür. Bu aşağıdakı ifadələrdən görünür:

$$\lambda_{\gamma} = \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E_{\gamma}} \text{ sm}; \quad \lambda_N \approx \frac{4,5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{E_N}} \text{ sm}$$

Yəni, nuklon üçün $E_N \approx 1$ MeV qiymətində λ_N nüvə ölçüsü tərtibində (məsələn, $A=100$ üçün) olduğu halda, γ -kvant üçün $\lambda_{\gamma} = R$ enerjinin $E_{\gamma}=30$ MeV qiymətində alınır. Ona görə də enerjisi 30 MeV-dən kiçik olan γ -kvantların nüvə ilə qarşılıqlı təsirində elektromaqnit sahəsinin nüvəni tam əhatə etdiyini qəbul etmək olar.

ç) Nüvə reaksiyalarının optik modeli

Nüvənin optik modelinə əsasən nüvə, şar şəklində yarımsəffaf bütöv cisim kimi təsəvvür olunur. Zərrəciklərin de-Broyl dalğası yarımsəffaf şar üzərinə düşdükdə, işığın yarımsəffaf mühitdə yayılması üçün xarakter olan bütün qarşı-

lıqlı təsirlərdə olur (əksolma, sınma, udulma). Cisimdən keçən dalğada δ faza sürüşməsi əmələ gəlir və bu dalğa düşən dalğa ilə interferensiyaya uğrayır. Faza sürüşməsinin qiymətindən asılı olaraq interferensiya hadisəsi reaksiyanın effektiv kəsiyinin artması və ya azalmasına səbəb ola bilər. δ - qiyməti dalğanın nüvədə keçdiyi x məsafəsindən və aşağıdakı kimi verilən n sındırma əmsalından asılıdır:

$$n = \frac{v_0}{v} = \sqrt{\frac{U + E_k}{E_k}} = \frac{K_0}{K}$$

burada v_0 , $U + E_k$, v və E_k zərrəciyin uyğun olaraq nüvə daxilində və xaricindəki sürəti və enerjisidir (U - potensial çuxurun dərinliyidir). Kvant mexanikasına görə bu halda de-Broyl dalğalarının sındırma əmsalı kimi zərrəciklərin nüvə sahəsilə qarşılıqlı təsir hamiltonianına iW xəyali hissə əlavə edilir və tam hamiltonian aşağıdakı kimi göstərilir:

$$H_{q.t.} = V(r) + iW(r)$$

burada $V(r)$ (F.II)-də göstərilən hamiltonian, $W(r)$ - isə eksperimental nəticələri yaxşı təsvir etmək üçün xüsusi seçilən funksiyadır. Beləliklə, nüvə reaksiyasının optik model mexanizmində mərmə nuklonun nüvə ilə qarşılıqlı təsirinə, həmin nuklonun qüvvə mərkəzi tərəfindən udulması və səpilməsi kimi baxılır.

Onda, nüvə üzərinə düşən mərmə zərrəciyin hərəkətini aşağıdakı dalğa tənliyi ilə təsvir etmək olar:

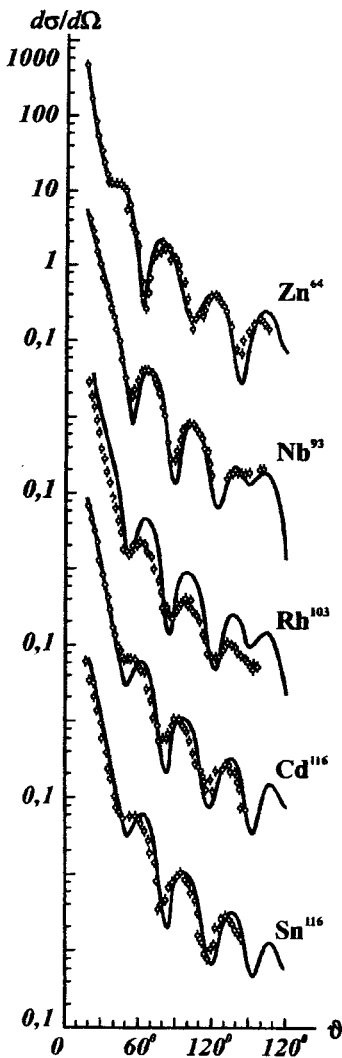
$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(V + iW - E_k)\psi = 0$$

Birölçülü halda, nüvənin daxili oblastı üçün tənliyin həlli:

$$\psi = \exp(ikx)$$

olar, burada $k = k_1 + ik_2 = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(E_k - V - iW)}$ kompleks dalğa vektorudur.

k_1 və k_2 kəmiyyətlərini zərrəciklərin nüvə ilə qarşılıqlı



Şəkil 4.5

təsir effektiv kəsikləri ilə ifadə etmək olar. Məsələn, e^{-ik_2x} həddi zərrəciklərin nüvədə udulmasını xarakterizə edir. Bu mexanizmlə hesablanmış (nəzəri) effektiv kəsikləri təcrübi alınmış qiymətlərlə müqayisə etməklə (σ_{opt} ilə σ_{eks} müqayisə) K_1 və K_2 ədədləri, yəni $V+iW$ hamiltonianının parametrlərini təyin etmək olur.

Optik modelin müxtəlif variantlarında $U(r)=V(r)+iW(r)$ potensialı kimi düzbucaqlı potensial çuxur və ya kənarları hamarlanmış çuxur götürülmüşdür (hər iki halda udulma həcm üzrə müəyyən edilir). Eksperimental nəticələrlə daha yaxşı uyğunluq səth üzrə udulma modelində alınır (nüvənin səthində $W(r)\neq 0$ götürülür).

Optik model əvvəlcə neytronların nüvələrdən səpilməsini təsvir etmək üçün işlənmişdir. Sonralar, bu model, eləcə də, yüklü zərrəciklərin (proton, deytton, α -zərrəcik və s.) səpilməsinə tətbiq olunmuşdur. Bu halda əlavə olaraq kulon potensialını nəzərə almaq lazımdır.

Optik modelin nuklonlar üçün işlənmiş müasir variantları səpilmə nuklonların müxtəlif enerjilərində differensial və inteqral elastiki səpilmə effektiv kəsiklərini; bütün qeyri-elastiki proseslərin effektiv kəsik-

lərini (o cümlədən nuklonların nüvədə udulma effektiv kəsiyini) və eləcə də ϑ səpilmə bucağından asılı olaraq nuklonların səpilmə polyarlaşmasını hesablamağa imkan verir. Neytronlar üçün 3-15 MeV enerji intervalında modelin verdiyi qiymətlərin təcrübi nəticələrlə müqayisəsi göstərir ki, sferik nüvələr üçün σ_1^{eks} və σ_1^{op} yaxşı uyğun gəlir və qeyri-sferik nüvələr üçün əsaslı fərqlənmə alınır.

Nümayiş məqsədilə şəkil 4.5-də enerjisi 22 MeV olan protonların müxtəlif nüvələrdən səpilmə differensial effektiv kəsiklərinin modeldən alınan və təcrübi qiymətlərin müqayisəsi göstərilmişdir. Görünür ki, optik model təcrübi nəticələri çox yaxşı təsvir edir. Lakin, bu halda uyğunluq optik potensialın xəyali hissəsinə çox sayda parametrlər əlavə etmək, yəni potensialın formasını əsaslı olaraq mürəkkəbləşdirmək hesabına alınır.

Nəhayət, qeyd etmək olar ki, optik model təkcə nüvələrdən səpilməyə deyil, həm də ayrıca nuklonlardan səpilməyə də tətbiq olunur.

V FƏSİL

NÜVƏLƏRİN BÖLÜNƏSİ VƏ TERMONÜVƏ REAKSİYALARI

§ 1. Bölünmənin kəşfi tarixi və əsas xassələri

Bölünmənin kəşfi tarixi Ferminin nüvələri neytronlarla bombardman etməklə süni radioaktivliyi öyrənməsi təcrübələri ilə başlayır. 1934-cü ildə o, neytronlarla uran nüvələrini (U) bombardman etdikdə alınmış radioaktiv məhsullarda bir neçə qeyri-adi yarımparçalanma periodları müəyyən etmişdir. Dəqiq yoxlamalar nəticəsində aşkar olunmuşdur ki, burada bir-birinə ardıcıl çevrilən bir sıra radioaktiv elementlər alınır.

Müşahidə olunan hadisəni ilk baxışda aşağıdakı kimi izah etmişlər. Uran nüvəsi neytron zəbt edərək daha ağır izotopa çevrilir. Bu izotop β -radioaktiv olub, özündən elektron buraxaraq 93-cü elementə ($_{93}\text{R}$), 93-cü element öz növbəsində özündən elektron buraxaraq 94-cü elementə və s. çevrilə bilər.

Yeni $_{92}\text{U}$, $_{93}\text{R}$, $_{94}\text{R}$ elementlərinin Mendeleev cədvəlində uyğun olaraq $_{74}\text{W}$, $_{75}\text{Re}$, $_{76}\text{Os}$ elementlərinin altında yerləşməli olmasından asılı olaraq həmin elementlər ekaremium ($E_{ka}\text{Re}$), ekaosmium ($E_{ka}\text{Os}$) və s. adlandırılmışdır.

Bir neçə radioaktiv zəncirlərin alınması onunla izah olunurdu ki, uran elementi bir neçə izotoplardan ibarətdir və neytronlarla şüalanmada hər izotop bir zəncirin başlanğıcı ola bilər.

Lakin məhsul nüvələrin kimyəvi xassələrinin öyrənilməsi göstərdi ki, həmin nüvələr Mendeleev cədvəlində uran elementindən sonra deyil, əvvəl ($_{88}\text{Ra}$, $_{89}\text{Ac}$) yerləşməlidir. Kürü və Saviç, Han və Ştrassman öz təcrübələrində müəyyən

etmişlər ki, tədqiq olunan məhsul elementlər Ra və Ac elementləri deyil, onlara oxşar elementlərdir. Nəhayət, 1938-ci ildə Han və Ştrassman dəqiq radiokimyəvi təhlillə isbat etmişlər ki, uran nüvəsini neytronlarla şüalandırdıqda dövrü sistemin ortasına aid və ${}_{88}\text{Ra}$ elementinə kimyəvi oxşar olan ${}_{56}\text{Ba}$ elementi alınır.

Bu təəccüblü nəticəni Friş və Meytner belə bir fərziyyə ilə izah etmişlər ki, ağır uran nüvəsi neytron zəbt etdikdə həyəcanlanma nəticəsində öz formasını dəyişə bilər və bunun nəticəsində nüvə təqribən iki bərabər hissəyə /qəlpələrə/ bölünə bilər. Bu halda nuklonlar qəlpələr arasında aşağıdakı kimi paylanmalıdır:

$$Z_1 + Z_2 = Z_u, \quad A_1 + A_2 = A_u + 1 \approx A_u$$

Onda nüvənin bölünməsinin aşağıdakı əsas xassələrini əvvəlcədən müəyyən etmək olar:

a) Ağır nüvənin bölünməsində böyük Q enerjisi ayrılmalıdır. Bu fakt başlanğıc ağır nüvənin kütləsinin (M_u) bölünmədən alınan qəlpələrin kütlələri ilə (M_1 və M_2) müqayisəsindən alınır, yəni:

$$Q = \{M_u - (M_1 + M_2)\}c^2$$

Doğrudan da yarımpiririk düsturdan kütlələrin ifadələrini yerinə yazsaq:

$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon)$$

alırıq, burada $\bar{\varepsilon} = \frac{(\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2)}{A}$ qəlpələrin bir nuklona düşən orta əlaqə enerjisidir.

ε kəmiyyətinin orta nüvələr üçün qiyməti uran nüvəsi üçün olan qiymətdən böyük olduğundan ($\sim 0,8$ MeV) bölünmədə ayrılan enerji üçün:

$$Q = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \approx 238 \cdot 0,8 \approx 200 \text{ MeV}$$

alırıq.

b) Bölünmə enerjisinin əsas hissəsi qəlpələrin kinetik enerjiləri şəklində buraxılmalıdır. Bu onunla əlaqədardır ki,

nüvənin bölünməsindən alınan qəlpələr öz aralarındakı Kulon itələmə qüvvələri nəticəsində bir-birindən dərhal uzaqlaşmalıdır. Bir-birindən δ məsafəsində olan qəlpələrin Kulon enerjisi:

$$V_k = kZ_1Z_2 \frac{e^2}{\delta}$$

olar, burada Z_1 və Z_2 qəlpələrin yükü: $\delta = R_1 + R_2$; R_1 və R_2 onların radiuslarıdır.

Radiusları $R = r_0 A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$ m şəklində hesablasaq və $Z_1 = Z_2 = \frac{92}{2} = 46$ və $R_1 = R_2 \left(A_1 = A_2 = \frac{238}{2} \right)$ qəbul etsək:

$$V_k = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 46^2 (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-15} (119)^{1/3} 1,6 \cdot 10^{-13}} \approx 200 \text{ MeV} ,$$

yəni əvvəlki tərtibdə qiymət alarıq.

v) Bölünmədən alınan qəlpələr β -radioaktiv olmalıdır və özlərindən neytronlar buraxa bilər. Bu fakt periodik sistemdəki stabil elementlərdə neytronlarla protonların sayının müqayisəsindən irəli gəlir:

$$\text{Nüvə: } {}_8\text{O}^{16}; {}_{47}\text{A}^{108}; {}_{56}\text{Ba}^{137}; {}_{92}\text{U}^{238}$$

$$\frac{N}{Z} \quad 1; 1,3; 1,45; 1,6$$

Göstərilən qiymətlərdən görünür ki, bölünmə anında qəlpələr neytronlarla yüklənmiş olmalıdırlar. Belə ki, onlar $\frac{N}{Z} = 1,6$ olan urandan ayrılırlar. Aydındır ki, həmin qəlpələr

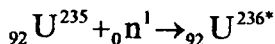
neytron artıqlığına görə β^- - aktiv olmalı, alınan nüvə yəni β^- - aktiv olmalı və s. beləliklə, qəlpələr uzun radioaktiv zəncirin başlanğıcı olmalıdır (məhz belə zəncirləri də Fermi müşahidə etmişdir).

Bundan sonra, güman etmək olar ki, artıq neytronlardan bir qismi birbaşa qəlpələrdən bölünmə neytronları və ya ikinci neytronlar şəklində buraxılmalıdır.

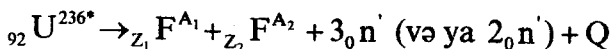
Bölünmənin bütün göstərilən xassələri 1939-cu ildə müxtəlif laboratoriyalarda qoyulan ilk təcrübələrdə təsdiq olunmuşdur.

§ 2. Bölünmə məhsulları və bölünmədə ayrılan enerji

Neytronların (protonlar, α - hissəciklər və s. təsiri ilə nüvələrin bölünməsi iki mərhələdə gedir. Birinci mərhələdə neytron nüvə tərəfindən zəbt olunaraq kütlə ədədi $A+1$ olan aralıq nüvə yaranır, məsələn:



İkinci mərhələdə aralıq nüvə həyəcanlanmış halda olduğundan özündən γ - kvant buraxa bilər və bölünə bilər. Əksər hallarda (84 %) neytronun zəbt olunması aşağıdakı sxem üzrə nüvənin bölünməsinə səbəb olur:



Təcrübi faktlar göstərir ki, nüvələrin simmetrik qəlpələrə bölünməsi çox nadir prosesdir. Böyük ehtimalla nüvələr kütlə və yük ədədinə görə asimmetrik qəlpələrə bölünür. Əksər hallarda bölünmədə kütlələri nisbəti 3:2 olan ağır və yüngül qəlpələr alınır. Qəlpələrin enerjiləri də müxtəlif olur: yüngül qəlpənin payına düşən enerji böyük olur.

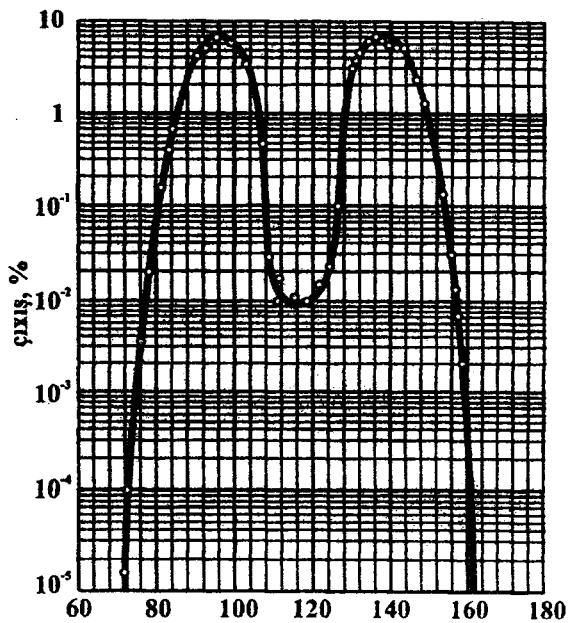
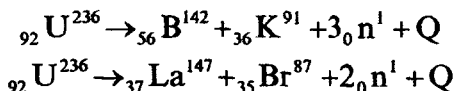
Qəlpələrin enerjisi, kütləsi və sürətini uyğun olaraq E_1 , E_2 ; M_1 ; M_2 ; v_1 və v_2 ilə işarə edək. İmpulsların saxlanma qanunundan istifadə etsək:

$$M_1 v_1 = M_2 v_2 \text{ və ya } \frac{E_1}{E_2} = \frac{M_2}{M_1}$$

alırıq. Asimmetrik bölünmə nüvələrin hansı yolla həyəcanlanmasından (neytronlarla, protonlarla, γ - kvantlarla) asılı deyildir. Belə bölünmə nüvələrin örtük modeli ilə əlaqələndi-

rilir, lakin bunun üçün tamamlanmış nəzəriyyə yoxdur.

Qəlpələr (bölünmə məhsulları) ${}_{Z_1}F^{A_1}$, ${}_{Z_2}F^{A_2}$ tamamilə müxtəlif ola bilərlər. Bölünmə reaksiyasına tipik misallar kimi aşağıdakı reaksiyaları göstərmək olar:



Şəkil 5.1

139 olur. Bərabər kütləli qəlpələrə bölünmə az ehtimallıdır və nadir hallarda baş verir. ${}_{92}U^{235}$ izotopunun bir bölünmə aktında ayrılan enerji bölünmə məhsulları arasında təqribən aşağıdakı kimi paylanır:

Təcrübi faktlara əsasən qeyd etmək olar ki, alınan bölünmə məhsullarının sayı 200-dən çoxdur. Bölünmə qəlpələrinin onların kütlələrinə görə paylanması iki maksimumlu əyri ilə xarakterizə olunur (şəkil 5.1). qəlpələrin kütlələrinin ən ehtimallı qiymətləri 95 və

Qəlpələrin kinetik enerjisi	~	165 MeV,
Sürətli neytronların enerjisi	~	4,9 MeV,
Ani şüalandırılan		
γ -kvantların enerjisi	~	7,8 MeV,
β - zərrəciklərin enerjisi	~	9 MeV,
γ -kvantların enerjisi	~	7,2 MeV.
Cəmi:	~	194 MeV.

Bundan başqa 11 MeV qədər enerji β -parçalanmadan alınan neytrinin payına düşə bilər. Lakin bu enerji praktiki olaraq istifadə olunmur. Bununla belə qeyd etmək lazımdır ki, bölünmədə ayrılan bütün enerji (194+11 MeV) uran nüvəsinin kütləsinə ekvivalent olan Mc^2 enerjinin təqribən 0,1 %-ni təşkil edir.

Bölünmə anında bir nüvədən bir neçə neytron buraxılır ki, bunlar ani və birinci neytronlar adlanır. Bu neytronlardan başqa bölünmədən müəyyən vaxt keçdikdən sonra buraxılan gecikən neytronlar da müşahidə olunur. Gecikən neytronların tam sayı çox deyildir və ani neytronların sayının təqribən 0,75 %-ni təşkil edir.

Gecikən neytronların alınmasına səbəb odur ki, bölünmədən alınan qəlpələr radioaktiv olur və çevrilmə prosesində elə nüvələr alına bilər ki, onlardakı əlavə enerji neytronun nüvədən «buxarlanmasına» kifayət edir.

§ 3. Bölünmənin elementar nəzəriyyəsi

Bölünmə nəzəriyyəsi 1939-cu ildə N.Bor, Uiler və Y.İ.Frenkel tərəfindən verilmişdir. Onlar Friş və Meytnerin hipotezinə əsaslanaraq nüvənin damcı modelinə görə ağır nüvələrin öz formasını dəyişməyə görə qeyri-stabilliyindən istifadə etmişlər.

Yuxarıda göstəriləyi kimi, bölünmədə ayrılan Q enerjisi əsas etibarilə qəlpələrin kinetik Q_f enerjisindən ibarət

olur. Bu enerjini hesablamak üçün fərz edək ki, bölünmə prosesində A kütlə ədədi və Z yük ədədi dəyişmir, yəni:

$$A_y + A_a = A + 1 \approx A ; Z_y + Z_a = Z \quad (5.1)$$

burada Z_y, A_y və Z_a, A_a - uyğun olaraq yüngül və ağır qəlpələrin yük və kütlə ədədləridir.

Bu fərziyyə bölünmənin birinci mərhələsidir, yəni yüksək enerjili qəlpələrin alınması ilə kifayətlənmək deməkdir. Sonrakı radioaktiv çevrilmə proseslərində (β -parçalanma, neytronların buraxılması) (5.1) şərti ödənilmir. Belə ki, β -parçalanma nəticəsində nüvənin yükü artır, neytron buraxılmasında isə qəlpələrin kütlə ədədi azalır:

$$Z_y + Z_a > Z ; A_y + A_a < A \quad (5.2)$$

(5.1) şərti ödənilərsə, onda qəlpələrin Q_f enerjisi bölünmə reaksiyasının enerjisinə bərabər olar və:

$$Q_f = M_N - (M_y + M_a)$$

və ya

$$Q_f = \Delta E_y + \Delta E_a - \Delta E_N \quad (5.3)$$

yazmaq olar, burada ΔE nüvənin, onu təşkil edən nuklonlara nəzərən tam əlaqə enerjisidir ($E_s = \Delta E$).

Asimmetrik bölünmə üçün təcrübü fakta istinad edərək:

$$\frac{\bar{A}_a}{\bar{A}_y} = \frac{\bar{Z}_a}{\bar{Z}_y} = \frac{3}{2}$$

və ya

$$\bar{A}_a = \frac{3}{5}A ; \bar{A}_y = \frac{2}{5}A ; \bar{Z}_a = \frac{3}{5}Z ; \bar{Z}_y = \frac{2}{5}Z$$

yazmaq olar. Bu qiymətləri (5.3) düsturunda yerinə yazsaq, ΔE , ΔE_y və ΔE_a üçün yarımempirik (1.8) ifadəsindən istifadə etsək (yarımempirik ifadədə axırıncı hədd kiçik olduğundan nəzərə alınmır) onda:

$$Q_f = V_s + V_k - V_s^q - V_k^q \quad (5.4)$$

alırıq, burada $V_c = \beta A^{1/3}$ - nüvənin səthi gərilmə enerjisi,

$V_k = \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}}$ - nüvənin kulon enerjisi; V_s^q və V_k^q - uyğun ola-

raq qəlpələr üçün səthi gərilmə və kulon enerjiləridir.

Qəlpələr üçün göstərilən enerjiləri aşkar yazsaq:

$$(V_s^q)_q = \beta \left(\frac{3A}{5} \right)^{2/3} + \beta \left(\frac{2A}{5} \right)^{2/3} = 1,25V_s$$

$$(V_k^q)_q = \frac{\gamma \left(\frac{3Z}{5} \right)^2}{\left(\frac{3A}{5} \right)^{1/3}} + \frac{\gamma \left(\frac{2Z}{5} \right)^2}{\left(\frac{2Z}{5} \right)^{1/3}} = 0,64V_k$$

alırıq, onda:

$$Q_f = 0,36V_k - 0,25V_s \quad (5.5)$$

Deməli, bölünmədə qəlpələrin kinetik enerjisi şəklində ayrılan enerji ölçüsü olaraq nüvənin kulon və səthi gərilmə enerjilərinin dəyişməsi götürülməlidir.

(5.5) ifadəsindən alınır ki, $Q_f > 0$ olması üçün:

$$\frac{V_k}{V_s} = \frac{\gamma Z^2 A}{\beta A^{1/3}} = \frac{\gamma Z^2}{\beta A} > \frac{0,25}{0,36} \approx 0,7$$

və ya β və γ qiymətlərini nəzərə almaqla:

$$Z^2/A > 17$$

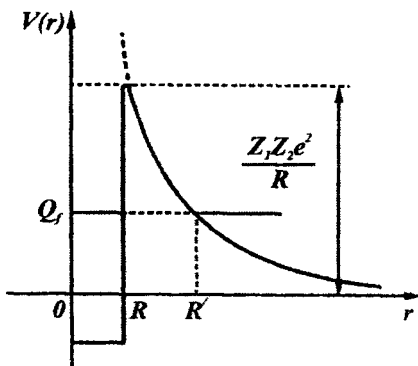
olmalıdır. Bu halda Z^2/A (bölünmə parametri) ifadəsinin artması ilə Q enerjisi artır. Bu şərt gümüş elementindən başlayaraq bütün ağır nüvələr üçün ödənilir. Beləliklə, bölünmə prosesi dövrü sistem elementlərinin ikinci hissəsi üçün energetik olaraq əlverişli olur. Bu nəticə təbii olaraq bir nuklona düşən əlaqə enerjisinin kütlə ədəbindən asılılığı (şəkil 1.5) ilə əlaqədardır.

Lakin təcrübədə yuxarıda alınan nəticə təsdiq olunmur.

Belə ki, təcrübədə bölünmə prosesi dövrü sistemin yalnız üç ən ağır elementləri: ${}_{90}\text{Th}$, ${}_{91}\text{Pa}$ və ${}_{92}\text{U}$ üçün müşahidə olunmuşdur. Başqa nüvələr üçün enerji cəhətdən əlverişli olmasına baxmayaraq bölünmə prosesi mümkün olmur.

Bununla əlaqədar olaraq energetik əlverişli olan və energetik mümkün olan prosesləri fərqləndirmək lazımdır. Məsələn, dövrü sistemin ağır elementləri üçün α - parçalanma həmişə energetik cəhətdən əlverişli olmasına baxmayaraq, Kulon qarşılıqlı təsir çəpərinin olduğuna görə klassik fizikaya görə energetik mümkün olmur (bax F.III, § 4). Ona görə də α - parçalanmanın varlığını kvant mexanikasına görə, α - hissəciklərin potensial çəpərdən keçmə effektivinə görə izah edirlər. Bu halda potensial çəpərin şəffaflığı az olduğundan nüvələrin α - parçalanmaya görə yaşama müddəti çox böyük olur.

Asanlıqla görmək olar ki, bölünən nüvənin enerjisinin dəyişməsi xarakter etibarilə α - parçalanmada olduğu kimidir. Bunun üçün bölünmənin əksi olan prosesə baxaq. Bölünmədən alınan qəlpələrin bir-birindən böyük məsafədəki enerjilərini sıfır qəbul edək. Onda nüvənin bölünməyə qədərki enerjisi Q_f olar. İndi fərz edək ki, qəlpələri yaxınlaşdırmaqla son haldan əvvəlki hala keçirik (şəkil 5.2).



Şəkil 5.2

Yuxarıda göstərdiyi kimi, bölünmə prosesində nüvənin enerji ölçüsü kimi səthi gərilmə enerjisi ilə Kulon enerjilərinin cəmi götürülür. Belə şərtləşmək olar ki, qəlpələr bir-birindən çox uzaqda olduğu halda ($r \rightarrow \infty$):

$$V_s + V_k = 0$$

Belə ki, ($r \rightarrow \infty$) olduqda:

$$V_k = k \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} = 0 \text{ eləcə də } V_s = 0.$$

Qəlpələri bir-birinə yaxınlaşdırdıqda səthi gərilmə enerjisi əvvəlki kimi qaldığı halda Kulon enerjisi sıfır qiymətindən:

$$V_k = k \frac{Z_y Z_a e^2}{(R_y + R_a)}$$

qiymətinə qədər artır, burada:

$$Z_a = \frac{3}{5} Z_u = 55 ; Z_y = \frac{2}{5} Z_u = 37$$

$$R_a = 1,4 \cdot 10^{-15} \sqrt[3]{3/5 A_u} = 7,3 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

$$R_y = 1,4 \cdot 10^{-15} \sqrt[3]{3/5 A_u} = 6,35 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

hesablamalar V_k və deməli $V_k + V_s$ üçün aşağıdakı qiyməti verir:

$$(V_k) = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 55 \cdot 37 (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{13,65 \cdot 10^{-15} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}} \text{ MeV} \approx 214 \text{ MeV}$$

Deməli, bu qiymət nüvənin əvvəlki enerjisindən ($Q_f \approx 180 \text{ MeV}$) böyükdür.

Əlbəttə, bu aparılan mühakimə dəqiq deyildir və alınan nəticələrə də bir o qədər əhəmiyyət vermək olmaz. Lakin buna baxmayaraq, buradan alınır ki, bölünmənin ilk mərhələsində enerji artmalıdır. Deməli, ilk mərhələdə enerjinin dəyişməsini düzgün təhlil etmək vacibdir.

Fərz edək ki, nüvə neytron zəbti nəticəsində həyəcanlandıqda rəqsi hərəkətə başlayır. Onda həyəcanlanma enerjisindən asılı olaraq iki hal ola bilər. Kiçik enerjiddə nüvənin rəqsi elə olacaqdır ki, onun səthi sferik formadan ellipsoidal formaya və tərsinə keçməlidir. Bu halda səthi gərilmə qüvvələri nüvəni ellipsoidal formadan sferik formaya qaytaran elastiki qüvvələr rolunu oynayır.

Əgər həyəcanlanma enerjisi kifayət qədər böyük olarsa, onda rəqs prosesində nüvə elastiki deformasiya sərhəddinin kritik nöqtəsini keçər və bundan sonra əvvəlki formaya qayıtmaq mümkün olmaz. Dartılmış nüvədə əmələ gəlmiş qütblər arasında təsir edən böyük Kulon itələmə qüvvələri ilə nüvə get-gedə daha çox dartılmalı və aşağıdakı deformasiya mərhələlərindən keçməlidir: kürə, ellipsoid, hantel, iki armudvari qəlpələr və iki kürə (şəkil 5.3). Bu halda Kulon qüvvələrinin təsiri çox intensiv olduğundan, əks təsir edən səthi gərilmə qüvvələri ilə kompensasiya olunmur və bölünmənin ikinci mərhələsində (hantelşəkilli formadan başlayaraq) səthi gərilmə qüvvələri hantelin hər iki yarısının sferik formaya keçməsinə «kömək» etməklə nüvənin bölünməsinə doğru yönəlir.



Şəkil 5.3

Nüvənin deformasiyasının birinci mərhələsindəki formanı fırlanma ellipsoidi qəbul etməklə Kulon və səthi gərilmə enerjilərini asan hesablamaq olar.

Deyək ki, fırlanma ellipsoidi böyük $a = R(1 + \epsilon)$ və kiçik $b = R/\sqrt{1 + \epsilon}$ yarımoxları ilə xarakterizə olunur (burada ϵ - kiçik parametrdir. Oxların bu qayda ilə seçilməsi nüvə mayesinin sıxılmazlığını təmin edir. Belə ki, ellipsoidal deformasiya prosesində nüvənin həcmi dəyişilmir.

$$V_{er} = \frac{4}{3} \pi a b^2 = \frac{4}{3} \pi R^3$$

a və b oxlarına malik olan fırlanma ellipsoidinin səthinin sahəsi:

$$S_{er} = 2\pi a b \left(\sqrt{1 - \gamma^2} + \frac{\arcsin \gamma}{\gamma} \right), \quad (5.6)$$

olar, burada $\gamma = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$, a və b qiymətlərini (5.6) ifadəsində yerinə yazsaq və kiçik ε paramterinə görə sıraya ayırsaq:

$$S_{el} = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right)$$

alarıq.

Nüvənin səthi gərilmə V_s^{el} enerjisi onun səthinin sahəsi ilə mütənasib olduğundan:

$$V_s^{el} = V_s \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) \quad (5.7)$$

burada V_s - kürənin səthi gərilmə enerjisidir. Göründüyü kimi, ε artdıqca səthi gərilmə enerjisi artır.

Ellipsoid şəklində olan nüvənin Kulon enerjisini yüklərin bərabər sıxlıqla paylandığı fırlanma ellipsoidi üçün Puasson tənliyinin həllindən almaq olar. Beləliklə, V_k^{el} üçün aşağıdakı ifadə alınır:

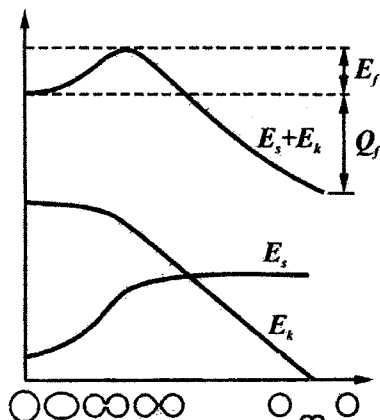
$$V_k^{el} = V_k \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 \right), \quad (5.8)$$

burada V_k - kürənin Kulon enerjisidir. Göründüyü kimi, ε^2 artdıqca V_k^{el} azalır.

(5.7) və (5.8) ifadələrinin müqayisəsi göstərir ki, kiçik ε qiymətlərində V_s^{el} enerjisinin artması (əmsal 2/5-dir). V_k^{el} enerjisinin azalmasına (əmsal 1/5-dir) nisbətən sürətlə gedir. Bölünən nüvənin enerji ölçüsü olan səthi gərilmə və kulon enerjilərinin cəmi ($V_s^{el} + V_k^{el}$) ε parametrinin dəyişməsi ilə aşağıdakı kimi dəyişir:

$$V_s^{el} + V_k^{el} = V_s + V_k + \frac{\varepsilon^2}{5}(2V_s - V_k) \quad (5.9)$$

$V_s^{el} + V_k^{el}$ kəmiyyətinin dəyişməsi $(2V_s - V_k)$ ifadəsinin işarəsindən asılıdır. Uran nüvəsi üçün göstərmək olar ki, $(2V_s - V_k) > 0$ və $V_s^{el} + V_k^{el}$ kiçik ε qiymətlərində artır. Bu halda bölünmədə nüvənin enerjisinin dəyişmə əyrisi şəkil 5.4-də göstərilən formada olur.



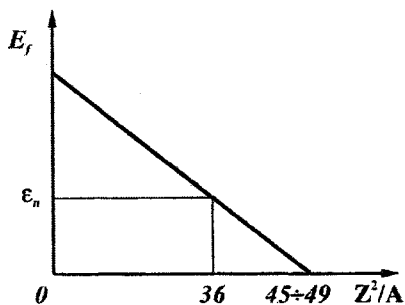
Şəkil 5.4

Beləliklə, kiçik ellipsoidal deformasiya prosesində nüvənin enerjisi əvvəlcə artır. E_f – enerji çəpəri əmələ gəlir (α - parçalanmada olduğu kimi). Bu energetik çəpər bölünmə prosesinin energetik olaraq əlverişli olmasına baxmayaraq ($Q_f > 0$), bölünməni klassik fizikaya görə energetik qeyri-mümkün və ya kvant mexanikasına görə az ehtimallı edir.

Mötərizədəki $(2V_s - V_k)$ ifadəsi nə qədər kiçik olarsa çəpərin hündürlüyü də bir o qədər kiçik olar. Deməli bölünmə ehtimalı $2V_s/V_k$ nisbətinin kiçik:

$$\frac{2V_s}{V_k} = \frac{2\beta A^{2/3}}{\gamma Z^2 A^{1/3}} = 2 \frac{\beta}{\gamma} \frac{A}{Z^2}$$

və ya Z^2/A ifadəsinin böyük olmasından asılıdır (şəkil 5.5).



Şəkil 5.5

$Z^2/A \geq 45$ olduqda mötərizədəki ifadə sıfır və $E_f = 0$ olur. Belə nüvənin ($Z \approx 120$) bölünməsi özbaşına və ani olmalıdır.

$Z^2/A < 45$ və $E_f \neq 0$ olduqda nüvənin özbaşına bölünməsi ancaq potensial çəpərdən keçmə kvant effektinə görə ola bilər. Bu hadisə özbaşına (spontan) bölünmə adlanır.

Özbaşına bölünmə ehtimalı Z^2/A parametrlə müəyyən edilir. Z^2/A nə qədər kiçikdirsə, özbaşına bölünmə ehtimalı da bir o qədər kiçikdir. Uranın ($Z^2/A = 36$) özbaşına bölünməsi çox az ehtimallı prosesdir.

$Z^2/A < 45$ olan nüvələrin tez bölünməsi üçün onlara kənardan E_f çəpər enerjisindən böyük olan E həyəcanlanma enerjisi verilməlidir:

$$E > E_f$$

Həmin enerjini nüvəyə, məsələn, γ -kvantlarla şüalandırmaqla da vermək olar. Bu halda:

$$E_\gamma > E_f \quad (5.10)$$

olduqda bölünmə mümkündür, bu işə təcrübi üsulla E_f çəpər enerjisini (buna aktivləşmə enerjisi də deyilir) təyin etməyə imkan verir.

Əgər bölünmə neytronlarla baş verirsə, onda (5.10) şərti aşağıdakı kimi verilir:

$$E = \varepsilon_n + T'_n > E_f,$$

burada ε_n - neytronun nüvədəki əlaqə enerjisi, T'_n - neytronun və nüvənin nisbi kinetik enerjisidir. Burada iki hal ola bilər:

1) $\varepsilon_n > E_f$. Onda bölünmə aşağı enerjili ($T'_n = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{eV}$) neytronlarla baş verə bilər.

2) $\varepsilon_n < E_f$. Onda bölünmə üçün neytronun T_n kinetik enerjisi aşağıdakı şərti ödəməlidir:

$$\frac{AT_n}{(A+1)} = T'_n > E_f - \varepsilon_n$$

Təcrübədən məlumdur ki, ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsi və təbiətdə

müşahidə olunan $_{91}\text{Pa}$ və $_{90}\text{Th}$ nüvələri enerjisi $T_n \approx 1\text{MeV}$ olan neytronlarla, $_{92}\text{U}^{235}$ izotopu isə istilik neytronları ilə bölünür. Buradan görünür ki, $_{92}\text{U}^{238}$, $_{91}\text{Pa}$ və $_{90}\text{Th}$ nüvələri üçün bölünmə çəpəri:

$$E_f = \varepsilon_n + T_n' \approx (\varepsilon_n + 1)\text{MeV},$$

$_{92}\text{U}^{235}$ izotopu üçün isə:

$$E_f < \varepsilon_n$$

olmalıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, bölünmə yanacaq maddəsi kimi uran ($_{92}\text{U}$) elementindən geniş istifadə olunmuşdur. Təbii olaraq uran elementi $_{92}\text{U}^{238}$ və $_{92}\text{U}^{235}$ izotoplarının qatışıqı ibarət olur və bu qatışıqda $_{92}\text{U}^{235}$ izotopu çox az $\sim 0,7\%$ yaxın olur (deməli təbii halda hər $_{92}\text{U}^{235}$ izotopuna təqribən 140 $_{92}\text{U}^{238}$ izotopu uyğun gəlir).

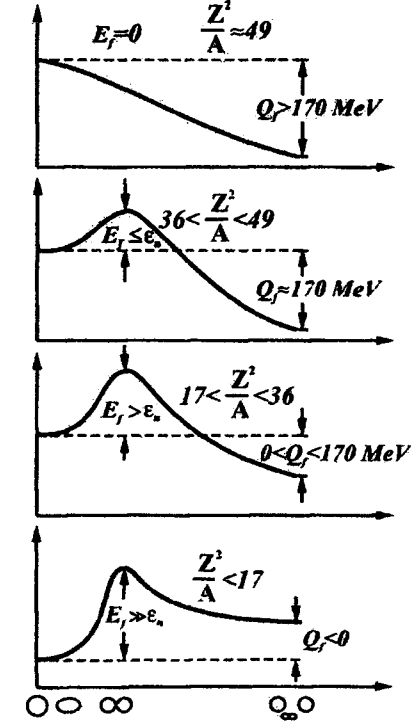
Bölünmə prosesini başa düşmək üçün əlaqə enerjisindəki beşinci həddin böyük əhəmiyyəti vardır. F_1 göstəriləni kimi bu hədd eyni nuklonların nüvədə «cütləşməsini» nəzərə alır. Həmin həddin rolunu məhz eyni uran elementinin iki $_{92}\text{U}^{235}$ və $_{92}\text{U}^{238}$ izotoplarının neytronlarla bölünməsi misalında göstərmək olar. Bu halda bölünmə uyğun olaraq $_{92}\text{U}^{236}$ və $_{92}\text{U}^{239}$ aralıq nüvələrdən baş verdiyindən, məhz həmin nüvələrin həyəcanlanmalarına baxılmalıdır. Hesablamalardan alınır ki,

$$E_f = \begin{cases} 6,5\text{MeV} & _{92}\text{U}^{236} \\ 7\text{MeV} & _{92}\text{U}^{239} \end{cases}$$

$_{92}\text{U}^{236}$ nüvəsində $_{92}\text{U}^{239}$ nüvəsinə nisbətən neytronun əlaqə enerjisi böyükdür. Ona görə də eyni enerjili neytronun $_{92}\text{U}^{235}$ nüvəsi tərəfindən zəbt olunmasında alınan həyəcan-

lanma enerjisi ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsində zəbt olunmasında alınan həyəcanlanma enerjisindən böyük olur. Beləliklə, ${}_{92}\text{U}^{236}$ nüvəsi nəinki kiçik potensial çəpərə (aktivləşmə enerjisinə) eləcə də, böyük həyəcanlanma enerjisinə malik olur. Bu effekt başqa nüvələrdə də özünü göstərir. Məsələn, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ nüvəsi də istilik neytronları ilə bölünür.

Uran nüvəsi üçün bölünmə çəpərinin qiymətləndirilməsi E_f enerjisinin Z^2/A parametrindən asılılıq əyrisi üzərinə $Z^2/A = 49$ uyğun olan $E_f = 0$ nöqtəsindən başqa daha bir nöqtə $Z^2/A = 36$ uyğun olan $E_f \approx \varepsilon_n$ nöqtəsini əlavə etməyə imkan verir (şəkil 5.5).



Şəkil 5.6

Daha yüngül nüvələr üçün ($Z^2/A < 36$) E_f bölünmə çəpəri neytronun əlaqə enerjisindən çox böyük olur. Ona görə də belə nüvələrin bölünməsi kifayət qədər sürətli neytronlarla mümkün olar.

Potensial çəpərin və bölünmə enerjisinin Z^2/A parametrinin qiymətindən asılı olaraq dəyişməsi şəkil 5.6-da göstərilmişdir. Göründüyü kimi, bölünmə nəzəriyyəsi, hətta sadə variantda belə, ağır elementlərin (${}_{92}\text{U}^{238}$, ${}_{91}\text{Pa}$ və ${}_{90}\text{Th}$) ümumi bölünmə mənzərəsini düzgün təsvir edir. Bu nəzəriyyə müşahidə olunan bir sıra qanunauyğunluqları

təsvir etməyə və hətta yeni hadisə kimi özbaşına bölünmə hadisəsini, çox ağır olmayan nüvələrin sürətli zərrəciklərlə bölünmə xüsusiyyətlərini əvvəlcədən söyləməyə imkan verir.

Bununla birlikdə bölünmə nəzəriyyəsinin əsas çatışmayan cəhətləri vardır. Bu nəzəriyyə bölünmənin əsas xüsusiyyətlərindən biri olan asimmetrik bölünməni izah edə bilmir. Tərsinə, nəzəriyyəyə görə iki bərabər qəlpələrə bölünmə daha ehtimallı proses olmalıdır.

§ 4. Asimmetrik və özbaşına bölünmə

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, təcrübi faktlar göstərir ki, ağır nüvələrin kiçik enerjilərdə həyəcanlaşmasında bölünmədə asimmetrik bölünmə (qəlpələrin kytlələrinin 2:3 nisbətində) böyük ehtimalla baş verir. Nüvələrin həyəcanlanma enerjisi artdıqca bölünmə simmetriklə doğru (bərabər kütləli qəlpələr alınması) dəyişir. Həyəcanlanma enerjisinin təqribən 150 MeV qiymətində ağır nüvələrdə əsas etibarilə simmetrik bölünmə olur.

Nüvələrin asimmetrik bölünməsinin izahı fizikanın ən çətin məsələlərdən biridir. Nüvənin damcı modelinə görə bölünmə çəpərinin hündürlüyünün minimum qiyməti (E_f^{\min}) məhz simmetrik bölünməyə uyğun gəlir. Odur ki, damcı modelinə görə simmetrik bölünmə prosesi ən böyük ehtimalla baş verməli idi.

Hal-hazırda bölünmə nəzəriyyəsinin təcrübi faktlarla müşahidə olunan uyğunsuzluğunu bölünmə prosesində qəlpə nüvələrinin yaranmasında nüvənin örtük modelinin təsiri ilə əlaqələndirirlər. Bu əlaqələndirmə ilk yaxınlaşmada Aşağıdakı kimi izah oluna bilər. Lakin bölünmə mexanizminin üçüncü (hantel) mərhələsində nüvənin faktiki olaraq bölünməsi ani deyil, gələcək bölünmə qəlpələrində müəyyən nüklon örtüklərinin əmələ gəlməsindən sonra baş verir. Bu halda qəlpələrdə nüklonların sayı eyni olmur və asimmetrik bölünməyə səbəb olur. Bu fərziyyə nüvə örtüklərinin əmələ

gəlmə vaxtı (t_1) və bölünmə vaxtının (t_2) təqribi qiymətləndirilməsi ilə uyğun gəlir:

$$\tau_1 \approx \frac{\hbar}{\overline{\Delta E}} = 10^{-21} \text{ s} < \tau_2 = \frac{\delta}{v} \approx 10^{-20} \text{ s},$$

burada $\overline{\Delta E} = 1 \text{ MeV}$ örtük modelində birnuklonlu səviyyələr arasındakı orta enerji məsafəsi, δ - qəlpələr arasındakı ilkin məsafə ($\sim 10^{-11} \text{ sm}$), v - qəlpənin sürətidir ($\sim 10^9 \text{ m/s}$).

Fərz edilən bölünmə sxemini nümayiş etdirmək məqsədilə ${}_{92}\text{U}^{235}$ nüvəsinin istilik neytronları ilə bölünməsinə baxaq. ${}_{92}\text{U}^{236}$ nüvəsinin 144 neytronu vardır. Neytronların bu sayı iki müxtəlif 50 və 82 nuklon örtüklərinin əmələ gəlməsinə kifayət edir. Mülahiə yürütmək olar ki, artıq qalan 12 neytron qəlpələr arasında bərabər paylanır və qəlpələrdə neytronlarla protonların nisbəti ${}_{92}\text{U}^{236}$ nüvəsində olduğu kimi alınır. Onda yüngül qəlpələrdə protonların sayı 36-38, ağır qəlpələrdə 54-56 arasında və deməli yüngül qəlpələrin kütlə ədədi 92-94, ağır qəlpələrininki isə 142-144 intervalında olmalıdır. Bu mülahizədən alınan nəticələr təcrübi faktları yaxşı izah edir. Həmin mülahizə, eləcə də, təcrübi faktla izah olunur ki, bütün ağır bölünmə nüvələrində (${}_{92}\text{U}^{233}$ -dən ${}_{98}\text{Cf}^{252}$ qədər) qəlpələrin paylanma əyrisində (şəkil 5.1) yüngül qəlpələrə uyğun olan maksimumun vəziyyəti dəyişmir, ağır nüvələrə keçdikdə ikinci maksimumun (ağır qəlpə üçün) vəziyyəti sola sürüşür. Bu onunla izah oluna bilər ki, ola bilsin ki, ağır qəlpələrdə nuklonların sayı artdıqda nəinki 82 neytrondan ibarət örtük, eləcə də, 50 protondan ibarət örtük yaranması əlverişli proses olur.

Nəhayət, bölünmə nüvəsinin həyəcanlanma enerjisinin artması ilə simmetrik bölünmə ehtimalının artması da örtük modelinin xeyrinə olan nəticəsidir. Belə ki, nüvənin həyəcanlanma enerjisi artdıqca nüvə örtük effekti azalır.

Ağır nüvələrin bölünməsində müşahidə olunan maraqlı

hadisələrdən biri də özbaşına (xarici həyəcanlanma olmadan) bölünmə effektidir. Bu effekt nüvələrin α -parçalanması hadisəsinə bənzərdir (bax F.III, § 4). Burada qəlpə nüvələrin ana nüvənin ilk deformasiyasında alınan potensial çəpərdən keçmə ehtimalı («tunel» effekti) alınır. Bu ehtimal α -parçalanmada olduğu kimi alınan potensial çəpərin şəffaflığı ilə hesablanıla bilər:

$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2ME_f d}\right)$$

burada M – qəlpənin gətirilmiş kütləsi, E_f - bölünmə çəpərinin hündürlüyü, d - bölünmə çəpərinin eni (qəlpənin radiusu) və ya ilk deformasiya parametridir.

Bu münasibətlə qiymətləndirmədə nüvələrin özbaşına bölünmə yarımperiodları üçün çox böyük qiymət alınır ($\sim 10^{20}$ il). Ona görə də nüvələrin özbaşına bölünmə hadisəsinə ölçmək üçün mürəkkəb başa gələn təcrübədən istifadə olunmuşdur. Hal-hazırda çox sayda nüvələrin (toriumdan başlamış 107-ci elementə qədər) özbaşına bölünməsi öyrənilmişdir.

Nüvələrin özbaşına bölünməsinin xarakterik xüsusiyyətləri kiçik həyəcanlanma ilə bölünməyə çox yaxın olur. Hər iki halda asimmetrik (iki maksimumla) bölünmə üstünlük təşkil edir, ani γ -kvantlar və bölünmə neytronları buraxılır (bunların spektrləri də təqribən eyni olur). Hər iki halda bir bölünmə aktında təqribən orta hesabla 2,5 neytron buraxılır.

§ 5. Bölünmə enerjisindən istifadə olunma imkanı

Bölünmədə böyük enerji ayrılması və eləcə də ikinci neytronların buraxılması yalnız elmi deyil, çox böyük praktiki əhəmiyyət kəsb edir.

Doğrudan da, bölünmə prosesində ikinci neytronların əmələ gəlməsi belə bir ümid yaradır ki, həmin neytronları

qonşu nüvələrin bölünməsi üçün istifadə etmək, yenidən daha böyük enerji və yeni neytronlar almaq və bu qayda ilə getdikcə artan proses almaq olar. Başqa sözlə, əgər bir bölünmə aktında birdən artıq sayda neytronlar yaranırsa, bu getdikcə artan zəncirvari bölünmə reaksiyasının alınmasına və neytronların sayının sürətlə artmasına gətirə bilər.

Bu prosesin çox böyük sürətlə getməsi nəticəsində çox az vaxtda bölünən nüvələrin sayı çox böyük kəmiyyətə çata bilər və bunun nəticəsində olduqca böyük miqdarda nüvədaxili enerji ayrıla bilər. Bu enerjini adətən atom enerjisi adlandırırlar.

Deməli, prinsip etibarilə zəncirvari bölünmə reaksiyasının alınması üçün bir bölünmə aktında ayrılan ikinci neytronların γ sayını bilmək vacibdir.

Lakin zəncirvari bölünmə reaksiyasının praktiki olaraq alınması üçün γ kəmiyyəti heç də kifayət deyildir. Belə ki, neytronların maddə ilə çoxnövlü müxtəlif qarşılıqlı təsirdə olmasına əsasən, yaranan ikinci neytronların taleyini əvvəlcədən söyləmək olmur. Hətta, nüvə qurğusu təkcə bölünmə maddəsindən (yanacaq maddə) təşkil olunsaydı belə, ikinci neytronların nüvə ilə qarşılıqlı təsiri heç də birqiymətli olaraq nüvənin bölünməsi ilə nəticələnməməlidir. Bu halda neytronların qeyri-elastiki səpilməsi, radiasiya udulması baş verə bilər və ya onlar heç bir qarşılıqlı təsirə uğramadan qurğunu tərk edə bilər. Bu kimi zərərli hadisələr nəticəsində neytronların çoxalması və zəncirvari reaksiyanın alınması qeyri-mümkün ola bilər.

İki ardıcıl bölünmə aktında neytronların yaranmasında ikinci aktdakı neytronların sayının birinci aktdakı sayə nisbətində neytronların k çoxalma əmsalı deyilir. Zəncirvari nüvə reaksiyası nəzəriyyəsində göstərilir ki, bu prosesin alınması üçün:

$$k \geq 1$$

olmalıdır. Əgər $k=1$ olarsa, onda zəncirvari reaksiyanın gücü sabit qalar. Əgər $k>1$ olarsa, reaksiyanın gücü get-

gedə artar.

Zəncirvari bölünmə reaksiyasının alınması və idarə olunmasını təmin edən qurğulara nüvə reaktorları deyilir.

Çoxalma əmsalı bir tərəfdən γ kəmiyyəti ilə, digər tərəfdən isə neytronların yanacaq maddəsi, aşqar maddələr, qurğunun (nüvə reaktorunun) konstruksiya maddələri ilə müxtəlif növ qarşılıqlı təsirlərinin ehtimalları ilə və eləcə də qurğunun ölçüləri ilə təyin olunur. Ona görə də nüvə reaktorunun iş rejimini müəyyən etmək üçün bölünmədə alınan neytronların energetik spektrini və onların müxtəlif enerjilərdə yanacaq maddə (məsələn, uran) ilə qeyri-elastiki səpilmə, udulma, bölünmə effektiv kəsiklərini bilmək çox vacibdir.

Qurğunun ölçülərinin təsirini aşağıdakı sadə mülahizədən müəyyən etmək olar. Verilmiş bölünmə aktında yaranan neytronlardan qurğudan kənara çıxanların sayı qurğunun S səthinin sahəsi ilə, qurğuda qalanların sayı isə onun V həcmi

ilə mütənasib olmalıdır. Qurğunun ölçüləri kiçildikdə $\frac{S}{V}$

nisbəti artır və ona görə də bölünmədə iştirak etmədən kənara çıxan neytronların nisbi sayı artır (buna kənara axma neytronları deyilir). Deməli, qurğunun kiçik ölçülərində, neytronların yenidən yaranma və udulma proseslərinin nisbəti əlverişli olduğu halda belə zəncirvari reaksiya mümkün olmur. Zəncirvari reaksiyanın mümkün olduğu ən kiçik ölçüyə kritik ölçü deyilir. Bunun kimi də yanacaq maddəsinin, zəncirvari reaksiyanın mümkün olduğu ən kiçik kütləsinə kritik kütlə deyilir. Qurğunun səpilmə effektiv kəsiyi udulma effektiv kəsiyinə nisbətən çox böyük olan, qaytarıcı adlanan maddə layı ilə əhatə etməklə kritik ölçünü kiçiltmək mümkündür. Qaytarıcı maddə qurğudan kənara çıxan neytronların çox hissəsini yenidən qurğuya qaytarır və beləliklə qurğunun effektiv kütləsini artırır. İstənilən həndəsi formalar içərisində minimal kritik ölçüyə sferik forma malik olduğundan, zəncirvari bölünmə reaksiyası alınacaq qurğu

adətən bu formada hazırlanır.

Zəncirvari reaksiyanın əsas xassələrindən biri reaksiyanın artma sürətidir. Bu kəmiyyət k çoxalma əmsalı və bölünmənn iki ardıcıl aktları arasında gedən vaxt, yəni bir nəsl neytronlarının τ orta yaşama müddəti ilə təyin olunur. Doğrudan da bölünmə prosesinin iki ardıcıl bölünmə aktında neytronların sayının artımı:

$$dn = n(k - 1),$$

vahid zamanda isə:

$$\frac{dn}{dt} = n(k - 1)/\tau \text{ və } n = n_0 e^{\frac{t}{(k-1)\tau}}$$

olar, burada n_0 - $t=0$ anındakı neytronların sayı, τ - müddəti (bölünmə vaxtı) bölünmə anından sonra neytronun bölünən nüvədən çıxmasına sərf olunan vaxt və nüvədən çıxan neytronun növbəti bölünən nüvəyə çatma vaxtlarından təşkil olunur.

τ vaxtını azalgtmaq və beləliklə partlayış tipli zəncirvari reaksiya almaq üçün neytronların çoxalma prosesini ani buraxılan sürətli neytronlarla aparmaq lazımdır. Tərsinə, idarə olunan zəncirvari reaksiya almaq üçün neytronların buraxılmasındakı gecikmə vaxtı çox olmalıdır. Birinci vaxt ikinci neytronların yaranma mexanizmi ilə, ikinci vaxt isə neytronların ətraf nüvələrlə qarşılıqlı təsir mexanizmi ilə, yəni yavaşma, diffuziya və udulma prosesləri ilə təyin olunur.

Beləliklə, zəncirvari bölünmə reaksiyasının alınması çox mürəkkəb bir prosesdir və bu proses hərtərəfli olaraq nüvə fizikası kursunda deyil, bunun üçün nəzərdə tutulan xüsusi ədəbiyyatlarda əhatə olunur.

§ 6. Bölünmə effektiv kəsiyi və zəncirvari bölünmə prosesinin praktiki alınması

Qeyd etmək lazımdır ki, əsasən təbii halda müşahidə

olunan ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopu və eləcə də ${}_{91}\text{Pa}$ və ${}_{90}\text{Th}$ izotopları kifayət qədər sürətli neytronlarla ($T_n \approx 1\text{MeV}$) bölünürlər.

${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopu üçün neytronların enerjisinin 2-6 MeV intervalında bölünmə effektiv kəsiyi təqribən 0,5 barna bərabər olub, tam effektiv kəsiyin ($\sigma_t \approx 2,48$) çox az hissəsini təşkil edir. Deməli, həmin enerji intervalında başqa proseslərin (qeyri-elastiki səpilmə və radiasiya udulması) ehtimalı təqribən dörd dəfə bölünmə ehtimalından çoxdur. Qeyri-elastiki səpilmə prosesində neytron kiçik zaman müddətində öz enerjisinin çox hissəsini itirir, onun enerjisi ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsinin bölünmə astana enerjisindən kiçik olur və beləliklə, həmin neytron zəncirvari bölünmə prosesində iştirak etmir. Bu hal, eləcə də, başqa ağır izotoplar üçün (${}_{91}\text{Pa}$ və ${}_{90}\text{Th}$) söylənilə bilər. Deməli, göstərilən, elementlərdən olan maddədə zəncirvari bölünmə reaksiyası almaq mümkün deyildir.

Sonralar məlum oldu ki, təbii uranın tərkibində çox az miqdarda (0,7 %) olan ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopunda bölünmə üçün astana enerjisi yoxdur, yəni həmin izotop tək-cə sürətli neytronlarla deyil, həm də istilik neytronlarının təsiri ilə bölünməyə məruz qalır. Bu fakt təbii uranda zəncirvari bölünmə reaksiyası alınması üçün əlverişlidir. Əgər təmiz ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopundan ibarət maddə almaq mümkün olsaydı, onda eyni zamanda iki mühüm problem həll edilə bilərdi: bir tərəfdən partlayış tipli zəncirvari bölünmə prosesi, yəni çox böyük dağıdıcılıq gücünə malik olan silah - atom bombası hazırlamaq, digər tərəfdən xalq təsərrüfatında istifadə oluna biləcək idarə oluna bilən zəncirvari proses almaq problemləri.

Əvvəl vaxtlarda təmiz ${}_{92}\text{U}^{235}$ maddəsi alınması çox çətin olduğundan bu problemlərin həlli demək olar ki, mümkün deyildir. İlk atom bombası 1945-ci ildə yaradıldı ki, bu da ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopunun ayrılmasındakı çətinliyin aradan qaldırılması və eləcə də kifayət qədər çox miqdarda

başqa nüvə yanacağı olan ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ izotopunun alınmasından sonra mümkün olmuşdur.

Lakin idarə olunan zəncirvari proses bundan çox əvvəl (1942-ci ildə) uran izotoplarının təbii qatışığında alınmışdır. Bu onunla əlaqədardır ki, ölçmələr nəticəsində ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopunun istilik neytronları ilə bölünmə effektiv kəsiyinin çox böyük qiyməti (təqribən 580 barn) müəyyən olunmuşdur. Bu ona gətirir ki, istilik neytronları enerjisi oblastında uranın bölünmə ehtimalı rezonans udulma ehtimalı ilə müqayisə ediləcək tərtibdə olur. Bu fakt təbii uranda ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopuna görə idarə oluna biləcək zəncirvari proses almaq ideyasının yaranmasına səbəb olmuşdur. Bu halda zəncirvari proses alınması sxemi çox sadədir. Nüvənin bölünməsindən alınan ikinci neytronlar istilik enerjisinə qədər yavaşdır və ${}_{92}\text{U}^{235}$ tərəfindən udularaq həmin izotopun bölünməsinə, yenidən ikinci neytronların alınmasına, onların istilik enerjisinə qədər yavaşdırılmasına və s. səbəb olur.

Belə güman etmək olar ki, ikinci neytronları yavaşıtmaq üçün ən əlverişli üsul uran nüvələrindən istifadə etməkdir. Lakin, əslində bu belə deyildir. Uran nüvələri ilə neytronların qeyri-elastiki toqquşmasında çox sayda ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopu iştirak etdiyindən və bütün enerji oblastında (istilik enerjisindən başqa) udulma effektiv kəsiyinin bölünmə effektiv kəsiyinə nisbətən böyük olduğuna görə zəncirvari proses mümkün olmur.

Rezonans udulmanın təsirini azaltmaq üçün səpilmə effektiv kəsiyi udulma effektiv kəsiyinə nisbətən çox böyük olan xüsusi yüngül yavaşıcı elementlərdən istifadə etmək olar. Belə yavaşıcı maddəni uranla «qatışdırdıqda» neytronlar həmin yavaşıcı maddənin nüvələri ilə çoxsaylı toqquşmada tez bir zamanda istilik enerjisinə qədər yavaşır və beləliklə uranda radiasiya udulma ehtimalı azalmış olar. Bununla belə, əgər yavaşıcı maddə ilə uranın qatışığı birc-

insli olarsa, onda rezonans udulma ehtimalı yənə də böyük olar. Belə ki, neytronun yavaşımaya prosesində ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopu ilə toqquşması və udulması ehtimalı çoxdur.

Bu çətinlik ayrı-ayrı uran hissələrinin (bloklarının) yavaşıcı maddə içərisində qəfəs şəklində yerləşdirilməsi ilə aradan qıldırılır. Əgər bloklar arasındakı məsafə kifayət qədər böyükdürsə, onda bir bloktan çıxan neytronlar başqa bloka düşənədək istilik enerjisinə qədər yavaşımaya, radiasiya udulma oblastını udulmadan keçməli və deməli zəncirvari bölünmə prosesi mümkün olmalıdır. Belə reaktorlara heterogen reaktorlar deyilir. Bundan fərqli olaraq, yanacaq maddəsi ilə yavaşıcı maddənin bərabər qatışıqından da istifadə olunur ki, belə reaktorlara homogen reaktorlar deyilir.

Təbii uran və yavaşıcıdan təşkil olunmuş sistemi:

$$k = k_{\infty}\chi$$

çoxalma əmsalı ilə təsvir etmək olar. Burada k_{∞} - sonsuz ölçülü mühitin çoxalma əmsalı, χ - neytronların sonlu ölçülü mühitdən kənara axmasından yan keçmə ehtimalıdır. k_{∞} əmsalı aşağıdakı kimi dörd əmsalın hasilini şəklində verilir:

$$k_{\infty} = \eta \epsilon p f$$

burada $\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\Sigma}$ - uran tərəfindən bir istilik neytronunun udulmasında buraxılan sürətli neytronların sayı (σ_f və Σ - uyğun olaraq U^{235} və U^{238} izotoplarının bölünmə effektiv kəsiyi və bölünmə ilə radiasiya udulması effektiv kəsiklərinin cəmidir:

$$\Sigma = \sigma_f + \sigma(n, \gamma)_{235} + 140\sigma(n, \gamma)_{238}$$

ϵ - sürətli neytronlarla baş verən bölünmədə çoxalma əmsalı, p - yavaşımaya prosesində alınan rezonans udulmadan so-

vuşma ehtimalı və $f = \frac{\sigma_u N_u}{(\sigma_u N_u + \sigma_y N_y)}$ - istilik neytronların-

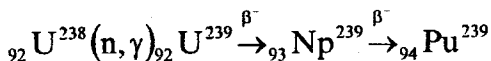
dan istifadə olunma əmsalı, yəni yavaşlayan neytronların yavaşıcı mühitdə deyil, uran nüvələri tərəfindən udulma ehtimalıdır (σ_u və σ_y - uyğun olaraq istilik neytronlarının uran nüvəsində və yavaşıcı nüvədə udulma effektiv kəsikləri, N_u və N_y isə uran və yavaşıcı nüvələrinin konsentrasiyasıdır.

İlk reaktorların idarə olunması istilik neytronlarını kəskin udan maddələrdən (bor, kadmium) hazırlanmış çubuqlar vasitəsi ilə aparılırdı. Çubuqları uran-qrafit qəfəsinə (aktiv zona) daxil etdikdə istilik neytronlarının bor və ya kadmium maddələri tərəfindən güclü udulması nəticəsində zəncirvari reaksiya azalır, çubuğu çıxardıqca isə reaksiya artır.

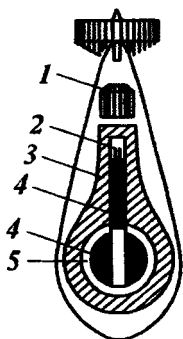
Bölünmə neytronlarının bir qismi gecikən neytronlar olduğuna görə reaktorun idarə olunması xeyli asanlaşır. Doğrudan da bölünmədə alınan ikinci neytronların 0,64 %-i gecikən neytronlar olduğundan, neytronların çoxalması təkcə ani neytronlar hesabına deyil, həm də gecikən neytronlar hesabına olmalıdır. Buna görə də bir bölünmə aktında alınan neytronların orta yaşama müddəti ($\bar{\tau}$) nisbətən böyük olmalı və deməli neytronların çoxalma prosesi yavaş getməlidir. Bu isə həmin prosesin idarə olunmasını asanlaşdırır.

İlk nüvə reaktorlarının işə salınmasından az sonra çox böyük gücə malik olan nüvə reaktorları hazırlanmışdır. Bu reaktorlar, əsas etibarilə, yeni nüvə yanacağı kimi istifadə olunan və öz xassələrinə görə ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopuna yaxın olan ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ elementinin alınması üçün istifadə olunmuşdur.

Reaktorda plutonium elementinin əmələ gəlməsi ${}_{92}\text{U}^{238}$ nüvəsi tərəfindən rezonans neytronlarının udulması və ardıcıl iki β^- -parçalanma nəticəsində baş verir:



Pu^{239} elementinin alınması və təbii urandan U^{235} izotopunun ayrılması probleminin həll olunması partlayış tipli zəncirvari proses alınmasına, yəni atom bombası hazırlanmasına imkan verdi.



Şəkil 5.7

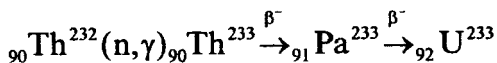
Şəkil 5.7-də sxematik olaraq atom bombasının mümkün variantlarından biri göstərilmişdir: 1 – partladıcı qurğu; 2 – nüvə partlayıcı maddə hissələrini biri-birinə sürətlə yaxınlaşdırmaq üçün adi partlayıcı maddə; 3 – örtük; 4 – nüvə partlayıcı maddənin birləşdikdə kritik kütlə əmələ gətirən ayrı-ayrı hissələri; 5 – neytronlar qaytarıcısı.

Hal-hazırda nüvə reaktorlarının istilik neytronları, aralıq enerjili neytronlar və sürətli neytronlarla işləyən bir çox növü vardır.

İstilik reaktorlarında bölünmə əsasən istilik neytronları ilə, orta reaktorlarda orta enerjili neytronlarla ($1 \cdot 10^3 \text{eV}$) və üçüncü növ reaktorlarda (sürətli) isə sürətli neytronlarla ($T_n > 10^4 \text{eV}$) baş verir.

İstilik və aralıq nüvə reaktorlarının aktiv zonası nüvə yanacaq maddəsi ilə yavaşıcı maddənin qatışığından ibarət olur. Sürətli neytronlarla işləyən nüvə reaktorlarının aktiv zonasında isə yavaşıcı maddə olmur.

Nüvə reaktorlarında gedən reaksiya nəticəsində daha bir yanacaq maddəsi olan ${}_{92}\text{U}^{233}$ elementi alına bilər:



Bunun üçün reaktora əvvəlcədən Th^{232} elementi daxil edilir.

İstifadə olunmasına görə nüvə reaktorları aşağıdakı qruplara ayrılır: energetik reaktorlar (enerji ayrılması üçün), tədqiqat reaktorları (nüvə və neytron fizikasında tədqiqatlar aparmaq, maddələri öyrənmək üçün) və istehsal etmə reaktoru.

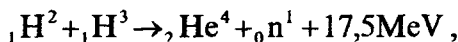
torları (nüvə yanacağı almaq üçün). Təkrar istehsal etmə reaktorlarında hər bir bölünən nüvəyə qarşı birdən çox yeni bölünmə nüvəsi yaranır. Çox halda eyni bir nüvə reaktoru bir neçə funksiyanı yerinə yetirə bilər.

Hal-hazırda nüvə reaktorlarından atom elektrik stansiyalarında, bir sıra nəqliyyat vasitələrinin (məsələn, sualtı qayıqların, gəmilərin) hərəkətə gətirilməsində geniş istifadə olunur.

Nəhayət, qeyd etmək lazımdır ki, bütün əhalinin enerjiyə olan ehtiyacını çox əsrlər boyu ödəmək üçün uran və torium elementlərinin yer qabığına olan ehtiyatı kifayət qədərdir.

§ 7. Termonüvə reaksiyaları

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, nüvə enerjisinin ayrılması təkcə ağır nüvələrin bölünməsində deyil, həm də yüngül nüvələrin birləşərək (sintez edərək) orta kütləli nüvələrə çevrilmələri prosesində də baş verir. Həm də sintez proseslərində enerji ayrılması effektivliyi böyükdür. Belə ki, əgər 1 kq U^{235} maddəsinin bölünməsindən alınan enerji $2 \cdot 10^{10}$ kkal-dırsa, hidrogenin ağır izotoplarının (${}_1H^2$ və ${}_1H^3$) 1 kq qatışığının aşağıdakı sxem üzrə sintezindən:



alınan enerji $8 \cdot 10^{10}$ kkal olur. Deməli sintez effekti təqribən 4 dəfə bölünmə effektindən böyükdür.

Lakin, atom nüvələri Z_1e və Z_2e elektrik yüklərinə malik olduğundan onlar arasında güclü Kulon itələmə qüvvələri mövcuddur, nüvələr bir-birinə kifayət qədər yaxınlaşa bilmir və ona görə də adi şəraitdə sintez reaksiyaları mümkün olmur.

Əgər nüvələrin radiusları R_1 və R_2 olarsa, onda nüvələr arasındakı məsafənin $r_{12} = R_1 + R_2$ qiymətində nuklon-

lar arasında mövcud olan güclü nüvə cazibə qüvvələri kulon itələmə qüvvələrinə üstün gəlir və beləliklə böyük enerji ayrılması ilə nüvələrin sintezi baş verir.

Deməli nüvələr bir-birinə yaxınlaşdıqda onlar arasında α -parçalanmada olduğu kimi hündürlüyü

$$V = k \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_{12}}$$

olan kulon potensial çəpəri yaranır.

Nüvələrin nisbi hərəkət enerjisi artdıqca potensial çəpərin eni azalır, «tunel» effekti artır və deməli sintez reaksiyasının ehtimalı kəskin olaraq artır.

Nüvələrin nisbi hərəkət enerjisini artırmaq üçün maddənin temperaturunu yüksəltmək lazımdır. bu halda nüvə sintez reaksiyasının mahiyyəti ondan ibarət olur ki, yüksək istilik hərəkəti nəticəsində elektronlarını itirmiş nüvələr bir-birinə kifayət qədər yaxınlaşa bilər. Ona görə də nüvə sintez reaksiyalarına termonüvə reaksiyaları deyilir.

Beləliklə, istilik nüvə reaksiyaları dedikdə çox yüksək temperaturlarda (yüz milyon qradus tərtibində) effektiv baş verən və ayrılan yüksək nüvə enerjisi hesabına davam edən nüvə sintez reaksiyaları nəzərdə tutulur.

Hissəciklərin E kinetik enerjisi ilə maddənin T temperaturu arasında belə asılılıq yazmaq olar:

$$T_{dər}^* = 1,16 \cdot 10^4 E(\text{MeV}) \quad (5.11)$$

Bu münasibətdən nüvələrin potensial çəpəri keçməsi üçün lazım olan kinetik enerjini bilməklə, buna uyğun olan temperaturu hesablamaq olar. Məsələn, iki protonun yaxınlaşmasında Kulon çəpərinin hündürlüyü təqribən 1,03 MeV olur. Onda $E \approx 10^6 \text{ eV}$ qəbul etməklə (5.11) düsturundan temperaturu

$$T = 1,16 \cdot 10^{10} \text{ dər} .$$

almaq olar. Bu çox yüksək temperaturdur. Məlumdur ki, bu tərtib temperaturlarda maddə özünün xüsusi halı olan plazma halında – yəni öz elektronlarını tamamilə itirmiş atomlar

(lüt nüvələr) və elektronların qatışığından ibarət olur.

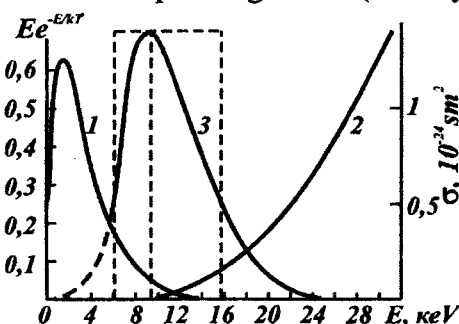
Plazmanın nüvə və elektron komponentləri temperatura uyğun olaraq sürətlərə görə Maksvel paylanmasına tabe olur.

Əslində, aşağıdakı iki səbəbə görə protonlar arasında sintez reaksiyası enerjinin potensial çəpərin hündürlüyünə nisbətən çox az olan qiymətlərində də baş verə bilər:

1) Hissəciklərin kiçik enerjilərdə tunel effektinə görə potensial çəpəri keçməsi mümkündür.

2) Verilmiş temperaturda hissəciklərin (nüvələrin) sürət və enerjilərə görə paylanması Maksvel paylanması olur. Bu halda enerjinin böyük qiymətlərində Maksvel paylanmasının quyruq hissəsinə düşən müəyyən sayda nüvələr vardır ki, bunların enerjisi sintez reaksiyası baş verməsinə kifayət edir.

Göstərilən səbəblərə görə protonlar arasında sintez reaksiyasının baş verməsi üçün on milyardlarla deyil, on milyonlarla temperatur lazım gəlir. Bu mülahizəni şəkil 5.8-də göstərilən sxemdən daha aşkar təsəvvür etmək olar. Burada $T=20 \cdot 10^6$ temperaturda $f(E) = Ee^{-E/kT}$ hissəciklər selinin onların E enerjisinə görə paylanması (1-ci əyri) verilmişdir. Paylanma maksimumuna uyğun olan enerji \bar{E} ilə göstərilir. Göründüyü kimi hissəciklər seli enerjiden asılı olaraq kəskin azalır. Lakin hissəciklərin qarşılıqlı təsir effektiv kəsiyi enerjiden asılı olaraq artdığından (2-ci əyri) reaksiyanın $\sigma(E)f(E)$



Şəkil 5.8

mütənasib olan $J(E)$ çıxışı enerjinin nisbətən böyük qiymətlərində (E_{ef}) (~ 10 keV) optimal olur (3-cü əyri).

Şəkildən göründüyü kimi $E = \bar{E} \approx 2$ keV qiyməti üçün reaksiyanın çıxışı $J(E) = 0$ olur. Lakin

$E = E_{ef}$ qiymətində isə σ effektiv kəsiyinin enerjindən kəskin asılı olaraq artmasına görə $J = J_{max}$ olur. Bu halda reaksiyanı $e = E_{ef}/\bar{E}$ əmsalı ilə xarakterizə etmək olar. Plazmanın temperaturu artdıqca ε azalır. Plazma hissəciklərinin E_{ef} enerjisini aşağıdakı kimi hesablamaq olar:

$$f = E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) = \frac{\mu v^2}{2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right); \quad \sigma = \pi \lambda^2 D = \frac{\pi \hbar^2}{\mu^2 v^2} D,$$

burada $D = \exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right)$ potensial çəpərin $E \ll B_k$ halı üçün şəffaflığıdır. (B_k - kulon çəpərinin hündürlüyü,

$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ gətirilmiş kütlədir). Onda reaksiyanın çıxışı:

$$J = f\sigma = A \exp[-\varphi(v)]$$

olar, burada $\varphi(v) = av^2 + \frac{b}{v}$; $A = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu}$; $a = \frac{\mu}{2kT}$;

$$b = \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar}.$$

Burada $\varphi(v)$ funksiyasının hər hansı $v = v_{ef}$ qiymətində minimum və deməli J üçün maksimum alınmalıdır.

Maksimum $\left(\frac{d\varphi}{dv} = 0\right)$ şərtindən $v_{ef} = \left(\frac{b}{2a}\right)^{1/3} =$

$$= \left(\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2 kT}{\hbar \mu}\right)^{1/3} \text{ və } \varphi(v_{ef}) = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu}{\hbar^2 kT}\right)^{1/3} \text{ alınar.}$$

$$\text{Beləliklə: } J_{ef} = A \exp\left(-\frac{C}{T^{1/3}}\right).$$

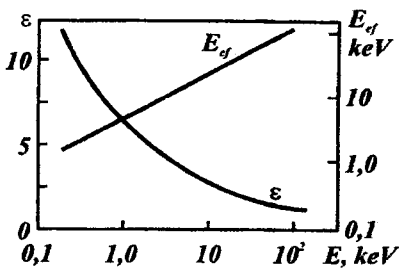
burada:

$$C = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu}{\hbar^2 k} \right)^{1/3}; \quad E_{ef} = \frac{\mu v_{ef}^2}{2} = \frac{\mu}{2} \left(\frac{\pi Z_1 Z_2 e^2 2kT}{\hbar \mu} \right)^{2/3}$$

olar. d+d reaksiyası üçün hesablamaların nəticəsi $\varepsilon(T)$ və $E_{ef}(T)$ asılılıqları cədvəl 5.1-də və şəkil 5.9-da göstərilmişdir.

Cədvəl 5.1.

T, keV	$\varepsilon = E_{ef}/kT$	E_{ef} , keV	T, keV	$\varepsilon = E_{ef}/kT$	E_{ef} , keV
0,125	12,6	1,58	27	2,1	56,7
1,0	6,3	6,3	64	1,58	101,0
8	3,15	25,2	125	1,26	158



Şəkil 5.9

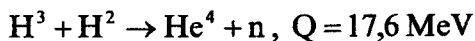
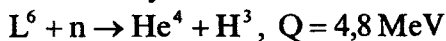
Şəkildən görüldüyü kimi $T=14 \cdot 10^6$ Günəş temperaturunda $\varepsilon = \frac{E_{ef}}{kT} = 5,9$, yəni

$E_{ef} = 7,1$ keV alınır. Günəş şəraitində sintez reaksiyalarının getməsi üçün həmin enerji kifayət edir.

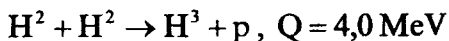
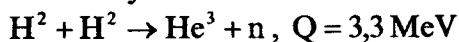
Lakin yüksək dağıdıcılıq qabiliyyətinə malik olan hidrogen bombasında vəziyyət tam başqadır. Burada hadisənin böyük sürətlə getməsinə görə ($\tau \approx 10^{-6}$ san) istilik nüvə reaksiyası nəticəsində artan sürətlə enerji ayrılması baş verir. Bu halda hadisələrin böyük sürətlə getməsinə görə istilik nüvə reaksiyası üçün lazım olan mühüm şərtlərin (plazmanın böyük sıxlığı, yüksək temperatur, termoizolyasiya) ödənilməsi asanlaşır. Yəni hadisə ani baş verdiyindən termoizolyasiyaya ehtiyac olmur (adiabatik prosesdə olduğu kimi). Plazma hissəciklərinin nisbətən yüksək sıxlığını təmin etməkdən ötrü örtük möhkəm maddədən (məsələn, urandan) hazırlanır. Bu halda uran elementi sürətli neytronlarla bölündüyündən və deməli bölünmə enerjisi ayrıldığından, bu da öz növbəsində reaksiyanın çıxışı

artırır. Digər tərəfdən yüksək sıxlıq və kiçik ölçü yanacaq maddəsinin bərk halda, məsələn, litium-deyterid (Li^6H^2) formasında istifadə edilməsi ilə təmin olunur.

Müəyyənləşdirilmişdir ki, bu halda hidrogen bombasının gedən həlledici reaksiyalar bunlardır:



Başlanğıc hissəciklər olan n və H^3 aşağıdakı nisbətən yavaş baş verən reaksiyalarda alınə bilər:



Hidrogen bombasının partlaması qeyri stasionar xarakterli öz-özünü təmin edən istilik nüvə reaksiyasıdır.

§ 8. İdarə olunan sintez problemi

Hal-hazırda idarə oluna bilən ardıcıl davam edən sintez prosesinin alınması olduqca çətin prosesdir. Çətinlik onunla əlaqədardır ki, davam edən sintez prosesi almaq üçün plazmanı çox yüksək temperatura qədər (10^8 - 10^9)K⁰ qızdırmaq və sonra verilmiş həcm oblastında müəyyən vaxta qədər həmin temperaturda saxlamaq lazımdır. Bu saxlama müddəti plazmanın verilmiş temperatur və sıxlığında nüvələrin bir-birinə qarşılıqlı təsir ehtimalı ilə əlaqədardır.

Laboratoriya şəraitində sintez prosesi məhdud ölçülü həcm oblastında baş verməlidir. Bu halda Günəşə nisbətən enerji itgisi (şüalanmaya, sürətli neytronların buraxılması və s.) yüksək olmalıdır. Ona görə də laboratoriya şəraitində plazmanı daha yüksək temperaturaya qədər qızdırmaq lazımdır.

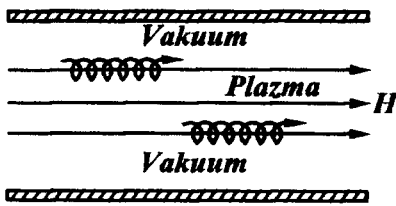
Bu problemi həll etməyin iki yolu vardır: 1) təqribən 10^8 K⁰ temperaturda verilmiş həcmdə yerləşdirilmiş sıx ($n \geq 10^{15}$ hissəcik/sm³) plazmanı uzun müddət ($\tau \geq 0,1$ san)

qızdırmaq; 2) çox kiçik həcmdə yerləşən sıx plazmanı ifrat yüksək sürətlə (10^9 san müddətində) qızdırmaq.

Demək olar ki, hal-hazıra kimi, fiziklər bütün qüvvələrini birinci istiqamətə yönəlmişdir. Burada əsas çətinlik yüksək temperaturlu sıx plazmanın verilmiş həcmdə uzun müddət saxlanmasıdır.

Qaynar plazma özünü qaz kimi aparır, yəni qapalı həcmdə divarlarla kontaktda olur, öz enerjisinin bir hissəsini divarlara verir və soyuyur. Plazmanın həcmi divarları ilə kontaktını aradan qaldırmağın üsullarından biri maqnit sahəsi ilə plazmanın saxlanmasıdır.

Plazmanın tərkib hissələri (ionlar və elektronlar) yüklü hissəciklərdir, ona görə də həmin hissəciklər maqnit sahəsində vintvari trafektoriya üzrə hərəkət edəcəklər (şəkil 5.10).



Şəkil 5.10

Deməli, xüsusi formada maqnit sahəsi seçməklə (maqnit tələsi) plazmanı həmin sahədə saxlamaq və divarlarla kontaktda olmasını təmin etmək olar. Plazmanı saxlamaq üçün xüsusi formada seçilmiş

elektrik sahəsindən də istifadə etmək olar.

İdarə oluna bilən istilik nüvə reaksiyaları alınması tədqiqatlarının başlanğıc illərində bir sıra qurğular təklif olunmuşdur. Həmin qurğularda yüksək temperaturaya qədər qızdırılmış plazma almaqdan ötrü böyük tutumlu kondensatorlar batareyasının elektrik boşalmasından istifadə olunmuşdur (buna xətti pinç effekti deyilir). Bu halda boşalma cərəyanı hesabına maqnit sahəsi yaranır ki, bu da plazma xəttini sıxır. Bu üsulla kifayət qədər yüksək temperaturlu və böyük sıxlıqlı plazma alınmışdır. Lakin burada başqa bir çətinlik meydana çıxdı ki, o da plazmanın dəyanətliliyinin az olmasıdır. Yaranmış sıx plazma cərəyanı çox az müddət-

də ($\sim 10^5$ san) deformasiyaya uğrayır, dağılır və reaktorun divarları ilə kontakta gələrək soyuyur. Bu qısa müddətdə reaksiyanı davam etdirəcək miqdarda istilik nüvə enerjisi ayrılı bilmir və ona görə də reaksiya sönən olur.

Bunun qarşısını almaq üçün xüsusi kombinasiyalı maqnit sahəsi-toroidal maqnit tələsindən istifadə edilir. Sonralar bu tip qurğular «tokomak» adlandırılmışdır. Hal-hazırda belə qurğuları təkmilləşdirməklə tədqiqatlar davam etdirilir və idarə olunan istilik nüvə reaktoru əldə etmək üçün böyük ümid yaranır.

Problemin həll edilməsi eləcə də ikinci yola – yüksək sürətlə qızdırmaq üsulu ilə də davam etdirilir. Bu adətən plazmanın ifrat güclü lazer şüası və ya elektron topu ilə qızdırmaqla aparılır.

Hal-hazırda hər iki üsulla problemi həll etmək üçün istilik-nüvə reaktorlarının layihələri hazırlanır. Lakin hələlik problemin yaxın gələcəkdə həll olunması barədə söz demək mümkün deyildir.

§ 9. Günəş və ulduzların enerji mənbələri

İstilik-nüvə reaksiyalarının elmi araşdırılması kosmik cisimlər, o cümlədən Günəş və ulduzlarda yüksək enerji ayrılmasına səbəb olan prosesləri izah etməyə imkan verir.

Uzun müddət Günəş və ulduzların enerji mənbələri haqqda müxtəlif fərziyyələr irəli sürülmüş, lakin inandırıcı nəticə əldə edilməmişdir.

Nüvə fizikasının inkişafı həmin enerji mənbələrinin fiziki təbiətini araşdırmağa imkan verdi. Bu onunla əlaqədardır ki, Günəş və ulduzlara öz-özünə davam edən nəhəng termonüvə reaktoru kimi baxılır.

Belə fərz olunur ki, Günəş və ulduzlar əsasən hidrogen-dən təşkil olunmuşdur. (spektral analizə görə Günəşin xarici örtüyü 74 % hidrogen-dən, 24 % heliumdan ibarət olub, karbon, azot və oksigenin payına 2 %-dən az düşür). Ona görə

də burada əsas proses ${}_1\text{H}^1$ nüvələrinin sintez edərək ağır nüvələrə, xüsusi halda, ${}_2\text{He}^4$ nüvəsinə çevrilməsi prosesidir.

Dörd hidrogen nüvəsinin sintez edərək helium nüvəsinə çevrilməsində böyük miqdar enerji ($\sim 26,7$ MeV) ayrılır ki, bu da daxili oblastda istilik-nüvə reaksiyasının davam etməsinə kömək edir.

Hal-hazırda belə hesab edilir ki, göstərilən sintezin iki mühüm yolu vardır:

- 1) proton-proton dövrü,
- 2) karbon=azot dövrü.

Proton-proton dövrü aşağıdakı ardıcıl çevrilmələrdən ibarətdir:

1) ${}_1\text{H}^1 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_1\text{H}^2 + e^+ + \nu$ reaksiyanın orta davametmə müddəti $1,4 \cdot 10^{10}$ il, $Q=0,421$ MeV;

2) ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + \nu$ reaksiyanın orta davametmə müddəti 5,7 san, $Q=5,499$ Mev;

3) ${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^4 \rightarrow {}_4\text{Be}^7 + \nu$ reaksiyanın orta davametmə müddəti 200 min ildir.

4) ${}_4\text{Be}^7 + e^- \rightarrow {}_3\text{Li}^7 + \nu$

5) ${}_3\text{Li}^7 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^4$

1951-ci ildə bir sıra alimlər müəyyən etmişlər ki, birinci ilk reaksiyanın davamı 100 qat böyük ehtimalla aşağıdakı reaksiya üzrə gedir:

${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + 2{}_1\text{H}^1$, reaksiyanın orta davametmə müddəti 1 mln ilə yaxın, $Q=12,847$ MeV-dir.

Beləliklə, hidrogen hidrogen dövründə nəticə etibarilə dörd hidrogenin birləşib helium nüvəsi yaratması prosesi baş verir və nəticədə təqribən 26,721 MeV enerji ayrılır.

İkinci, yəni karbon-azot dövründə də, yenə dörd hidrogen nüvəsinin sintez edərək helium nüvəsinə çevrilməsi baş verir. bu dövr birinci dövrə nisbətən daha böyük temperaturlarda aşağıdakı ardıcılıqla baş verir:

1) ${}_6\text{C}^{12} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_7\text{N}^{13} + \gamma$, reaksiyanın davametmə müddəti 13 mln. il, $Q=1,945$ MeV-dir.

2) ${}_7\text{N}^{13} \rightarrow {}_6\text{C}^{13} + e^+ + \nu$, reaksiyanın davametmə müddəti 7 mln. il, $Q=7,542$ MeV-dir.

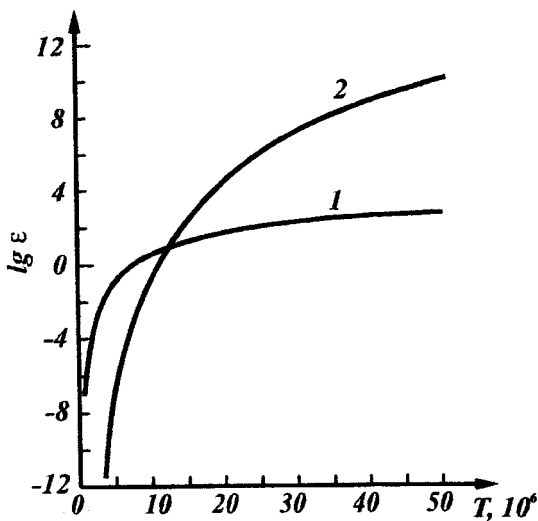
3) ${}_6\text{C}^{13} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_7\text{N}^{14} + \nu$, reaksiyanın davametmə müddəti 2,7 mln. il, $Q=7,542$ MeV-dir.

4) ${}_7\text{N}^{14} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_8\text{O}^{15} + \nu$, reaksiyanın davametmə müddəti 320 mln.il, $Q=7,347$ MeV-dir.

5) ${}_8\text{O}^{15} \rightarrow {}_7\text{N}^{15} + e^+ + \nu$, reaksiyanın davametmə müddəti 82 san, $Q=2,705$ MeV-dir.

6) ${}_7\text{N}^{15} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_6\text{C}^{12} + {}_2\text{He}^4$, reaksiyanın davametmə müddəti 110 mln. il, $Q=4,961$ MeV-dir.

Nəticədə təqribən 26,722 MeV qədər enerji ayrılır. Deməli karbon azot dövründə karbon nüvəsi katalizator rolunu oynayır.



Şəkil 5.11

Şəkil 5.11-də Günəş tərkibi şəraitində proton-proton və karbon-azot dövrlərindən enerji ayrılması sürətinin temperaturdan asılılığı göstərilmişdir. Şəkil-dən görüldüyü kimi, temperaturun artması ilə enerjinin ayrılma sürəti karbon-azot dövründə daha böyükdür. Bu onunla izah olunur ki,

hidrogen-hidrogen dövründəki mühüm birinci reaksiyanın effektiv kəsiyi yuxarıdan çox kiçik qiymətlə ($\sim 10^{-23}$ barn) məhdud olunmuşdur. Ona görə də artıq 10^7K^0 temperatur oblastında hidrogen dövründəki enerji ayrılması üçün doyma halı alınır. Tərsinə, karbon-azot dövrünün enerji ayrılması isə yuxarıdan tipik nüvə effektiv kəsiyi ilə ($\sim 10^{-2}$ barn) məhdudlaşır. Ona görə də bu halda doyma oblastı temperaturun çox böyük qiymətlərində alınır. Şəkildən görüldüyü kimi hər iki dövr üçün enerji ayrılması sürəti təqribən $13 \cdot 10^6 \text{K}^0$ temperaturda bərabərləşir.

Günəş və ulduzların tərkibindəki yüksək dərəcədə qızmış plazma qravitasiya cazibə qüvvələri hesabına saxlanılır və istilik-nüvə reaksiyasının davam etməsini təmin edir. göstərilən istilik nüvə reaksiyaları nəticəsində ulduzda hidrogenin miqdarı azalır və bütün hidrogen sərf olunduqdan sonra həmin reaksiyalar kəsilməli və ulduz (Günəş) sönməlidir.

Lakin indiyədək ifrat ulduzların – kvazarların enerji mənbəyi araşdırılmamışdır. Bu cisimlərdən hər birinin optik şüalanması bütün Qalaktikanın şüalanmasından güclüdür. Kvazarlar astronomik obyektlər içərisində ən möcüzəli olan cisimlərdir.

VI FƏSİL

NÜVƏ QÜVVƏLƏRİ

§ 1. Nüvə qüvvələrinin öyrənilməsi üsulları

Nüvə qüvvələri nuklonlar arasında yaxın məsafələrdə (10^{-12} - 10^{-13} sm) təsir edən qüvvələrdir. Bu qüvvələr təbiətdə ən intensiv hesab olunan güclü qarşılıqlı təsirlə əlaqədardır. Nüvə quruluşunu və nüvə reaksiyaları mexanizmlərini dərindən öyrənmək üçün nüvə qüvvələrinin dəqiq araşdırılması çox vacibdir.

Ümumiyyətlə, zərrəciklər arasındakı təsir qüvvələrini az sayda zərrəciklər sistemində öyrənmək əlverişlidir. Belə problem klassik nöqtəyi-nəzərdən asan həll olunur. Bu halda hissəciklər arasındakı təsir qüvvəsini tədqiq etmək üçün yalnız iki hissəcik götürülür və həmin qüvvənin hissəciklər arasındakı məsafədən, hissəciklərin qarşılıqlı sürətləri və yönəlmələrindən asılılığı öyrənilir. Məhz bu üsulla böyük (makro-) və eləcə də, kiçik (mikro) məsafələrdə meydana çıxan elektromaqnit və qravitasiya qüvvələri öyrənilmişdir. Lakin, bu üsulla nüvə qüvvələrini öyrənmək mümkün deyildir. Belə ki, həmin qüvvələr, xassələri bizim vərdiş etdiyimiz makroaləmdən tamamilə fərqlənən mikroaləmdə meydana çıxır. Bu halda mövcud olan qeyri-müəyyənlik prinsipinə görə iki zərrəciyi eyni zamanda $r \leq 10^{-13}$ sm məsafədə yerləşdirməklə, onların nisbi impulslarını müəyyən dəqiqliklə təyin etmək mümkün olmur. Ona görə də, nüvə qüvvələrini öyrənmək üçün klassik fizikada dolayı yol kimi görünən xüsusi üsullardan istifadə olunur. Bu üsullardan - nuklon-nuklon sistemi üçün əlaqəli halların xarakteristikalarının və səpilmənin differensial effektiv kəsiyinin səpilmə bucağı və enerjiden asılığının ölçülməsini göstərmək olar. Bu məqsədlə üç və daha çox nuklondan təşkil olunmuş sistemi də götürmək olar. Lakin, kvant mexanikasında çox cisim məsələsi ol-

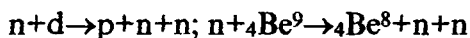
duqca mürəkəb olduğundan, çox nuklonlu sistemlə alınan ölçmələrdən nüvə qüvvələri üçün müəyyən məlumatların əldə edilməsi praktiki olaraq mümkün olmur.

İndi görək, iki nuklon sistemi üçün mümkün olan bütün nəticələrə görə nüvə nuklonlararası qüvvələrin şəklini təyin etmək olarmı. Nəzəri tədqiqatlar bu suala aşağıdakı kimi cavab verir. Əgər nüvə qüvvələri sürətdən asılı olmasaydı, onda yalnız spinli olmayan iki zərrəciklər sistemi üçün bütün əlaqə halları və bütün enerjilər üçün səpilmə effektiv kəsiklərinə görə qarşılıqlı təsir qüvvələrini və ya qarşılıqlı təsir hamiltonianını dəqiq təyin etmək olardı.

Güman etmək olar ki, nuklonların spinə malik olması bu nəzəri nəticəni dəyişməz, lakin bu halda eksperimental ölçmələr və eləcə də, riyazi hesablamalar xeyli mürəkkəbləşərdi. Belə ki, nüvə qüvvələri sürətdən asılı olduğundan, iki nuklon sistemi üçün yuxarıda qeyd edilən nəticələrə görə bu qüvvələrin növünü birqiymətli təyin etmək olmaz. Bu heç də o demək deyildir ki, nüvə qüvvələrini kifayət qədər tam öyrənmək mümkün deyildir. Prinsip etibarilə üç və çox nuklon sistemindən alınan nəticələri əlavə etməklə həmin problemi həll etmək olar. Lakin, məsələnin bu şəkildə həlli praktiki olaraq olduqca mürəkkəb olduğundan, indiyədək həll olunmamış qalır. Ona görə də, biz ancaq iki nuklon sistemindən alınan nəticələri və nüvə qüvvələrinin bunlar vasitəsilə müəyyən edilən xassələrini araşdıracağıq.

Deməli, əsas məsələ proton-proton (p-p), neytron-proton (n-p) və neytron-neytron (n-n) sistemlərində mövcud olan qarşılıqlı təsirlərin öyrənilməsidir. İndiyədək faktik olaraq bu sistemlərdən ikisi - p-p və n-p sistemləri öyrənilmişdir. Eksperimentdə neytronlardan ibarət hədəf alınması mümkün olmadığından n-n sistemini təmiz halda öyrənmək mümkün olmur. Ona görə də, bu sistem üçün alınan nəticələr ya təmiz halda deyil, ya da dolayı yolla mümkün ola bilərlər. Məsələn, böyük enerjilərdə n-n səpilməsini deytון nüvəsini neytronlarla şüalandırmaqla öyrənirlər. Bu halda mərmi

neytronların enerjisi deytunun əlaqə enerjisindən ($E_d \sim 2.23$ MeV) çox böyük olduğundan ($E_n \gg E_d$), onların deytunun proton və neytronlarından asılı olmayaraq səpilməsi fərz olunur. Belə yaxınlaşma impuls yaxınlaşması adlanır. Lakin, bu halda təmiz n-n səpilməsi olmadığından, həmin yaxınlaşmanın tətbiq sərhəddi müəyyən edilə bilmir. Aşağı enerjilərdə isə n-n səpilməsi haqda məlumatı iki neytron buraxmaqla gedən nüvə reaksiyalarında, həmin neytronların bucaq və enerji paylanmalarını öyrənməklə almaq olur. Bu məqsədlə, məsələn, aşağıdakı reaksiyalardan istifadə edilə bilər:



Əgər hər iki neytron aşağı nisbi impulslarla buraxılırsa, onda həmin neytronlar arasındakı qarşılıqlı təsir reaksiyanın effektiv kəsiyində aşkar olunmalıdır. Deməli, reaksiyanın effektiv kəsiyinin qiymətinə görə neytron-neytron səpilməsi üçün məlumat almaq mümkündür. Lakin bu proses ağır nəzəri hesablamalar tələb etdiyindən dolayı yol hesab olunmalıdır. Aşağıda görəcəyik ki, əslində, n-n qarşılıqlı təsiri üçün birbaşa eksperimental nəticələrin olmaması o qədər də vacib deyildir. Belə ki, artıq məlum olduğuna görə, zəif hesab olunan elektromaqnit qarşılıqlı təsirini nəzərə almadıqda, nüvə qarşılıqlı təsirinə görə n-n və p-p sistemləri tamamilə eyni sistemlər hesab oluna bilər.

Nuklon-nuklon qarşılıqlı təsirini, adətən iki enerji oblastı, aşağı və yüksək enerji oblastları üçün öyrənirlər. Aşağı enerji oblastı 10-20 MeV enerjiyə qədər olan oblast, yüksək enerji oblastı isə 100 MeV-dən böyük enerji oblastı hesab olunur. 20-100 MeV arasında qalan enerji intervalı isə orta enerji oblastı adlanır. Enerjinin bu qaydada oblastlara böyünməsinin fiziki mənası ondan ibarətdir ki, aşağı enerjilərdə de-Broyl dalğa uzunluğu nüvə radiusundan çox böyük ($\lambda \gg R$), yüksək enerjilərdə isə, tərsinə, çox kiçik ($\lambda \ll R$) olur.

Pion (π -mezon) yaranmasına uyğun olan E_a astana

enerjisindən başlayaraq ($E_a \approx 140$ MeV), qeyri-elastiki kanalların açıldığına görə, nüvə qüvvələrinin elastiki səpilməyə əsasən öyrənilməsi çətinləşir. 2-3 MeV enerjilərdə qarşılıqlı təsirin tam effektiv kəsiyi isə təmiz difraksiya xarakteri daşıyır. Bu enerji oblastında "Nüvə qüvvələri" anlayışı olmur, nuklonlar "qara kürələr" kimi üzərinə düşən de-Broyl dalğalarını udur.

İki nuklon arasındakı nüvə qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsini işləyib hazırlamaq üçün iki yol vardır:

1. Fenomenoloji üsulla eksperimental nəticələri təsdiq edən qarşılıqlı təsir potensialının seçilməsi.

2. Nüvə qüvvələrinin mezon sahəsi xassələrinə gətirilməsi.

Aşağıda hər iki yol araşdırılacaqdır.

Birinci yol nuklonların qarşılıqlı təsirinə mövcud olduğu ən sadə nüvə olan deytton nüvəsi üçün araşdırılır. Bu nüvə üçün alınan eksperimental nəticələrdən nüvə qüvvələrinin bir sıra mühüm xassələri alınır. Bundan sonra müxtəlif enerjilərdə N-N səpilmələrinə baxılır.

§ 2. Deyton nüvəsi

n-n və p-p sistemləri üçün əlaqəli hallar yoxdur. n-p sistemində isə bir əlaqəli hal vardır ki, bu da deytton adlanır. Məhz nuklon-nuklon sistemi üçün yalnız bir əlaqəli halın olmasına görə yaxına təsir nüvə qüvvələrinin, uzağa təsir kulon qüvvələrindən fərqi aşkar nəzərə çarpır. Müqayisə üçün, qeyd edək ki, məsələn, ən sadə atom olan hidrogen atomunun sonsuz sayda enerji səviyyələri olduğu halda deytton nüvəsinin yalnız əsas halı vardır.

Deytonun aşağıdakı əsas xassələrini göstərmək olar:

1) Deytonun əlaqə enerjisi $E_d = 2,23$ MeV, yəni hər nuklona düşən enerji təqribən 1 MeV-dir. Əvvəllər göstəriləndiyi kimi (bax F.I. § 3) çox sayda nüvələr üçün bir nuklona düşən əlaqə enerjisi təqribən 8 MeV-dir. Aşağıda görəcəyik ki, dey-

tonun əlaqə enerjisinin anomal kiçik qiyməti məhz nüvə qüvvələrinin təsir radiusunun çox kiçik olması ilə əlaqədardır. Eksperimental olaraq, deytunun əlaqə enerjisi:

$$\gamma + d \Leftrightarrow p + n$$

düzünə və tərsinə reaksiyaların enerji və impuls balansına görə təyin olunur. Həmin enerjinin daha dəqiq təyini kütlə spektrometri üsulları ilə mümkün olur.

2) Deytonun həyəcanlanma halı yoxdur. Bu da nüvə qüvvələrinin yaxına təsir xassəsilə əlaqədardır.

3) Deytonun spini vahidə bərabərdir.

4) Deytonun cütlüyü müsbətdir:

$$\psi_d(\vec{r}) = \psi_d(-\vec{r})$$

burada $\psi_d(\vec{r})$ - deytunun daxili halının dalğa funksiyası, r - protonla neytron arasındakı məsafədir (Cütlük, deytunun iştirakı ilə gedən müxtəlif reaksiyalarda seçmə qaydalarından təyin edilir).

5) Deytonun maqnit momenti $\mu_d \approx 0,86$ nüvə maqnetonudur. Beləliklə, μ_d maqnit momentinin qiyməti proton və neytronun maqnit momentlərinin cəbri cəmindən bir qədər fərqlənir ($\mu_p + \mu_n = 2,79 - 1,91 = 0,88$). Bu fərq onu göstərir ki, ya deytونlakı proton və neytronun spinləri tam paralel deyildir, ya da maqnit momentinə protonun orbital hərəkəti ilə əlaqədar kiçik əlavə yaranır. Aşağıda görəcəyik ki, birinci imkan deytон üçün qadağan olunmuşdur, ikinci isə, doğrudan da, mümkün olur.

6) Deyton sıfırdan fərqli kvadrupol momentinə malikdir ($q_d = 2,82 \cdot 10^{-27} \cdot e \cdot \text{sm}^2$).

Əvvəlcə görək, bu faktlara əsasən nüvə qüvvələrinin hansı xassələrini aşkar etmək olar.

Əlaqə enerjisinin anomal kiçik olması deytонun mühüm xassəsi olub, xüsusi tədqiq edilməlidir. Deytonun xüsusi əlaqə enerjisini kütlə ədədi $A \leq 4$ olan yüngül nüvələrin xüsusi əlaqə enerjilərilə müqayisə edək (cədvəl 1.1). Nuklonların

sayının artması ilə xüsusi əlaqə enerjisinin kəskin artması nüvə qüvvələrinin yaxına təsir xassəsilə əlaqədardır. Tarixi olaraq, məhz, cədvəl qiymətlərinə görə ilk dəfə nüvə qüvvələrinin təsir radiusu kifayət qədər dəqiq qiymətləndirilmişdir (E.P.Viqner, 1933).

Deytonda proton və neytronun spinlərinin paralel yönəlməsi və antiparalel halda əlaqəli sistemin olmaması nüvə qüvvələrinin spindən güclü asılı olmasını göstərir.

Nüvə qüvvələrinin mərkəzi qüvvələr olub-olmamasını təhlil edək. Mərkəzi qüvvələr zərrəcikləri birləşdirən xətt üzrə təsir edən qüvvələrdir. Həmin qüvvələr spinlərin nisbi yönəlməsindən asılı ola bilər, lakin spinin zərrəciklər arasındakı radius-vektora nəzərən yönəlməsindən asılı deyildir.

Mərkəzi qüvvələr üçün orbital (\vec{l}) və spin (\vec{s}) momentləri ayrı-ayrılıqda saxlanılır. Odur ki, aşağı enerji halında l özünün ən kiçik qiymətini, yəni $l=0$ almağa çalışır (bu halda mərkəzdənqaçma enerjisi sıfır olur). Beləliklə mərkəzi qüvvələr olduğu halda deytonun əsas halı təmiz S halı ($l=0$) olmalı idi. Deytonun spini vahid olduğu üçün, neytron və protonun spinləri paraleldir. Deməli, mərkəzi qüvvələrdə deytonun maqnit momenti də proton və neytronun maqnit momentlərinin cəbri cəminə bərabər olmalıdır. Lakin maqnit momenti üçün yuxarıda göstərilən fərq nüvə qüvvələrinin müəyyən qədər mərkəzi qüvvələr olmaması ilə əlaqədardır. Bu halda hərəkət inteqralı kimi orbital moment deyil, tam moment götürülməlidir.

Kvant superpozisiya prinsipinə görə deyton halı orbital momenti müxtəlif olan halların cəminə bərabər olar. Müxtəlif qarışıq halların sayı isə tam moment və cütlüyün saxlanma qanunları ilə məhdud olunur. Tam hərəkət miqdarı momentinin saxlanma qanunundan alınır ki, deytonun spini vahid, proton və neytronun spinləri cəmi iki mümkün qiymətdən birinə sıfır və ya vahidə bərabər olması şərtinə görə orbital momentin mümkün qiymətləri $l=0,1,2$ olmalıdır. Cütlüyün saxlanma qanunundan alınır ki, deytonun cütlüyü

müsbət olduğundan, $\ell=1$ halı mümkün deyildir. Bu o deməkdir ki, deytonda spinlərin antiparalel yönəlməsi halı da mümkün deyildir. Beləliklə, alınır ki, mərkəzi qüvvələr olmadığı halda deytonun əsas halı $S(l=0)$ və $D(l=2)$ hallarının superpozisiyasından ibarət olmalıdır. D halında proton və neytronun yekun spin maqnit momentlərinə protonun həmin haldakı orbital maqnit momenti də əlavə olunur. Məhz buna görə də deytonun maqnit momenti yuxarıda göstərilən qiyməti alır.

D halında elektrik yükünün paylanması sferik simmetrik olmadığından, deyton sıfırdan fərqli kvadrupol momentinə malik olmalıdır. Doğrudan da, yuxarıda göstərdik ki, deytonun kvadrupol momenti sıfırdan fərqli, lakin çox kiçik kəmiyyətdir. Məhz, kvadrupol momentinin qiymətinə görə deytonda D halının payını müəyyən etmək olar. Hesablamalar göstərir ki, D halı deytonda təqribən 4% təşkil edir.

Beləliklə, görürük ki, deyton nüvəsinin xassələrini təhlil etməklə nüvə qüvvələrinin üç mühüm xassəsi: yaxına təsir, spindən asılılıq və qeyri-mərkəzi xassələri müəyyən edilir. Sonrakı paraqraflarda görəcəyik ki, nuklon-nuklon səpilməsinin araşdırılması nüvə qüvvələri haqda biliyimizi daha da genişləndirir. Hələlik, deyton nüvəsinin elementar nəzəriyyəsinə baxaq.

§ 3. Deytonun elementar nəzəriyyəsi

İlk yaxınlaşmada deytonun əsas halını təkcə sferik simmetriya ilə xarakterizə olunan S - halı ($\ell=0$) qəbul etmək olar (yəni, D - halının payı çox az, 4% olduğundan, onu nəzərə almırıq). Bu halda deytona sferik simmetrik nüvə kimi baxılır və həmin nüvəni xarakterizə edən dalğa funksiyası sferik simmetrik potensialla verilən Şredinger tənliyinin həlli olmalıdır. Onda, nüvə qüvvələrinin kiçik təsir radiusu və deytonun əlaqə enerjisinin təcrübi qiymətini təmin edən bir neçə sferik simmetrik qarşılıqlı təsir potensialı göstərmək

olar.

1. Düzbucaqlı çuxur:

$$V = \begin{cases} -V_0 & r \leq R \\ 0 & r > R \end{cases}$$

burada $V_0 > 0$, R - nüvənin radiusudur.

2. Eksponensial potensial $V = -V_0 e^{-\frac{r}{R}}$

3. Yukava potensialı $V = -V_0 \frac{e^{-r/R}}{r}$

4. Vuds-Sakson potensialı $V = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{\delta}\right) \right]$

burada $\delta = 0,55 \text{ Fm}$.

Bu potensiallar üçün ümumi xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, bunlar kiçik R təsir radiusu və böyük V_0 dərinliklə xarakterizə olunur.

Göstərmək olar ki, deytonun dalğa funksiyası $r < R$ obalstında praktiki olaraq göstərilən potensialların formasından asılı olmur. Onda, düzbucaqlı potensial çuxur variantında deyton üçün potensial çuxurun dərinliyi (V_0), nüvə qüvvələrinin təsir radiusu (R) və əlaqə enerjisi (E_z) arasında əlaqə tapmaq və deytonun $\psi_d(r)$ dalğa funksiyasını müəyyən etmək üçün aşağıdakı Şredinger tənliyinin həllinə baxmaq olar:

$$\Delta\psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E - V)\psi = 0 \quad (6.1)$$

burada μ - proton və neytronun gətirilmiş kütləsi, E - tam enerjidir.

Əvvəlcə (6.1) tənliyini sferik koordinatlarda yazsaq:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) \psi(r) + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(r)] \psi(r) = 0$$

(sferik simmetrik dalğa funksiyası üçün $\frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} = 0$; $\frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = 0$).

Bu tənliyi:

$$\psi(r) = \frac{U(r)}{r}$$

əvəz etməsi götürməklə aşağıdakı sadə şəkllə gətirmək olar:

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(r)] U = 0$$

Bu tənlik $E = -E_d$ və düzbucaqlı potensial çuxur üçün aşağıdakı kimi iki tənliyə parçalanır:

$$r \leq r_0 \text{ üçün } \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_0 - E_d) U(r) = 0 \quad (6.2)$$

$$r > r_0 \text{ üçün } \frac{d^2 U(r)}{dr^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} E_d U(r) = 0 \quad (6.3)$$

(6.2) tənliyinin həlli kimi:

$$U(r) = A \sin kr + B \cos kr$$

funksiyası götürülə bilər. Burada $k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu(V_0 - E_d)}$. Lakin

$\psi(r)$ funksiyasının $r \rightarrow 0$ qiymətində məhdud olması şərtinə görə $B=0$ olmalıdır.

(6.3) tənliyinin həlli kimi:

$$U(r) = Ce^{-\gamma r} + De^{\gamma r}$$

funksiyası götürülə bilər, burada $\gamma = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu E_d}$. Bu halda da

$\psi(r)$ funksiyasının $r \rightarrow \infty$ olduqda məhdudiyətlilik şərtinə görə $D=0$ olmalıdır. Deməli məhdudiyətlilik şərtlərini ödəyən funksiyalar:

$$r \leq r_0 \text{ üçün } U_1 = A \sin kr \quad (6.4)$$

$$r > r_0 \text{ üçün } U_2 = Ce^{-\gamma r} \quad (6.5)$$

funksiyalarıdır. A və C sabitləri U_1 və U_2 həllərinin $r=r_0$

nöqtəsində "tikilməsi" şərtindən (funksiyaların və onların birinci tərtib törəmələrinin $r=r_0$ nöqtəsində bərabər olması) təyin edilə (və ya aradan çıxarıla) bilər. Bunun üçün U_1 və U_2 funksiyaalarının $r=r_0$ nöqtəsində loqarifmik törəmələrini bərabər etmək olar:

$$\frac{d}{dr}(\ln U_1)_{r=r_0} = \frac{d}{dr}(\ln U_2)_{r=r_0}$$

Buradan aşağıdakı münasibət alınır:

$$kctgkr_0 = -\gamma$$

Bu tənliyin qrafik həllinə baxmaq olar: $x = kr_0$ və $y = \gamma r_0$ dəyişənləri daxil etməklə, tənliyi:

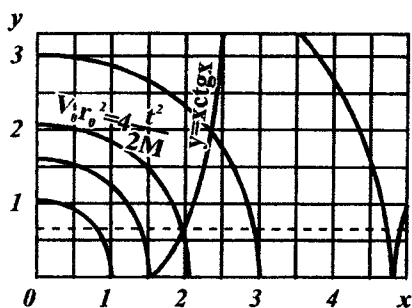
$$y = -xctgx \quad (6.6)$$

şəklində alarıq. Digər tərəfdən k və γ ifadələrindən alınır ki:

$$x^2 + y^2 = \frac{2\mu V_0 r_0^2}{\hbar^2} \quad (6.7)$$

Onda, deyton nüvəsinin mümkün enerji səviyyələrinə (6.6) əyrisinin birinci kvadratda (6.7) çevrəsi ilə müəyyən kəsişmə qiymətləri uyğun gəlməlidir.

Şəkil 6.1-də müxtəlif radiuslu çevrələr və (6.6) əyri



$$V_0 r_0^2 < \frac{\pi^2 \hbar^2}{4 \cdot 2\mu}$$

olduqda, proton-neytron sisteminin dəyanətli halı mümkün olmaz.

$$V_0 r_0^2 > \frac{\pi^2 \hbar^2}{4 \cdot 2\mu} \text{ olduqda isə } \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu} < V_0 r_0^2 < 9 \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu} \text{ qeyri-}$$

bərabərliyi ödənildikdə, yalnız əlaqəli S - halı mümkündür. Xarakter haldır ki, göstərilən sistemin dəyanətli halı ayrıca götürülən V_0 və r_0 parametrlərindən deyil, $V_0 r_0^2$ hasilindən asılıdır. Yəni, deytonun halı enli və dayaz və eləcə də, ensiz və dərin çuxur üçün mümkündür.

Potensial çuxurun r_0 enini qiymətləndirmək olar. r_0 deytonun "radiusu" tərtibində olmalıdır. (1.5) münasibətindən və neytronların deytonlardan səpilmə təcrübələrindən alınır ki, deytonun "radiusu" $(2 \div 3) \cdot 10^{-13} \text{sm}$ intervalında alınır. r_0 eninin elektronun klassik radiusuna $(2,8 \cdot 10^{-13} \text{sm})$ bərabər olduğunu qəbul edərək, potensial çuxurun V_0 dərinliyini qiymətləndirək. $|E_d| = 2,23 \text{ MeV}$ olduğunu qəbul edərək, $y = 0,65$ alırıq. Şəkildə $y = 0,65$ düz xətti qırıq xətlərlə göstərilmişdir. Həmin xəttin $y = -x \text{ctg} x$ xətti ilə kəsişməsi $V_0 r_0^2$ hasilinə uyğun olan çevrənin radiusunu təyin edir. Görünür ki, həmin radiusu təqribən 2 götürmək olar. Onda:

$$V_0 r_0^2 = \frac{2\hbar^2}{\mu}$$

və buradan:

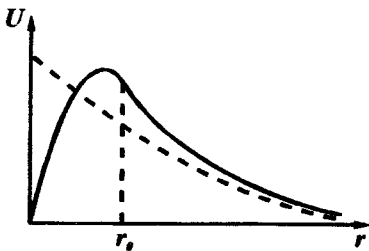
$$V_0 \approx 21,4 \text{ MeV}$$

alırıq.

Deməli, deytonun potensial çuxurunun dərinliyi onun əlaqə enerjisindən təqribən 10 dəfə çoxdur.

İndi də deytonun əsas halının dalğa funksiyasını təyin edək. Yuxarıda göstərdik ki, potensial çuxurun daxilində $U_1 = A \sin kr$ olur. Bu halda sinusun arqumenti $x = 0$ -dan $x = kr_0 - a$ qədər dəyişir. Şəkil 6.2-dən görmək olar ki,

$$\frac{\pi}{2} < kr_0 < 2.$$



Şəkil 6.2

dalğa funksiyası bütöv xətlə göstərilmişdir. Bu funksiyanın şəklindən görmək olar ki, deytonu təşkil edən nuklonlar vaxtın təqribən 40%-ni bir-birindən r_0 -dan böyük məsafədə, yəni nüvə qüvvələrinin təsir radiusundan kənarında olurlar. Ona görə də deytonun ölçüsü potensial çuxurun enindən böyük olur. Nüvə qüvvələri kiçik təsir radiusuna malik olduğundan, deytron fəzanın çox hissəsində U_2 dalğa funksiyası ilə təsvir olunur. Onda, ilk yaxınlaşmada hökm etmək olar ki, şəkil 6.2-də qırıq xətlərlə göstərilən U_2 funksiyası kifayət qədər deytonun həqiqi dalğa funksiyasını əvəz edir.

Deytonun ölçüsü kimi, U_2 funksiyasının e dəfə azaldığı R məsafəsi götürülür.

$$R = \frac{1}{\gamma} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu|E_d|}} = 4,3 \text{ Fm}$$

Bu kəmiyyətin r_0 ilə müqayisəsindən alınır ki, deytonun radiusu potensial çuxurun seçdiyimiz $r_0 = 2,8 \text{ Fm}$ enindən təqribən iki dəfə böyükdür. $r_0 = 1,7 \text{ Fm}$ olduqda $R > 2,5r_0$ və $r_0 = 1,4 \text{ Fm}$ olduqda isə, hətta $R > 3r_0$ olur.

U_2 funksiyasındakı C əmsali aşağıdakı normallaşdırma şərtindən tapılır:

$$\int_0^{\infty} |\psi|^2 d\tau = 4\pi \int_0^{\infty} C^2 e^{-2\gamma r} dr = 1$$

buradan

$$C = \sqrt{\gamma/2\pi}$$

Sinosoidin maksimumu $r=r_0$ nöqtəsindən bir qədər solda $kr_0 = \frac{\pi}{2}$ nöqtəsində yerləşir.

U_1 funksiyası $r=r_0$ nöqtəsində kəsilməz olaraq, eksponensial azalan U_2 funksiyasına keçməlidir. Şəkil 6.2-də həmin dalğa

Deyton nəzəriyyəsində $r_0^2 V_0 = \text{const}$ olması şərti ilə $r_0 \rightarrow 0$ və $V_0 \rightarrow \infty$ limit qiymətlərinə yol verilir. $R > r_0$ olduğundan, $r_0 \rightarrow 0$ kifayət qədər yaxşı yaxınlaşma hesab olunur. Nəzəriyyənin bu variantı üçün normallaşma şərtindən $C = \sqrt{\frac{3\gamma}{4\pi}}$ alınır və dalğa funksiyası:

$$U(r) = \sqrt{\frac{3\gamma}{4\pi}} e^{-r}$$

olur. Bu funksiya $r \gg r_0$ olduğu haldakı həqiqi dalğa funksiyası ilə üst-üstə düşür. Ona görə də deytonun dalğa funksiyası kimi:

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{3\gamma}{4\pi}} \frac{e^{-r}}{r}$$

qəbul edilir.

Qeyd etmək lazımdır ki, dalğa funksiyasının aldığımız formaları Yukava potensialı ilə üst-üstə düşür. Bu halda $r = 0$ qütbü qorxulu deyildir, belə ki, bu oblasta inteqralın çox az hissəsi düşür.

Nəhayət, göstərmək olar ki, yuxarıda baxılan əsas hal deytonun yeganə əlaqəli halıdır. Deytonun potensial çuxurunun dərinliyi $\ell = 0$ və $\ell \neq 0$ üçün əlaqəli həyəcanlanma hallarının olmasına kifayət etmir. Əvvəlcə $\ell = 0$ halına baxaq. Şəkil 6.1-dən görünür ki, radiusu 2 olan çevrənin $y = -x \text{ctg} x$ əyrisi ilə ancaq bir kəsişmə nöqtəsi vardır (əsas

hal). Növbəti əlaqəli hal (həyəcanlanma halı), $V_0 r_0^2 > \frac{9\pi^2 \hbar^2}{8\mu}$

şərtində alınır. Buradan alınır ki, birinci həyəcanlanmış S-halı, yalnız potensial çuxurun 119 MeV enerjiden böyük qiymətlərində ola bilər. Bu tərtib böyük enerji deytonun əlaqə enerjisinə görə alınan $V_0 = 21,4$ MeV enerji ilə inkar edilir. Deməli, deytonun həyəcanlanmış S-halı ola bilməz.

$\ell \neq 0$ üçün əlaqəli həyəcanlanmış halın olub olmamasını xüsusi yoxlamağa ehtiyac qalmır. Belə ki, $\ell \neq 0$ olduqda əlavə olaraq:

$$V_m = \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu r^2}$$

kimi verilən mərkəzdənqaçma potensialı hesabına nuklonlar arasında itələmə meydana çıxır. Ona görə də, bu potensialı kompensasiya etmək üçün potensial çuxurun dərinliyi $\ell = 0$ haldakına nisbətən daha çox olmalıdır. Bu isə $\ell \neq 0$ üçün əlaqəli həyəcanlanma halının mümkün olmamasını göstərir.

Deməli, deytunun elementr nəzəriyyəsindən aşağıdakı mühüm nəticələr alınır:

1) əlaqəli halın mümkün olma şərti $V_0 > \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu r_0^2}$;

2) deytunun dalğa funksiyasının forması

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{e^{-\gamma r}}{r}$$

3) deytunun radiusu: $R = \frac{1}{\gamma} \approx 4,32F$

4) həyəcanlanma hallarının mümkün olmamasının izahı;

5) V_0 , r_0 və E_d parametrləri arasında əlaqə.

Bu nəticələr, demək olar ki, "heç şeydən" (az təcrübi nəticələrə görə) alınır. Lakin, sonrakı tədqiqatlar üçün yeni eksperimental nəticələr tələb olunur. Məsələn 5-ci şərtdən çuxurun V_0 dərinliyini təyin etmək üçün E_d enerjisindən başqa r_0 kəmiyyətini bilmək lazımdır. Bu kəmiyyət N-N səpilməsi təcrübələrindən təyin edilə bilər.

§ 4. Aşağı enerjilərdə neytron-proton səpilməsi

Aşağı enerjilərdə ($l=0$) n-p səpilməsi sferik-simmetrik (izotrop) olduğundan nüvə qüvvələrinin qeyri-mərkəzi hissəsi özünü büruzə vermir. Proton və neytronun spinləri cəmi

tam momentə bərabər olduğundan, bu moment saxlanılır.

Bu halda, tam effektiv kəsik iki həddin cəmi kimi göstərilə bilər:

$$\sigma_0 = \frac{3}{4}\sigma_{ot} + \frac{1}{4}\sigma_{os} \quad (6.8)$$

burada σ_{ot} və σ_{os} uyğun olaraq, triplet və sinqlet hallar üçün effektiv kəsiklərdir (Sinqlet halda neytron və protonun spinləri əks istiqamətdə yönəldiyindən, sistemin tam spini sıfır olur). $\frac{3}{4}$ və $\frac{1}{4}$ vuruqları onunla əlaqədardır ki, n-p sis-

temi $\frac{3}{4}$ ehtimalla triplet və $\frac{1}{4}$ ehtimalla sinqlet halda olur.

(yekun vahid spinin üç, yekun sıfır spinin isə bir mümkün halı olur).

Aşağıda görəcəyik ki, nisbətən yuxarı enerjilərdə spindən asılılıq mürəkkəbləşir. Bu halda, effektiv kəsiyin, nəinki spinlərin bir-birinə nəzərən, həm də başqa vektorlara (məsələn, orbital moment və ya zərrəciyin impulsu) nəzərən yönəlməsindən asılılığı meydana çıxır.

Beləliklə, aşağı enerjilərdə n-p səpilməsinə görə yalnız, effektiv kəsiyin enerjidən asılılığı öyrənilir. Prinsip etibarilə zərrəciklərin polyarizasiyasını ölçməklə, tam effektiv kəsiyi sinqlet və triplet kəsiklərə ayırmaq olar. Lakin, praktiki olaraq aşağı enerjilərdə belə təcrübələr çox çətindir və indiyədək aparılmamışdır. Ona görə də, effektiv kəsikləri ayrı-ayrılıqda təyin etmək üçün triplet effektiv kəsiyin müəyyən edilmiş nəzəri ifadəsindən istifadə edilir. Belə ki, n-p sistemi triplet halında bağlı sistem yarandığı faktına əsasən nəzəri olaraq isbat edilmişdir ki, həmin hal üçün səpilmə effektiv kəsiyi aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\sigma_{ot} = \frac{4\pi^2\hbar^2}{m_N} \frac{1}{E + E_d} \quad (6.9)$$

burada E_d – deytunun əlaqə enerjisi, m_N – nuklonun kütləsi-

dir. Yavaş (aşağı enerjili) neytronlar üçün, yəni $E \rightarrow 0$ limit halında (6.9) ifadəsindən:

$$\sigma_{ot} = \frac{4\pi^2 \hbar^2}{m_N} \frac{1}{E_d} \approx 2 \text{ barn}$$

alınır. Tam effektiv kəsiyin sıfır enerji yaxınlığında eksperimental təyin edilmiş qiyməti isə:

$$\sigma_o = 20 \text{ barn}$$

yəni bir tərtib σ_{ot} qiymətindən böyükdür. Buradan görünür ki, aşağı enerjilərdə əsas rolu sinqlet səpilməsi oynayır.

Tamamilə formal olaraq sinqlet effektiv kəsiyi də (6.9) şəklində, lakin başqa enerji sabiti ilə ifadə etmək olar:

$$\sigma_{os} = \frac{4\pi \hbar^2}{m_N} \frac{1}{E + E_s} \quad (6.10)$$

(6.9) və (6.10) ifadələrini (6.8)-də yerinə yazsaq, tam effektiv kəsik üçün:

$$\sigma_o = \frac{\pi \hbar^2}{m_N} \left(\frac{3}{E + E_d} + \frac{1}{E + E_s} \right) \quad (6.11)$$

alarlıq. Təcrübi faktlar göstərir ki, $E=0,07$ MeV olduqda (6.11) düsturu bütün aşağı enerji oblastında effektiv kəsiyin enerjiden asılılığını yaxşı təsvir edir.

Belə görünə bilər ki, (6.11) düsturunun eksperimental olaraq təsdiq edilməsi n-p sistemi üçün deytdən əlavə $E_s = 0,07$ MeV enerjiyə malik və antiparalel spin halında daha bir əlaqəli sistem alınır. Lakin bu doğru deyildir. Nəzəriyyə-də göstərilir ki, (6.10) asılılığı yalnız real halda deyil, həm də virtual səviyyə üçün alınır. Virtual səviyyə anlayışını aşağıdakı kimi izah etmək olar. Əvvəlcə fərz edək ki, sistemin həqiqi enerji səviyyəsi vardır. Onda effektiv kəsik (6.10) düsturu ilə təsvir olunur. İndi görək, qarşılıqlı təsir potensialını yavaş azaltdıqda, effektiv kəsik necə dəyişməlidir. Aydındır ki, enerji səviyyəsi azalmalı və müəyyən bir qiymətdə sıfıra bərabər olmalıdır. Qarşılıqlı təsir potensialının sonrakı azalmasında effektiv kəsik yenidən, artan E_s sabitlə və (6.10)

düsturu ilə təsvir olunur. Lakin, artıq bu əlaqəli hal olmayacaqdır, deyirlər ki, bu halda sistem virtual E_s səviyyəsinə malikdir.

Sonrakı tədqiqatlarda sinqlet E_s səviyyəsinin real səviyyəyə olub olmaması araşdırılmamışdır. $E_s=0,07$ MeV səviyyəsinə birbaşa müşahidə etmək mümkün olmamışdır. Lakin çox yavaş neytronların orto və parahidrogen molekullarından koherent səpilmə təcrübələri göstərdi ki, həmin səviyyə virtual səviyyədir.

Beləliklə, görürük ki, aşağı enerjilərdə n-p səpilməsindən nüvə qarşılıqlı təsiri üçün çox səthi məlumat alınır. Buna səbəb bir tərəfdən nüvə qüvvələrinin təsir radiusunun səpilmə nuklonun de-Broyl dalğa uzunluğuna nisbətən çox kiçik olması, digər tərəfdən isə, nuklonların nisbətən möhkəm olmasıdır. Müəyyən edilmişdir ki, nuklonların nəzərə çarpacaq deformasiyası üçün 100 MeV-dən yüksək enerji tələb olunur.

§ 5. Aşağı enerjilərdə proton-proton səpilməsi

Proton-proton (p-p) sistemini neytron-proton (n-p) sistemindən fərqləndirən üç xarakter xüsusiyyətlər vardır:

Birincisi, protonlar arasında təkcə nüvə qüvvələri deyil, həm də kulon itələmə qüvvələri təsir edir. Kulon qüvvələri çox yaxın məsafələrdə nüvə qüvvələrinə nisbətən nəzərə alınmadığı halda, uzaq məsafələrdə əsas rol oynayır. Kulon qarşılıqlı təsir potensialı dəqiq məlumdur. Ona görə də kulon səpilməsinə görə nüvə qüvvələri ilə əlaqədar olan effektiv kəsiyin mütləq qiymətini dəqiq dərəcələmək olar.

İkincisi, proton-proton sistemində zərrəciklərin eyniliyini qeyd etmək olar. Protonlar - başqa fermi zərrəciklər kimi Pauli prinsipinə tabe olduğundan, hər bir kvant halında yalnız bir zərrəcik ola bilər. Yəni Pauli prinsipinə görə n-p sistemində mümkün olan bir çox hallar p-p sistemində qadağan olunmuşdur. Məsələn, S -halında olan iki protonun

spinləri yalnız antiparalel ola bilər.

p-p və n-p sistemlərinin mümkün hallarını bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək. Hər iki halda nisbi hərəkətin dalğa funksiyası $\psi_{m_1, m_2}(\vec{r})$ şəklində göstərilir. (burada $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ zərrəcikləri birləşdirən radius vektor, m_1 və m_2 - zərrəciklərin spin proyeksiyalarıdır). p-p sistemi üçün zərrəciklərin yerini dəyişdikdə dalğa funksiyası öz işarəsini dəyişir:

$$\psi_{m_1, m_2}(\vec{r}) = -\psi_{m_2, m_1}(-\vec{r})$$

Bu şərt mümkün halların sayını məhdudlaşdırır. Təkcə fəza koordinatlarının yerini dəyişdikdə dalğa funksiyasına $(-1)^\ell$ vuruğu əlavə olunur. (ℓ - nisbi hərəkətin orbital momentidir).

Təkcə spin koordinatlarını dəyişdikdə isə dalğa funksiyası triplet halda öz işarəsini dəyişmir, sinqlet halda dəyişir. Ona görə də p-p sistemi üçün yekun spin S-lə göstəriləndə aşağıdakı hallar mümkündür:

S=0 olduqda $\ell = 0, 2, 4, \dots$ (cüt ədədlər)

S=1 olduqda $\ell = 1, 3, 5, \dots$ (tək ədədlər)

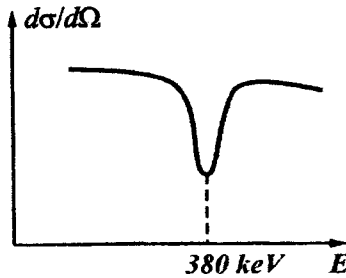
Tam moment (J) spin və orbital momentlərin vektor toplanmasından alınır. Sinqlet hallar üçün tam moment orbital momentlərə bərabər olur: ($J=0, 2, 4, \dots$), triplet hallar üçün isə hər bir ℓ üçün tam moment üç qiymət ala bilər: $(\ell - 1, \ell, \ell + 1)$. n-p sistemindən fərqli olaraq p-p sistemi üçün hər bir multipletlikdə (spin qiymətində) orbital moment istənilən tam qiymətlər ala bilməz.

p-p sisteminin üçüncü xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, bu sistem üçün əlaqəli hal yoxdur. Qeyri kvant nəzəriyyəyə görə, əlaqəli halın olmaması qarşılıqlı təsir qüvvəsinin itələmə xarakterli olduğunu göstərir. Lakin kvant nəzəriyyəsinə görə, hətta cazibə xarakterli qüvvələr olduğu halda belə, əlaqəli sistem olmaya bilər. Məhz, çox ensiz potensial çuxur halında enerji səviyyəsi həmin çuxura "sığınmaya" bilər. Ona görə də protonlar arasındakı qüvvənin cazibə və ya itələmə

qüvvələri olduğunu araşdırmaq lazımdır.

Bu faktı, yəni p-p sistemi üçün nüvə qüvvələrinin işarəsini kulon və nüvə səpilmələrinin interferensiyasını öyrənməklə müəyyən etmək olar. Bu halda, interferensiya hadisəsi təmiz kvant xarakterli olur. Mahiyyət ondan ibarətdir ki, iki növ qarşılıqlı təsirlər nəticəsində alınan de-Broyl dalğaları koherent dalğalar olub, interferensiya verməlidir. Dalğaların nisbi fazası isə nüvə qüvvələrinin işarəsindən asılıdır. Nümunə üçün 45° səpilmə bucağı oblastında səpilmə effektiv kəsiyinin enerjiden asılılığı şəkil 6.3-də göstərilmişdir. $E=380$ keV enerjidəki minimum interferensiya xarakterlidir və nəzəriyyədə isbat edildiyinə görə nüvə qüvvələrinin cazibə xarakterli olduğunu sübut edir.

p-p sistemindəki nüvə cazibə qüvvələrinin qiyməti eyni halda olan n-p sistemində olduğu kimidir. Axır vaxtlarda aparılan təcrübələrdən alınmışdır ki, n-n sistemində də nüvə qüvvələri üçün həmin qiymət alınır.



Şəkil 6.3

Bu faktlarla güclü qarşılıqlı təsirdəki izotopik invariantlıq özünü göstərir (bax: F I, § 8).

Aşağı enerjilərdə p-p səpilmə effektiv kəsiyinin ölçülməsi nüvə fizikasında yüksək dəqiqliyə malik olan ölçmələrdən hesab olunur. Bu dəqiqlik isə yüksək tərtib monoxromatik protonlar dəstəsi alınması ilə əlaqədardır.

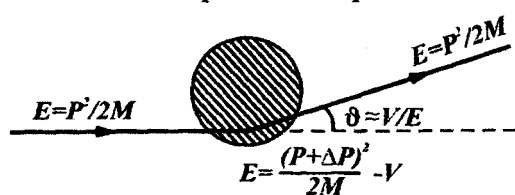
§ 6. Yüksək enerjilərdə nuklon-nuklon səpilməsi

Yüksək enerjilərdə səpilmə izotrop olmur, potensialın dəqiq formasından asılılıq meydana çıxır. Deməli, böyük enerjilərdə s - dalğası ilə birlikdə p, d və s. dalğaların səpilməsi alınır. Beləliklə, yüksək enerjilər üçün effektiv kəsiyin formasından qarşılıqlı təsir potensialı haqda daha dəqiq mə-

lumat almaq olur. Xüsusi halda, qarşılıqlı təsir potensialının nuklonların spin momentlərilə nuklonları birləşdirən radiusvektor arasındakı bucaqdan asılılığı (nüvə qüvvələrinin tenzor xassəsi) aşkar olunur. Bu isə nuklonların səpilməsində onların polyarlaşmasına (spinlərin müəyyən istiqamətdə daha çox yönəlməsinə) səbəb olur.

Nuklonların nisbi enerjisinin təqribən 200 MeV-dən böyük qiymətlərində, enerjidən asılı olaraq artan, yeni zərrəciklər - pionlar yaranması ilə gedən qeyri-elastiki səpilmə baş verir. Bu proses elastiki səpilmənin öyrənilməsini bir qədər çətinləşdirir.

İndi görək, nuklonların aşağı enerjilərdə səpilmə təcrübələrinin nəticələrinə əsaslanaraq yuxarı enerjilərdə səpilmə təcrübələrindən hansı nəticələri gözləmək olar. Aşağı enerjilərdə nuklon-nuklon qarşılıqlı təsirinə aid eksperimental faktları izah etmək üçün nüvə qüvvələrinin təsir radiusu məsafələrində qarşılıqlı təsir potensialını düzbucaqlı çuxur şəklində (dəriniyi ~ 25 MeV və eni $\sim 1,7$ Fm) təsəvvür etmək kifayətdir. Lakin həmin təcrübələrdə potensial çuxurun dəqiq forması haqda heç bir məlumat almaq olmur. Əgər doğrudan da, potensial çuxur şəkil 1.8-də göstərilən formadaırsa, onda böyük enerjilərdə nuklonların səpilməsi əsas etibarilə 90° -dən kiçik bucaqlar altında, yəni əsasən irəli səpilmə baş verməlidir. Doğrudan da, əgər kinetik enerji potensial çuxurun dərinliyindən çox böyükdürsə ($E \gg 25$ MeV), onda həmin çuxurun zərrəciklərin hərəkətinə təsiri az olmalıdır. Təqribi olaraq, 9 orta səpilmə bucağının qeyri



Şəkil 6.4

kvant qiymətləndirilməsinə baxaq (şəkil 6.4).

Nüvə qüvvələrinin təsir sahəsində (cizgilənmiş oblast) meydana çıxan mənfi V potensial enerji

impulsun dəyişməsilə kompensə edilməlidir:

$$\frac{\bar{P}^2}{2m_N} = \frac{(\bar{P} + \Delta\bar{P})^2}{2m_N} - V \approx \frac{\bar{P}^2}{2m_N} + \frac{\Delta\bar{P} \cdot \bar{P}}{m_N} - V$$

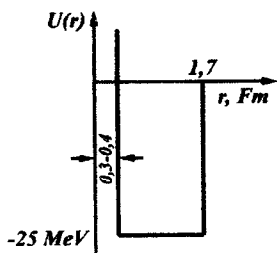
Buradan alınır ki, $E \gg V$ olduqda, səpilmə bucağı:

$$\vartheta \approx \frac{\Delta P}{P} \approx \frac{V}{E}$$

olar $\Delta\bar{P} \ll \bar{P}$ olduğundan $\frac{(\Delta P)^2}{2m_N}$ nəzərə alınmır. Yəni, ener-

jinin yüksək qiymətlərində səpilmə əsas etibarilə irəli baş verməlidir. Lakin 100 MeV-dən böyük enerjilərlə aparılan ilk təcrübələrdə tamamilə başqa nəticələr alınmışdır. Bu halda 1 fermidən kiçik məsafələrdə qarşılıqlı təsir potensialının düzbucaqlı potensial çuxurdan fərqləndiyi məlum olmuşdur.

Təcrübi nəticələrdən alınır ki, enerji artdıqca proton-proton səpilməsinin effektiv kəsiyi əvvəlcə azalır, mühüm anizotropiyaya uğrayır, sonra təqribən 400 MeV enerjiyədək sabit qalır və izotrop olur:



Şəkil 6.5

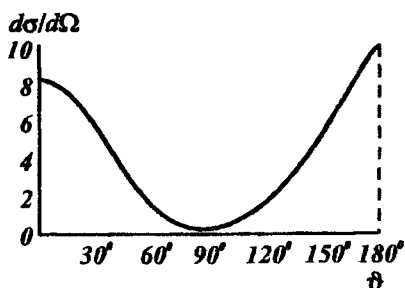
$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} \approx 3,4 \frac{mb}{sr}$$

Yalnız 400 MeV-dən böyük enerjilərdə effektiv kəsik yenidən anizotropluğa uğrayır və enerjidən asılı olur. Bunu izah etmək üçün fərz etmək olar ki, yaxın, 0,3-0,4 Fm məsafələrdə çox intensiv itələmə qüvvələri mövcud olur və təcrübi faktları izah etmək üçün uyğun potensialın forması şəkil 6.5-də göstərilirdiyi kimi ola bilər.

Göründüyü kimi, bu halda dərinliyi 25 MeV və eni 1,7 Fm qəbul edilən potensial çuxur yaxın məsafələrdə (0,3-0,4 Fm) çox hündür (≥ 200 MeV) itələmə "özəyinə" keçir.

Nisbətən kiçik enerjilərdə nuklon özəyə çatmır və səpilmə sadə çuxurdan olduğu kimi baş verir. Yüksək enerjilərdə potensial çuxurun nuklonun hərəkətinə təsiri çox az olur və səpilmə, əsas etibarilə itələmə özəyindən baş verir. Bu səpilmə, nuklonun de-Broyl dalğa uzunluğu özəyin ölçüsündən kiçik oluncayadək ($\lambda < r_0$) davam edir. Beləliklə, bu mülahizə yüksək enerjilərdəki səpilməni yaxşı izah edir. Lakin nüvə qüvvələri sürətdən asılı olduğundan, bu, yeganə mülahizə hesab oluna bilməz. Məsələn, itələyici özək əvəzinə, enerjiden asılı olaraq tədricən itələmə halına keçən potensial da götürmək olar.

Yüksək enerjilərdə (> 100 MeV) n-p səpilməsində daha bir gözlənilməz effekt müşahidə olunmuşdur. Həmin səpilmədə effektiv kəsiyin səpilmə bucağından asılılığında 90° bucağa nəzərən şəkil 6.6-da göstərilən formada simmetriklilik alınır.



Şəkil 6.6

Göründüyü kimi, bu halda irəli (0° bucaq altında) maksimumla eyni olan əks istiqamətdə də (180° bucaq altında) maksimum müşahidə olunur. Bu maksimumu mübadilə qüvvələri ilə əlaqələndirirlər. Mübadilə qüvvələri elə qüvvələrə deyilir ki, onların təsiri ilə nuklonlar öz xarakteristikalarını

(spin proyeksiyaları, koordinatlar və yüklər) mübadilə edirlər. Həmin qüvvələrin təsiri ilə protonun yaxınlığından keçən neytron öz yolundan meyl etməsilə bərabər protondan elektrik yükünü "zəbt" edərək protona çevrilə bilər. Onda əks istiqamətdə (180°) alınan maksimum düşən neytronlarla deyil, mübadilə qüvvələrinin təsiri ilə protonları çevrilmiş neytronlarla yaranır. Mübadilə qüvvələri sırf kvant xarakterli qüvvələr olduğu üçün həmin qüvvələri klassik olaraq əyani

təsəvvür etmək mümkün deyildir.

Nüvə qüvvələrinin yüksək enerjilərdə spindən asılılığını araşdırmaq maraqlıdır. Yuxarıda gördük ki, aşağı enerjilərdə neytron-proton qarşılıqlı təsiri spinlərin paralel (triplet) və antiparalel (sinqlet) yönəldikləri halda müxtəlif olur. Lakin bu nəticə birbaşa ölçmələrlə deyil, effektiv kəsiyin nəzəri hesablanması əsasən mümkün olmuşdur. Yüksək enerjilərdə birbaşa ölçmələrin mümkün olub-olmaması polyarlaşmış dəstənin və eləcə də, hədəfin alınmasından asılıdır. Lakin polyarlaşmış nuklonlar dəstəsinin və hədəfin alınması çox mürəkkəb texniki məsələdir. Polyarlaşmış proton hədəfi alınması çox aşağı temperaturalarda (heliumun qaynama temperaturundan aşağı) xarici güclü maqnit sahələrinin protonların maqnit momentlərinə təsirlə mümkün olur.

Polyarlaşmış nuklonlar dəstəsi polyarlaşmış hədəflərdən xeyli əvvəl (10 ildən çox) alınmışdır. Bunun üçün ikiqat səpilmə prosesindən istifadə edilir. Həmin proses ondan ibarətdir ki, əvvəlcə bir hədəfdən səpilən dəstə fokuslanaraq ikinci hədəfdən səpilir. Bu halda, birinci hədəfdən səpilmədə nuklonlar polyarlaşmış və ikinci hədəfdən artıq polyarlaşmış dəstənin səpilməsi öyrənilir.

Birinci hədəfdə səpilmə azimutal simmetriyaya malik olur. Lakin ikinci hədəfdən səpilmədə həmin simmetriya artıq olmayacaqdır. Qeyd etmək lazımdır ki, polyarlaşma heç vaxt 100% olmur və ikinci hədəflərdən bu və ya digər istiqamətdə müxtəlif sayda zərrəciklər meyl edir. Hədəflərdən səpilmədəki asimmetriyaya görə zərrəciklər selinin polyarlaşma tərtibini müəyyən etmək olur.

İkiqat səpilmə təcrübələrində əsas çətinliklərdən biri də, ikinci səpilmədən sonra zərrəciklərin intensivliyinin çox az olmasıdır. Ona görə də, bu növ təcrübələr, ancaq müasir gücləndiricilərdə yüksək enerjili və böyük intensivlikli protonlar dəstəsi aldıqdan sonra mümkün olmuşdur. Hal-hazırda həmin dəstənin intensivliyi o dərəcədə böyük alına bilir ki, hətta üçqat səpilmə təcrübələri belə qoymaq müm-

kün olur. Bu təcrübələrdə isə nuklonların hərəkətinə perpendikulyar istiqamətdən başqa hərəkət istiqamətində də polyarlaşma alındığından nüvə qüvvələrinin spindən asılılığı üçün əlavə məlumat almaq olur.

Təcrübi faktlar göstərir ki, polyarlaşma tərtibi zərrəciklərin enerjisindən və səpilmə bucağından kəskin asılı olur. Enerji artdıqca polyarlaşma artır, səpilmə bucağından asılılıqda isə 40-45° qiymətlərində maksimum müşahidə olunur.

Aydındır ki, nüvə qüvvələri spindən müxtəlif şəkildə asılı ola bilər. Polyarlaşmaya səbəb isə nüvə qüvvələrinin qeyri-mərkəzi tenzor xassələridir. Tenzor qüvvələrindən başqa spin-orbital qüvvələr də qeyri-mərkəzi xarakterli olur. Həmin qüvvələrin istiqaməti və intensivliyi spinlərin orbital momentə nəzərən yönəlməsindən asılıdır. Bu növ qüvvələrlə nüvənin örtük modelinin təhlilində tanış olduq (bax F.II, § 3). Lakin orada spin-orbital qüvvələri nuklonların bir-birilə qarşılıqlı təsirini deyil, nuklonun ümumiləşmiş sahədə hərəkətini təsvir edirdi.

Elektron-hesablama maşınlarının köməyiylə, müxtəlif enerjilərdə aparılmış adi, ikiqat və üçqat nuklon-nuklon səpilməsi təcrübələrinin nəticələri riyazi olaraq analiz edilmişdir. Nəticədə məlum olmuşdur ki, nuklon-nuklon qarşılıqlı təsirində bütün yuxarıda göstərilən qüvvələr aktiv iştirak edir. Beləliklə nüvə qüvvələri mürəkkəb xarakter daşıyır. Ona görə də həmin qüvvələri sadə asılılıqla təsvir etmək mümkün deyildir. Digər tərəfdən, bu çətinlik nuklonların özlərinin mürəkkəb quruluşu ilə əlaqədardır.

§ 7. Nüvə qüvvələrinin mezon nəzəriyyəsi

Nüvə qüvvələrinin mezon nəzəriyyəsi kvant elektrodinamikasına oxşar olaraq işlənir. Kvant elektrodinamikasında isə elektromaqnit sahəyə və onunla bağlı olan yüklü zərrəciklərə fotonlarla birlikdə baxılır. Fotonlar sahənin kvatları rolunu oynayır, belə ki, fotonların enerjiləri cəmi

həmin sahənin enerjisini verir. Fotonların mənbəyi elektrik yükləri hesab olunur. İki yükün qarşılıqlı təsirinə yüklərdən birinin foton buraxması, o biri yükün foton udması kimi baxılır. Məsələnin bu şəkildə qoyuluşunda şüalanma sistemlərinin elektromaqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirinə aid olan bir sıra yeni hadisələri izah etmək mümkün olur. Məsələn, bu yolla elektron və müyonun anomal maqnit momentləri, hidrogen atomunun enerji səviyyələrinin incə quruluşundakı Lamb sürüşmələri və s. izah olunmuşdur.

Kvant elektrodinamikasının əsası olan qarşılıqlı təsirin kvantlarla verilməsi ideyası başqa qarşılıqlı təsir növlərinə, xüsusi halda, nüvə qarşılıqlı təsirinə də tətbiq edilə bilər.

1935-ci ildə Yapon fiziki Yukava göstərmişdir ki, nüvə qüvvələrinin kvantları rolunu hələlik eksperimental təyin edilməyən yüklü və neytral qeyri-stabil zərrəciklər - mezonlar oynaya bilər. Bunun üçün mezonların kütləsi $m \approx (200 \div 300) m_e$ olmalıdır.

Yukavanın mühakimə sxemini aşağıdakı kimi göstərmək olar. Kvant mexanikasına görə izolə edilmiş sistemin enerjisinin ΔE dəyişməsi ilə sistemin Δt yaşama müddəti arasında:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$$

qeyri-müəyyənlik münasibəti vardır.

Fərz etsək ki, nüvə qüvvələri qiymətə çox böyük olub, çox kiçik zamanda baş verir, onda Δt müddətində ΔE enerjisi hesabına nuklonun bilavasitə yaxınlığında virtual halda mezon yarana bilər. Onun kütləsi:

$$m \approx \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{\hbar}{c^2 \Delta t}$$

olar.

Lakin adi zərrəcikdən fərqli olaraq, virtual zərrəcik fəza və zamana görə sərbəst deyil, yalnız kiçik Δt zamanında nuklondan böyük olmayan $a = c\Delta t$ məsafəyə uzaqlaşa bilər. Δt zamanından sonra mezon yenidən nuklon tərəfindən "zəbt" edilir. Beləliklə, nuklonu aramsız udulan və buraxılan

virtual mezonlar buludu ilə əhatə olunmuş sistem şəklində təsəvvür etmək olar. Həmin buludun radiusunu:

$$a = \frac{c\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc}$$

şəklində qiymətləndirmək olar.

"Virtual" mezon yalnız öz nuklonu deyil, başqa nuklon tərəfindən də udula bilər. Məhz, "virtual" mezonların bir nuklondan başqasına verilməsi nüvə qarşılıqlı təsir mexanizmini göstərir.

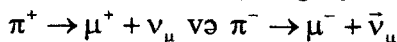
a məsafəsini nüvə qüvvələrinin təsir radiusu kimi qəbul etməklə qarşılıqlı təsir müddətini və virtual mezonun kütləsini qiymətləndirmək olar. $a \approx 2$ fermi qəbul edərək Yukava τ_N və m üçün aşağıdakı qiymətləri almışdır:

$$\tau_N = \Delta t = \frac{a}{c} \approx 0,7 \cdot 10^{-23} \text{ san}; \quad m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{\hbar}{\Delta t \cdot c^2} \approx 200 m_e$$

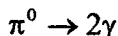
Aydındır ki, Yukava mezonlarını müşahidə etmək üçün onları virtual deyil, sərbəst halda almaq lazımdır. Bunun üçün həmin mezonlar nüvə qüvvələrinin təsir radiusundan kənarında alınmalıdır. Həmin proses isə enerjinin saxlanması şərtinə görə nuklonların qarşılıqlı təsirində baş verə bilər. Deməli, mezonların yaranması üçün qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların kinetik enerjisi mezonun sükunət enerjisindən böyük olmalıdır.

Nüvə kvantlarının kəşf olunma tarixi çox maraqlıdır. Əvvəlcə güman edilmişdir ki, həmin kvantlar 1938-ci ildə kosmik şüaların tərkibində müşahidə olunmuş, kütləsi $\sim 207 m_e$ olan μ -mezonlardır. Lakin tezliklə müəyyən edilmişdir ki, həmin mezonlar güclü nüvə qarşılıqlı təsirində iştirak etmir. Sonralar (1947-1950) illər, kosmik şüaların tərkibində, və eləcə də gücləndiricilərin köməyiylə güclü qarşılıqlı təsir zərrəcikləri olan pionlar və ya π -mezonlar (π^\pm, π^0) müşahidə olundu. Müəyyən edildi ki, pionların kütləsi $\sim 270 m_e$, izotopik spini $|\bar{T}| = 1$, spini $S=0$ və daxili cütlüyü $P=-1$ -dir.

π^+ mezonlar $\tau \approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ san yaşama müddətinə malik olub, aşağıdakı kimi parçalanmaya uğrayır:



π^0 mezon $\tau \approx 10^{-16}$ san yaşama müddətinə malik olub, aşağıdakı kimi parçalanır.



Məhz π -mezonlar, bir sıra başqa zərrəciklərlə birlikdə nüvə qüvvələrinin kvantları rolunu oynayır.

π - mezonların kəşfi nuklonların və π -mezonların xassələrini nəzərə alan bir neçə variantda mezon nəzəriyyələrinin yaranmasına səbəb olmuşdur. Burada həmin nəzəriyyələr üzərində dayanmaq imkanı olmadığından mezon nəzəriyyəsi haqda ümumi məlumat verilə bilər. Bunu kvant elektrodinamikası üsulu ilə müqayisəli göstərmək olar.

Kvant elektrodinamikasına görə fotonun sərbəst hərəkəti üçün tənlik belə olar:

$$E^2 = P^2 c^2$$

Buradan dalğa tənliyi almaq üçün aşağıdakı əvəzləmələr edilməlidir:

$$\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}; \quad \hat{P} = -i\hbar \nabla \quad (6.12)$$

Onda, boşluqda fotonun dalğa funksiyası üçün aşağıdakı tənlik alınır:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

Qarşılıqlı təsiri nəzərə aldıqda tənlik:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho_e$$

olar, burada ρ_e - elektrik yükünün sıxlığıdır.

Stasionar hal üçün $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$ və tənliyin həlli:

$$\varphi \sim \frac{\rho_e}{r}$$

olar. Bu düstur vahid yükə təsir edən potensialı göstərir. V qarşılıqlı təsir enerjisini tapmaq üçün həmin potensialı yükə vurmaq lazımdır:

$$V = \rho_e \varphi \sim \frac{\rho_e^2}{r}$$

Bu ifadələrdən görünür ki, elektromaqnit qarşılıqlı təsir radiusu böyükdür.

İndi bu mühakiməni nüvə sahəsinə tətbiq etmək olar. Yuxarıda deyildiyi kimi, mezon nəzəriyyələrində fərz olunur ki, nüvə qarşılıqlı təsirinin verilməsi π -mezonlarla olur. Kütləsi $m \neq 0$ olan zərrəciyin sərbəst hərəkəti üçün tənlik:

$$E^2 = P^2 c^2 + m_\pi^2 c^4$$

olar. (6.12) əvəzləmələri etdikdə alınan dalğa tənliyi:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{m_\pi^2}{\hbar^2} \varphi = 0$$

olar. Burada adətən $\chi = \frac{1}{\lambda} = \frac{\hbar}{m_\pi c}$ əvəz edilir.

Qarşılıqlı təsiri nəzərə aldıqda:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \chi^2 \varphi = -4\pi\rho$$

olar, ρ - nüvə maddəsinin sıxlığıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, nüvə maddəsinin sıxlığı ρ relyativistik invariant deyildir. Ona görə də, relyativistik invariant tənlik almaq üçün aşağıdakı kimi mühakimə yürütmək olar. Nüvə maddəsinin sürəti \bar{v} olsun. Dördölçülü cərəyan vektoru daxil etsək:

$$j_i = j_i(\rho v_x, \rho v_y, \rho v_z, ic\rho).$$

Onda $j_i j_i = -c^2 \rho^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$ və buradan $\rho \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{c} \sqrt{j_i j_i}$

ifadəsi invariant olmalıdır.

Onda skalyar mezon sahəsinin tənliyi:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \chi^2 \varphi = -4\pi g_N \rho \beta$$

şəklində yazıla bilər, burada $\beta = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$; g_N - nuklonun mezon yüküdür.

Koordinat başlağıcında yerləşən nöqtəvi nuklon üçün

$$\rho = \delta(r) \left(\delta(r) = \begin{cases} 1 & r = 0 \\ 0 & r \neq 0 \end{cases} \right).$$

Bir nuklon üçün statistik və qeyri-relyativistik mezon sahəsinə baxsaq $\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0, \beta = 1 \right)$ tənlik belə yazılar:

$$\nabla^2 \varphi - \chi^2 \varphi = -4\pi g_N \delta(r)$$

Bu tənliyin həlli aşağıdakı kimi alınır:

$$\varphi = -g_N \frac{e^{-\chi r}}{r} \quad (6.13)$$

φ funksiyası nuklonu əhatə edən mezon buludunu təsvir edir. Elektromaqnit sahədən fərqli olaraq r məsafəsindən asılı olan və sürətlə azalan bu funksiya Yukava potensialı adlanır.

Funksiyanın azalma sürət ölçüsü kimi (mezon buludunun "radiusu") mezonun kompton λ_k dalğa uzunluğunu götürmək olar. m_π üçün $\lambda = 1,4$ Fm olar. Aydın ki, λ_k dalğa uzunluğu nüvə qüvvələrinin təsir radiusu ilə üst-üstə düşməlidir:

$$a = c\Delta t = \frac{c\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc} = \lambda_\pi = \frac{1}{\chi}$$

Nuklonun mezon sahəsi ilə qarşılıqlı təsir enerjisini oxşar olaraq (6.13) potensialını g_N mezon yükünə vurmaqla almaq olar:

$$V = g_N \varphi = -g_N^2 \frac{e^{-xr}}{r} \quad (6.14)$$

Bu münasibətdən alınır ki, g_N yükünün ölçüsü:

$$[g_N] = q^{1/2} \text{sm}^{3/2} \text{san}^{-1}$$

olmalıdır. Bu, elektrik yükünün ölçüsü ilə üst-üstə düşür. (6.14) ifadəsindəki minus işarəsi nüvə qarşılıqlı təsirinin cazibə xarakterli olduğunu göstərir. Yükün ədədi qiyməti isə eksperimentlə müqayisədən təyin edilə bilər.

Mezon nəzəriyyəsinin spinsiz və elektrik neytral mezonlar üçün verilən skalyar əlaqəli bu variantı qısatəsirli qüvvələrə gətirir. Bu isə həmin nəzəriyyənin əsas üstünlüyüdür. Lakin bu variant nüvə qüvvələrinin bir sıra mühüm başqa xassələrini (spindən asılılıq, mübaqilə, tenzor) izah edə bilmir. Ona görə də nəzəriyyənin bu sadə variantını təkmilləşdirmək tələb olunurdu. Bu, eləcə də ona görə lazım idi ki, π -mezonlar (pionlar) π^0, π^+ ibarət izotopik spini $\bar{T}=1$ olan triplet təşkil edirlər ($T_\zeta = +1$ π^+ üçün, $T_\zeta = 0$ π^0 üçün və $T_\zeta = -1$ π^- üçün). Bu zərrəciklərin hər üçünün spini 0 və cütlüyü $P=-1$ -dir. Ona görə də π -mezonlar psevdoskalyar zərrəciklərdir və deməli psevdoskalyar dalğa funksiyası ilə təsvir olunmalıdır. Spindən asılılıqla bərabər mezon nəzəriyyəsinə təkmilləşdirməyin bir səbəbi də onunla əlaqədardır ki, həqiqi sahə neytral zərrəciklər üçün (π^0) yararır. Lakin π^\pm mezonlar üçün skalyar və psevdoskalyar kompleks sahədən istifadə olunmalıdır. Bu sahə

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_1 + i\varphi_2); \quad \varphi^* = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_1 - i\varphi_2)$$

şəklində alına bilər və aşağıdakı iki dalğa tənliyi ilə verilmə-

lidir:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_i = -4\pi \sum_{k=1}^N g_i^k \rho_i^k \beta$$

burada $i=1,2$; N - mənbə kimi baxılan nuklonların sayı; g_i^k - k -cı nuklonun mezon yüküdür.

Hər üç növ π - mezonları birgə təsvir etmək üçün üçkomponentli psevdoskalyar simmetrik sahədən istifadə olunur ($\varphi_\alpha = 1,2,3$). Bunun üçün adətən həqiqi ədədlər daxil edilir:

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi + \varphi^*); \quad \varphi_2 = \frac{-i}{\sqrt{2}} (\varphi - \varphi^*); \quad \varphi_3 = \varphi_0.$$

Bu halda φ və φ^* yüklü mezonlar sahəsini, φ_0 isə neytral mezonlar sahəsini təsvir edir.

Bu skalyar varianta oxşar olaraq mezon nəzəriyyəsinin psevdoskalyar variantı da verilmişdir. Psevdoskalyar dalğa funksiyası belə yazıla bilər:

$$\varphi = -\frac{g}{\chi_0} (\vec{\sigma} \nabla) \frac{e^{-\chi_0 r}}{r}$$

burada $\chi_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}$, ∇ - vektor operatoru (polyar vektor), σ - hərəkət miqdarı momenti ilə əlaqədar olan aksial vektor olub Pauli operatoru adlanır. Ona görə də $(\vec{\sigma} \nabla)$ hasilı psevdoskalyardır (yəni fəza koordinatlarının inversiyasında öz işarəsini dəyişir). Onda iki nuklonun qarşılıqlı təsir enerjisi belə göstərilə bilər:

$$V = -(\vec{\sigma}_1 \nabla) (\vec{\sigma}_2 \nabla) \frac{g^2}{\chi_0^2} \frac{e^{-\chi_0 r}}{r}$$

burada $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ - uyğun olaraq birinci və ikinci nuklon üçün Pauli spin operatorlarıdır. Bu halda həmin hasil qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların spinlərinin istiqaməindən asılı olur.

Onda psevdoskalyar sahəni təsvir edən tənliyi belə yazmaq olar:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_\alpha = -4\pi \sum_{k=1}^N \frac{g_\alpha}{\chi} (\vec{\sigma}_\alpha^k \nabla)^k \rho^k$$

Yuxarıdakı münasibətlərdə hesab olunurdu ki, neytral və elektrik yüklü mezonlar üçün g_α mezon yükü müxtəlif ola bilər. Lakin ilk dəfə Kemmer simmetrik mezon nəzəriyyəsi irəli sürmüşdür ki, buna görə mezon yükünə $g(g_1, g_2, g_3)$ üçölçülü izotopik fəzada $\vec{g} = g\vec{\tau}$ vektoru kimi baxılır. Yəni mezon yükünün qiyməti nuklonlar üçün (neytron və proton) eyni götürülür. İzotopik fəzada $\vec{\tau}$ vektorunun proyeksiyaları τ_1, τ_2, τ_3 olur.

Onda üçkomponentli psevdoskalyar mezon sahəsi üçün tənlik proyeksiyalarda belə yazılır:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_1 = -4\pi \sum_{k=1}^N \frac{g}{\chi} \tau_1^k \sigma_1^k \nabla_1 \rho^k ;$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_2 = -4\pi \sum_{k=1}^N \frac{g}{\chi} \tau_2^k \sigma_2^k \nabla_2 \rho^k ;$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \chi^2 \right) \varphi_3 = -4\pi \sum_{k=1}^N \frac{g}{\chi} \tau_3^k \sigma_3^k \nabla_3 \rho^k .$$

Bu halda iki nuklonun qarşılıqlı təsir enerjisi belə yazılır:

$$V = -\frac{g^2}{\chi^2} (\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1, \nabla) (\vec{\sigma}_2, \nabla) \frac{e^{-\chi r}}{r}$$

Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, psevdoskalyar mezon nəzəriyyəsi nüvə qüvvələrinin yaxına təsir, mübadilə, spindən asılılıq və tenzor xassələrini qismən izah edir. bunlar isə həmin nəzəriyyənin əsas nailiyyətləri hesab olunmalıdır. Bu variantlardan başqa mezon nəzəriyyəsinin vektor, psevdovektor və s. variantları da işlənilmişdir. Lakin bu variantlar

üzərində dayanmayacağıq.

Qeyd etmək lazımdır ki, nə klassik, nə də kvant mezon nəzəriyyələri təcrübi faktları kifayət qədər izah edə bilmir. Elektromaqnit sahə nəzəriyyəsindən fərqli olaraq mezon nəzəriyyəsi bir sıra ciddi çətinliklərlə qarşılaşır. Bunlardan dipol çətinliyi və kiçik həyəcanlaşma üsulunun tətbiq oluna bilməməsini göstərmək olar.

Burada mezon sahəsinin nuklonlarla xarakterik əlaqəsi də tam müəyyən edilməmişdir. Müəyyən qədər əsas vardır ki, nisbətən aşağı enerjilərdə (bir neçə yüz MeV) psevdovektor, daha böyük enerjilərdə isə psevdoskalyar əlaqə üstünlük təşkil edir. Bu ona gətirir ki, nuklonun «mərkəzinə» yaxın oblastda mezonların sıxlığı çox (psevdoskalyar əlaqə), «səthə» yaxın oblastda isə az sıxlıqlı mezon cərəyanı vardır (psevdovektor əlaqə).

Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, nüvə qüvvələrinin mezon nəzəriyyəsinin imkanları heç də tükənməmişdir və bu sahədə axtarışlar davam edir.

ƏSAS FİZİKİ SABİTLƏR

1. Elektronun klassik radiusu:

$$r_e = e^2 / m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$$

2. Elektronun Kompton dalğa uzunluğu:

$$\lambda_e^k = \hbar / m_e c = 3,85 \cdot 10^{-11} \text{ sm}$$

3. π -Mezonun Kompton dalğa uzunluğu:

$$\lambda_\pi^k = \hbar / m_\pi c \approx 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$$

4. Nuklonun Kompton dalğa uzunluğu:

$$\lambda_N^k = \hbar / m_N c \approx 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$$

5. Nüvə vaxtı:

$$\tau_n = a/c = 1,4 \cdot 10^{-13} / 3 \cdot 10^{10} \approx 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ s}$$

6. Plank cəbümü

$$\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{s} = 6,6 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}$$

7. Vakkumda işıq sürəti:

$$c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

8. Zəif qarşılıqlı təsir sabiti:

$$g = 1,4 \cdot 10^{-56} \text{ C} \cdot \text{sm}^3$$

9. Atom radiusu:

$$R_a \approx 10^{-8} \text{ sm}$$

10. Nüvə radiusu:

$$R_n = (2 \div 8) \cdot 10^{-13} \text{ sm}$$

11. Bor maqnetonu:

$$M_B = e\hbar / 2m_e c = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ C/Tl}$$

12. Nüvə Bor maqnetonu:

$$\mu_B = e\hbar/2m_p c = M_B/1836 = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ C/Tl}$$

13. *Neytronun kütləsi:*

$$m_n \approx 1838,6 m_e = 1,008665 \text{ a.k.ə} = 939,55 \text{ MeV}$$

14. *Protonun kütləsi:*

$$m_p \approx 1836,1 m_e = 1,007276 \text{ a.k.ə} = 938,26 \text{ MeV}$$

15. *Elektronun kütləsi:*

$$m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ q} = 0,511 \text{ MeV}$$

16. *Elektronun yükü:*

$$e \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$$

17. *Protonun maqnit momenti:*

$$\mu_p = 2,79 \mu_B$$

18. *Neytronun maqnit momenti:*

$$\mu_n \approx -1,91 \mu_B$$

19. *Elektronun maqnit momenti:*

$$\mu_e \approx 1 \mu_B$$

20. *Nüvədə bir nuklona düşən orta əlaqə enerjisi:*

$$\bar{E} = \overline{E_s/A} \approx 8 \text{ MeV}$$

21. *Bolsman sabiti:*

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ C/dər}$$

22. *Avoqadro ədədi:*

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ (1/mol)}$$

23. *Atom kütlə vahidi:*

$$1 \text{ a.k.v.} = \frac{1}{12} M_a({}_6\text{C}^{12}) = 1/N_A \approx 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ q} \approx 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ C} \approx 931,5 \text{ MeV}$$

ӘДӘБИҮҮАТ

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. М., Энергоатомиздат, 1983
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М., Наука, 1972.
3. Колпанов П.Е. Основы Ядерной физики. М., Просвещение, 1964.
4. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. М., Физматгиз, 1958.
5. Маляров В.В. Основы теории атомного ядра М., Физматгиз, 1959.
6. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра. Ядерные модели. М., Атомиздат, 1981
7. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика, част 2. М., Наука, 1989.
8. Ситенько А.Г., Тартаковский В.К. Лекции по теории ядра. М., Атомиздат, 1972
9. Немировский П.Э. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.
10. Ферми Э. Ядерная физика. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
11. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э.Сегре. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
12. Арцимович Л.А. Управляемые тероядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
13. Гепперт-Майер М., Непсен И.Г.Д. Элементарная теория ядерных оболочек. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
14. Бете Г., Моррисон Ф. Элементарная теория ядра. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
15. Айзенбуд Л., Вигнер Е. Структура ядра. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
16. Престон М. Физика ядра. Пер. с англ. М., Мир, 1964.

MÜNDƏRİCAT

Ön söz	3
Giriş	4
I FƏSİL. ATOM NÜVƏSİNİN ƏSAS XASSƏLƏRİ	
§ 1. Nüvənin kütlə ədədi və elektrik yükü	14
§ 2. Nüvələrin kütləsi	17
§ 3. Nüvələrin əlaqə enerjisi	25
a) Nüvələrin kütlələrinin A və Z görə paylanması	30
b) Nüvənin əlaqə enerjisinin başqa növləri	34
§ 4. Nüvənin ölçüləri	36
a) α - zərrəciklərin nüvələrdən səpilməsi	37
b) α - parçalanmadakı "enerji-yaşama müddəti" münasibəti	39
c) Sürətli neytronların nüvələrdən səpilməsi	39
ç) Yarımempirik düsturun təhlili	40
d) μ - mezoatomların rentgen şüalanmasının tədqiqi	41
e) Sürətli elektronların nüvələrdən səpilməsi	43
ə) Nəticələrin müqayisə edilməsi	43
§ 5. Nüvənin spini və maqnit momenti	46
a) İfrat incə quruluşun tədqiqi	49
b) Zeyman və Paşen-Bak effektləri	53
c) Nüvə maqnit rezonansı	55
ç) Rabi maqnit rezonans üsulu	59
d) Nüvələrin maqnit momentləri. Alınan nəticələrin araşdırılması	61
e) Nüvələrin spini və maqnit momenti üçün Şmidt modeli	65
§ 6. Cütlük. Cütlüyün saxlanma qanunu	70
§ 7. Nüvənin elektrik dipol və kvadrupol momentləri	75
§ 8. İzotopik spin	83

II FƏSİL. ATOM NÜVƏSİNİN MODELLƏRİ

§ 1. Nüvə haqda model təsəvvürlərinin labüdlüyü	90
§ 2. Nüvənin damcı modeli	94
§ 3. Nüvə Fermi qazı modeli	99
§ 4. Nüvə örtük modeli	101
§ 5. Nüvənin ümumiləşmiş modeli	120

III FƏSİL. RADİOAKTİVLİK

§ 1. Ümumi məlumat	130
§ 2. Radioaktiv parçalanmanın əsas qanunları	132
§ 3. Radioaktiv ailələr	140
§ 4. α -parçalanma	143
§ 5. β -parçalanma	157
§ 6. β -parçalanmada cütlüyün saxlanması qanununun pozulması	169
§ 7. γ - şüalanma	172
§ 8. Messbauer effekti	186

IV FƏSİL. NÜVƏ REAKSİYALARI

§ 1. Nüvə reaksiyaları haqda ümumi məlumat	196
§ 2. Nüvə reaksiyaları üçün saxlanma qanunları	197
§ 3. Nüvə reaksiyasının effektiv kəsiyi	202
§ 4. Dəqiq müvazinət prinsipi	207
§ 5. Nüvə reaksiya mexanizmləri	209
a) Aralıq nüvə mexanizmi	211
b) Birbaşa nüvə reaksiyaları	219
c) Fotonüvə və elektronüvə reaksiyaları	223
ç) Nüvə reaksiyalarının optik modeli	230

V FƏSİL. NÜVƏLƏRİN BÖLÜNƏSİ VƏ TERMONÜVƏ REAKSİYALARI

§ 1. Bölünmənin kəşfi tarixi və əsas xassələri	234
--	-----

§ 2. Bölünmə məhsulları və bölünmədə ayrılan enerji	237
§ 3. Bölünmənin elementar nəzəriyyəsi	239
§ 4. Asimmetrik və özbaşına bölünmə	250
§ 5. Bölünmə enerjisindən istifadə olunma imkanı	252
§ 6. Bölünmə effektiv kəsiyi və zəncirvari bölünmə prosesinin praktiki alınması	255
§ 7. Termonüvə reaksiyaları	261
§ 8. İdarə olunan sintez problemi	266
§ 9. Günəş və ulduzların enerji mənbələri	268

VI FƏSİL. NÜVƏ QÜVVƏLƏRİ

§ 1. Nüvə qüvvələrinin öyrənilməsi üsulları	272
§ 2. Deyton nüvəsi	275
§ 3. Deytonun elementar nəzəriyyəsi	278
§ 4. Aşağı enerjilərdə neytron-proton səpilməsi	285
§ 5. Aşağı enerjilərdə proton-proton səpilməsi	288
§ 6. Yüksək enerjilərdə nuklon-nuklon səpilməsi	290
§ 7. Nüvə qüvvələrinin mezon nəzəriyyəsi	295

ƏLAVƏLƏR

Əsas fiziki sabitlər	305
Ədəbiyyat	307