

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Fizikos fakultetas

Mokomoji atomo ir branduolio fizikos laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 12

**BETA DALELIŲ ENERGIJOS SPEKTRO MATAVIMAS
MAGNETINIŲ SPEKTROMETRU**

Parengė A. Poškus

2025-03-31

Turinys

Darbo tikslas	2
1. Užduotys	2
2. Kontroliniai klausimai	2
3. Darbo teorija	3
3.1. Branduolio sandara. Izotopai	3
3.2. Branduolinės jėgos savybės	4
3.3. Branduolio masė ir ryšio energija	5
3.4. Sluoksninis branduolio modelis	8
3.5. Pagrindinės sąveikos	9
3.6. Radioaktyvumo sąvoka. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis	11
3.7. Beta skilimas	14
3.7.1. <i>Beta skilimo rūšys</i>	14
3.7.2. <i>Branduolio stabilumas beta skilimo atžvilgiu</i>	15
3.7.3. <i>Beta dalelių energijos spektras</i>	16
3.7.4. <i>Beta skilimo atrankos taisyklės</i>	19
3.7.5. <i>Leidžiamųjų ir draudžiamųjų beta skilimų spartos palyginimas</i>	20
3.8. Gama spinduliavimo ir vidinės konversijos sąvokos	21
4. Tyrimo metodika	23
4.1. Magnetinio spektrometro veikimo principas	23
4.2. Beta skilimo energijos nustatymas pagal išmatuotą spektrą	25
4.3. Darbo priemonės ir matavimo tvarka	26
4.4. Matavimo duomenų analizė	27

Darbo tikslas

Patikrinti beta dalelių energijos spektro dėsningumus (spektro tolydumas, jo bendrasis pavidalas) bei elektringųjų dalelių sąveikos su magnetiniu lauku dėsningumus, kurie taikomi beta spektrometrijoje (trajektorijos forma, jos skersmens priklausomybė nuo dalelės energijos ir magnetinio lauko indukcijos). Išmatuoti itrio izotopo ^{90}Y beta skilimo energiją.

1. Užduotys

1. Išmatuoti beta dalelių, kurias spinduliuoja $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ radioaktyvusis šaltinis, energijos spektrą.
2. Nustatyti ^{90}Y beta skilimo energiją ir jos paklaidą, palyginti gautąją energijos vertę su tikrąja verte.
3. Aptarti pastebėtas beta dalelių energijos spektro ypatybes.

2. Kontroliniai klausimai

1. Iš ko sudarytas atomo branduolys? Kas yra izotopai ir izobarai?
2. Kokios yra branduolinės jėgos savybės?
3. Kas yra branduolio ryšio energija? Kaip ji susijusi su branduolio mase? Veiczekerio formulė. Kokia jos atskirų dėmenų fizikinė prasmė?
4. Kokios yra lašelinio ir sluoksninio branduolio modelių prielaidos?
5. Kas yra radioaktyvumas? Stabilumo srities sąvoka. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis. Skilimo pusamžio sąvoka.
6. Kokios yra beta skilimo rūšys?
7. Kaip nustatyti, ar duotasis branduolys yra stabilus beta skilimo atžvilgiu ir to beta skilimo rūšį?
8. Kas yra dalelių energijos spektras? Koks yra beta dalelių spektro bendrasis pavidalas (be išvedimo)? Kaip paaiškinti tokį spektro pavidalą?
9. Vidinės konversijos sąvoka. Kuo vidinės konversijos elektronų spektras skiriasi nuo β dalelių spektro? Kodėl?
10. Koks yra elektringųjų dalelių magnetinio spektrometro veikimo principas? Sąryšis tarp elektringosios dalelės energijos, magnetinės indukcijos ir trajektorijos spindulio (su išvedimu).

Literatūra:

1. Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. 544 p.
2. Horodničius H. Branduolio fizika. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 1997. p. 96 – 112.
3. Krane K. S. Introductory Nuclear Physics. New York: John Wiley & Sons, 1988. p. 272 – 323.
4. Lilley J. Nuclear Physics: Principles and Applications. New York: John Wiley & Sons, 2001. p. 38 – 42, 73 – 84.
5. Martin B. R. Nuclear and Particle Physics. New York: John Wiley & Sons, 2006. p. 76 – 79, 151 – 153.
6. Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theoretical Nuclear Physics. New York: Dover Publications, Inc., 1991. p. 670 – 684.
7. Laboratory Experiments. Phywe Systeme GmbH, 2005 (*kompaktinis diskas*).
8. List of mesons. – <http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_mesons>
9. List of baryons. – <http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_baryons>

3. Darbo teorija

3.1. Branduolio sandara. Izotopai

1911 m. anglų fiziko Ernesto Rezerfordo (*Rutherford*) tyrimai patvirtino branduolinį atomo sandaros modelį, pagal kurį visas teigiamasis atomo krūvis ir beveik visa atomo masė yra sutelkti centriniame branduolyje. Jau iš Rezerfordo rezultatų buvo nustatyta, kad atomo branduolio matmenys yra bent 4 eilėmis mažesni už viso atomo matmenis. Vėlesni tyrimai parodė, kad branduolio matmenys yra maždaug 5 eilėmis mažesni už atomo matmenis, t. y. branduolio matmenys yra 10^{-15} m eilės (atomo matmenys yra 10^{-10} m eilės). Aplink branduolį yra pasiskirstę neigiamojo elektros krūvio elektronai. Kadangi atomo pilnutinis elektros krūvis yra lygus nuliui, tai reiškia, kad branduolio elektros krūvis yra priešingas pilnutiniam elektronų krūviui. Pažymėjus elektronų skaičių neutraliajame atome raide Z , branduolio krūvis yra lygus $+Ze$, kur $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C yra elementarusis krūvis (elektrono krūvio modulis). Skaičius Z vadinamas branduolio krūvio skaičiumi arba tiesiog „branduolio krūviu“.

Būtent atomo branduolio krūvio skaičius Z (t. y. atomo elektronų skaičius) lemia atomo chemines savybes. Todėl skirtingi atomai klasifikuojami pagal branduolio krūvio skaičių Z . Atomų rūšis, kurių vienodas Z , vadinama **cheminiu elementu**. Branduolio krūvio skaičius Z lygus elemento **atominiam numeriui** (t. y. elemento eilės numeriui periodinėje elementų sistemoje).

Nors visų atomų su vienodais numeriais Z cheminės savybės yra vienodos, tačiau jų branduolių fizikinės savybės gali būti labai įvairios. Taip yra todėl, kad atomo branduolys yra sudarytas iš dviejų rūšių dalelių – protonų ir neutronų. **Protonas** – tai vandenilio atomo branduolys, vadinasi, jo krūvio skaičius lygus 1. Protono masė yra lygi $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ kg; ji yra maždaug 1840 kartų didesnė už elektrono masę ($m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg). **Neutronas** – tai neturinti elektros krūvio branduolio dalelė. Neutrono masė yra šiek tiek didesnė už protono masę: $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$ kg. Protonas ir neutronas vadinami **nukleonais**.

Taigi, norint visapusiškai apibūdinti branduolio sudėtį, reikia nurodyti du skaičius – krūvio skaičių Z (kuris lygus protonų skaičiui branduolyje) ir pilnutinį nukleonų skaičių A (kuris lygus protonų ir neutronų skaičiaus branduolyje sumai). Pažymėjus neutronų skaičių raide N , galima užrašyti

$$A = Z + N. \quad (3.1.1)$$

Nukleonų skaičius branduolyje (A) vadinamas branduolio **masės skaičiumi**, nes jis nusako branduolio masę.

Vieno elemento atomai gali turėti skirtingą masės skaičių A , t. y. skirtingą neutronų skaičių N branduolyje. Cheminio elemento atomų rūšys, kurios skiriasi tik masės skaičiumi A , yra vadinamos to elemento **izotopais**. Dauguma cheminių elementų turi kelis izotopus. Artimą žodžiui „izotopas“ prasmę turi sąvoka **nuklidai** – cheminio elemento atomų rūšis su apibrėžtais masės ir krūvio skaičiais ir su apibrėžta energija¹. Nuklidai žymimi nurodant krūvio ir masės skaičius šalia cheminio elemento žymens; masės skaičius nurodomas viršuje, o krūvio skaičius apačioje. Labiausiai paplitęs vandenilio izotopas yra ^1_1H ($Z = 1$ ir $A = 1$, t. y. neutronų skaičius lygus nuliui). Žinomi dar trys vandenilio izotopai: ^2_1H (arba ^2_1D) – sunkusis vandenilis, arba deuteris, ^3_1H (arba ^3_1T) – ultrasunkusis vandenilis, arba tritis, ir ^4_1H . Dviejų chloro izotopų pavyzdžiai yra $^{35}_{17}\text{Cl}$ ($Z = 17$, $A = 35$) ir $^{37}_{17}\text{Cl}$ ($Z = 17$, $A = 37$). Aišku, kad visiems vieno elemento izotopams krūvio skaičius Z yra vienodas, nes jis nusako duotą cheminį elementą. Todėl, skaitant nuklido žymenį, paminimas tik masės skaičius (pvz., sakoma „chloras-35“ arba „chloras-37“). Nuklidų žymenys dažnai trumpinami nenurodant krūvio skaičiaus (pvz., ^{35}Cl , ^{37}Cl).

Iš to, kas anksčiau pasakyta, išplaukia, kad vieno elemento skirtingų izotopų atomų branduoliai skiriasi neutronų skaičiumi. Šis skaičius lygus masės skaičiaus A ir krūvio skaičiaus Z skirtumui:

$$N = A - Z. \quad (3.1.2)$$

Minėtųjų chloro izotopų branduoliuose neutronų skaičius yra $N = 35 - 17 = 18$ ir $N = 37 - 17 = 20$.

Nuklidai, kurie turi vienodą sudėtį (t. y. vienodą masės skaičių A ir vienodą krūvio skaičių Z), tačiau skirtingą energiją, ir kurių energija nekinta ilgiau negu 10^{-11} s, yra vadinami **branduoliniais izomerais**. Pvz., pagrindinės būsenos nuklidai ^{137}Ba (baris-137) ir antrosios sužadintosios būsenos nuklidai $^{137\text{m}}\text{Ba}$ yra izomerai. Raidė „m“ nuklido $^{137\text{m}}\text{Ba}$ žymenyje reiškia metastabiliąją (ilgaamžę) sužadintąją būseną. Branduoliniai izomerai yra **skirtingi** nuklidai.

¹ Terminas „izotopas“ dažniausiai vartojamas žodžių junginyje „cheminio elemento izotopas“, pvz., „urano izotopas“, o žodis „nuklidai“ vartojamas kalbant apie tiksliai apibrėžtą atomų arba branduolių rūšį, pvz., sakoma, „nuklidai uranas-235 ir plutonis-239 gali dalyvauti grandininėje branduolių dalijimosi reakcijoje“.

Nuklidai, kurių masės skaičius A vienodas, tačiau krūvio skaičius Z skirtingas, vadinami **izobarais**. Pvz., cezio izotopas $^{137}_{55}\text{Cs}$ ir bario izotopas $^{137}_{56}\text{Ba}$ yra izobarai. Nuklidai, kurių neutronų skaičius (3.1.2) vienodas, vadinami **izotonais**. Pvz., chloro izotopas $^{37}_{17}\text{Cl}$ ir kalio izotopas $^{39}_{19}\text{K}$ yra izotonai.

Protonas ir neutronas turi vidinį judesio kiekio momentą – **sukinį**, kuris yra tokio paties didumo kaip ir elektrono sukinys, t. y. $1/2$. Todėl branduolys turi sukininį judesio kiekio momentą, kuris lygus nukleonų sukininių vektorinei sumai. Be to, protonas ir neutronas (taigi, ir branduolys) turi sukininį magnetinį momentą. Branduolio pilnutinį magnetinį momentą sąlygoja nukleonų sukininiai magnetiniai momentai bei jų „orbitiniai“ magnetiniai momentai, kurie susiję su nukleonų judėjimu branduolio viduje.

Laisvos būsenos neutronas yra nestabilus – jo vidutinė gyvavimo trukmė yra maždaug 15 min. Laisvos būsenos neutronas savaime virsta protonu ir elektronu ir kartu atsiranda dar viena neutralioji dalelė – **antineutrinas**. Šį virsmą galima užrašyti šitaip:



čia ^1_0n , ^1_1p , $^0_{-1}\text{e}$ ir $\bar{\nu}$ žymi atitinkamai neutroną, protoną, elektroną ir antineutrino (elektrono ir antineutrino masės skaičiai lygūs nuliui). Šis virsmas galimas ne tik esant laisvajam neutronui, bet ir tuo atveju, kai neutronas yra kai kurių nuklidų branduolių sudėtyje (tokie virsmai bus aptariami 3.7 poskyryje).

Laisvos būsenos protonas yra stabilus. Tačiau kai kurių nuklidų branduoliuose protonas gali savaime virsti neutronu ir pozitronu (žr. 3.7 poskyrį). **Pozitronas** – tai elektrono antidalelė, kurios krūvis yra priešingas elektrono krūviui, o masė yra tokia pati kaip elektrono (pozitroną galima vadinti „teigiamuoju elektronu“). Be to, protono virsmo metu atsiranda dar viena neutrali dalelė – **neutrinas**. Taigi, šį protono virsmą galima užrašyti šitaip:



čia $^0_{+1}\text{e}$ yra pozitrono žymuo, o ν yra neutrino žymuo.

Branduolys yra apytiksliai rutulio formos; jo spindulys lygus

$$R = R_0 A^{1/3}; \quad R_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m}. \quad (3.1.5)$$

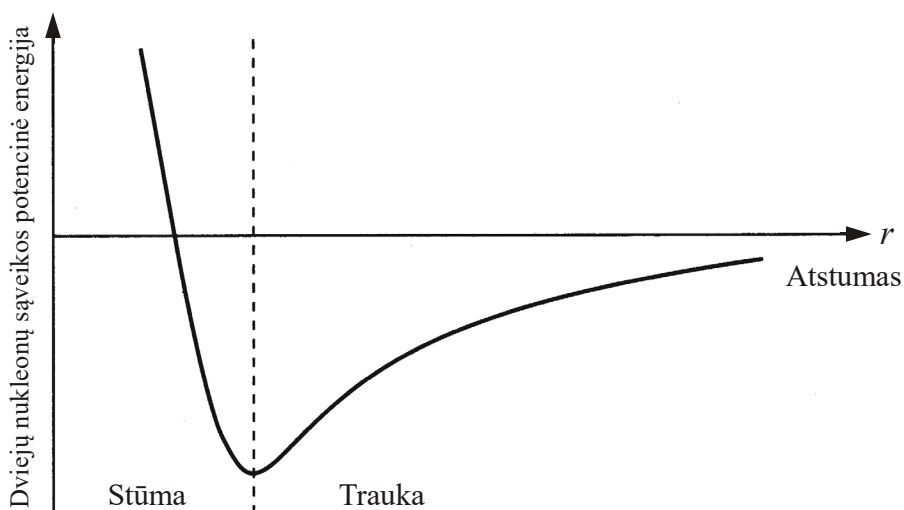
Iš šios lygybės išplaukia, kad branduolio masės skaičius A yra proporcingas branduolio tūriui. Tai reiškia, kad visų branduolių medžiagos tankis yra apytiksliai vienodas ir lygus

$$\rho_{\text{br}} \approx 10^{17} \text{ kg/m}^3. \quad (3.1.6)$$

3.2. Branduolinės jėgos savybės

Branduolio savybes lemia tarp jo nukleonų veikiančios jėgos. Jau vien iš branduolio egzistavimo aišku, kad tarp branduolio nukleonų veikia stipri traukos jėga, kuri atsveria protonų Kulono stūmą. Šią jėgą, kuri išlaiko branduolio nukleonus vieną šalia kito, vadinsime **branduoline jėga**. Branduolinės jėgos matematinė išraiška yra labai sudėtinga, todėl branduolio sandaros modeliai dažniausiai remiasi empirinėmis formulėmis. Toliau šiame apraše branduolinės jėgos tikslusis pavidalas nebus svarbus. Paminėsime tik kelias pagrindines branduolinės jėgos savybes, kurios yra svarbios norint suprasti branduolio sandarą:

1. Branduolinė trauka tarp nukleonų yra **artiesiškė**, t. y. ji pasireiškia tik tada, kai atstumas tarp nukleonų yra labai mažas (10^{-15} m eilės).
2. Branduolinė jėga nėra vien tik traukos jėga: ji turi ir stūmos komponentę, kuri pradeda vyrauti, kai atstumas tarp nukleonų sumažėja iki maždaug $0,5 \cdot 10^{-15}$ m. Dviejų nukleonų potencinės energijos priklausomybė nuo atstumo tarp jų yra pavaizduota 1 pav. Matome, kad ši priklausomybė turi minimumą. Esant tokiam atstumui tarp nukleonų, branduolinės jėgos traukos ir stūmos komponentės yra vienodo modulio (tačiau priešingų ženklų). Tai yra pusiausvirasis atstumas tarp gretimų nukleonų. Taigi, atstumai tarp gretimų nukleonų branduolyje yra apytiksliai vienodi. Todėl pasireiškia branduolinės jėgos **soties** savybė: kiekvieno nukleono (išskyrus branduolio paviršiuje esančius nukleonus) potencinė energija dėl sąveikos su kitais jį supančiais nukleonais yra apytiksliai vienoda visuose branduoliuose. Taip yra dėl to, kad kiekvienas vidinis branduolio nukleonas yra apsuptas vienodo skaičiaus kitų nukleonų, kurie yra maždaug vienodu atstumu nuo centrinio nukleono. Vienas iš šios soties požymių – tai anksčiau minėtas apytikslis branduolio medžiagos tankio pastovumas. Šia prasme branduolys yra panašus į skysčio lašą: atstumai tarp skysčio molekulių taip pat yra apytiksliai pastovūs, todėl skysčio molekulių vidutinė potencinė energija ir skysčio tankis nepriklauso nuo lašo dydžio.



1 pav. Dviejų nukleonų sąveikos potencinės energijos priklausomybė nuo atstumo tarp jų. Esant pakankamai dideliui atstumui r , tarp nukleonų veikia traukos jėga, kuri mažina potencinę energiją mažėjant r . Esant mažesniems atstumams ($r \leq 0,5 \cdot 10^{-15}$ m), pradeda veikti stūmos jėga, kuri didina potencinę energiją mažėjant r . Potencinės energijos minimumas atitinka pusiausvirąjį atstumą, kuriame traukos ir stūmos jėgos tiksliai kompensuoja viena kitą

3. Branduolinei jėgai yra būdinga **krūvinė simetrija**, t. y. dviejų duotos būsenos neutronų branduolinės sąveikos jėga yra tiksliai lygi dviejų tokių pačių būsenų protonų branduolinės sąveikos jėgai.
4. Branduolinė jėga beveik nepriklauso nuo krūvio, t. y. *bet kurių* dviejų duotos būsenos nukleonų (dviejų neutronų, dviejų protonų arba neutrono ir protono) sąveikos jėga yra beveik vienoda. Taigi, nepriklausomybė nuo krūvio yra stipresnis reikalavimas negu anksčiau minėta krūvinė simetrija.
5. Branduolinė jėga priklauso nuo kampo tarp nukleonų sukinių. Empiriškai nustatyta, kad neutrono ir protono sukinių kryptys surištojoje neutrono ir protono sistemoje – deuterio branduolyje (deutone) – yra vienodos (sukinio kvantinis skaičius $S = 1$). Surištoji dviejų nukleonų sistema, kurioje $S = 0$, neegzistuoja. Tai rodo, kad dviejų vienodos sukinio krypties nukleonų (kai $S = 1$) vidutinė traukos jėga yra stipresnė už dviejų priešingų sukinio krypties nukleonų (kai $S = 0$) sąveikos jėgą. Neutrono ir protono sukiniai lygūs $1/2$, todėl jiems galioja Paulio draudimo principas. Tai reiškia, kad dviejų vienodos erdvinio judėjimo būsenos *vienodų* nukleonų (dviejų neutronų arba dviejų protonų) sukinių kryptys turi būti priešingos ($S = 0$). Dviejų vienodos erdvinio judėjimo būsenos *skirtingų* nukleonų (neutrono ir protono) sukinių kryptys gali būti ir vienodos, ir priešingos, nes Paulio draudimo principas galioja tik tada, kai dalelės yra vienodos. Todėl, atsižvelgus į pirmiau minėtą dviejų nukleonų traukos jėgos priklausomybę nuo kampo tarp jų sukinių, gaunama, kad *vidutinė* neutrono ir protono traukos jėga branduolyje yra didesnė negu vidutinė dviejų neutronų arba dviejų protonų traukos jėga. Šios dvi jėgos skiriasi maždaug du kartus.
6. Dviejų nukleonų branduolinės sąveikos jėga priklauso nuo kampo tarp abiejų nukleonų pilnutinio sukinio vektoriaus $\mathbf{L}_S$ ir jų reliatyviojo judėjimo judesio kiekio momento vektoriaus $\mathbf{L}$. Jėgos komponentė, kuri nusako šią priklausomybę, yra vadinama sukinio ir orbitos sąveikos jėga. Ji yra proporcinga skaliarinei sandaugai $\mathbf{L} \cdot \mathbf{L}_S$.

3.3. Branduolio masė ir ryšio energija

Apie nukleonų tarpusavio ryšio stiprumą galima spręsti iš vadinamosios branduolio ryšio energijos. Branduolio **ryšio energija** E_R – tai darbas, kurį reikia atlikti norint suskaldyti branduolį į atskirus nukleonus. Iš energijos tvermės dėsnio išplaukia, kad, susidarant iš atskirų nukleonų branduoliui, turi išsiskirti toks pats energijos kiekis, kokį reikia išiekvoti tam, kad jis būtų suskaldytas į nukleonus.

Tiksliai išmatavus branduolių mases, nustatyta, kad branduolio masė M visada keliomis dešimtosiomis procento mažesnė už jį sudarančių nukleonų masių sumą. T. y. branduolio masę galima išreikšti šitaip:

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m; \quad (3.3.1)$$

čia m_p yra protono masė, m_n yra neutrono masė, o Δm yra branduolio **masės defektas**. Šį branduolio masės sumažėjimą galima paaiškinti ryšio energijos išsiskyrimu susidarant branduoliui. Pagal energijos ir masės

sąryšį ($E = mc^2$), jeigu, susidarant branduoliui, išsiskiria ryšio energija E_R , tada branduolio masė sumažėja dydžiu

$$\Delta m = E_R / c^2. \quad (3.3.2)$$

Vadinasi, remiantis išmatuotąja masės defekto Δm verte, galima nustatyti ryšio energiją E_R :

$$E_R = \Delta mc^2. \quad (3.3.3)$$

Išreiškę Δm iš (3.3.1) ir įrašę į (3.3.3), matome:

$$E_R = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2. \quad (3.3.4)$$

Praktikoje branduolio ryšio energija dažniausiai matuojama megaelektronvoltais (MeV):

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 10^6 \cdot 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,6022 \cdot 10^{-13} \text{ J},$$

o elementariųjų dalelių masė dažniausiai išreiškiama **atominiais masės vienetais** (a.m.v.):

$$1 \text{ a.m.v.} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ kg}.$$

Tikslios protono, neutrono ir elektrono masės atominiais masės vienetais yra:

$$m_p = 1,007285 \text{ a.m.v.}, \quad m_n = 1,008665 \text{ a.m.v.}, \quad m_e = 5,48578 \cdot 10^{-4} \text{ a.m.v.}$$

Toliau (3.3.4) formulę užrašyta tokiu pavidalu, kad ji iš karto parodo ryšio energijos vertę megaelektronvoltais, kai protono, neutrono ir branduolio masės išreikštos atominiais masės vienetais:

$$E_R = 931.1 \cdot [Zm_p + (A - Z)m_n - M]. \quad (3.3.5a)$$

Šioje formulėje vietoj protono masės m_p galima imti vandenilio *atomo* masę $m_H = 1,007825 \text{ a.m.v.}$, o vietoj branduolio masės M galima įrašyti atomo masę M_a , nes, atlikus šiuos du pakeitimus, Z elektronų masės susiprastina (visų elementų įvairių izotopų atomų masių tiksliai vertės galima rasti, pvz., [3] ir [4] knygoje ir tinklalapyje <<http://amdc.in2p3.fr/web/mass95.html>>). Taigi, kitu pavidalu branduolio ryšio energijos išraišką (3.3.5a) galima užrašyti šitaip:

$$E_R = 931.1 \cdot [Zm_H + (A - Z)m_n - M_a]. \quad (3.3.5b)$$

Kita sąvoka, kuri turi didelę praktinę vertę, yra **savitoji ryšio energija** δE_R – ryšio energija, atitinkanti vieną nukleoną:

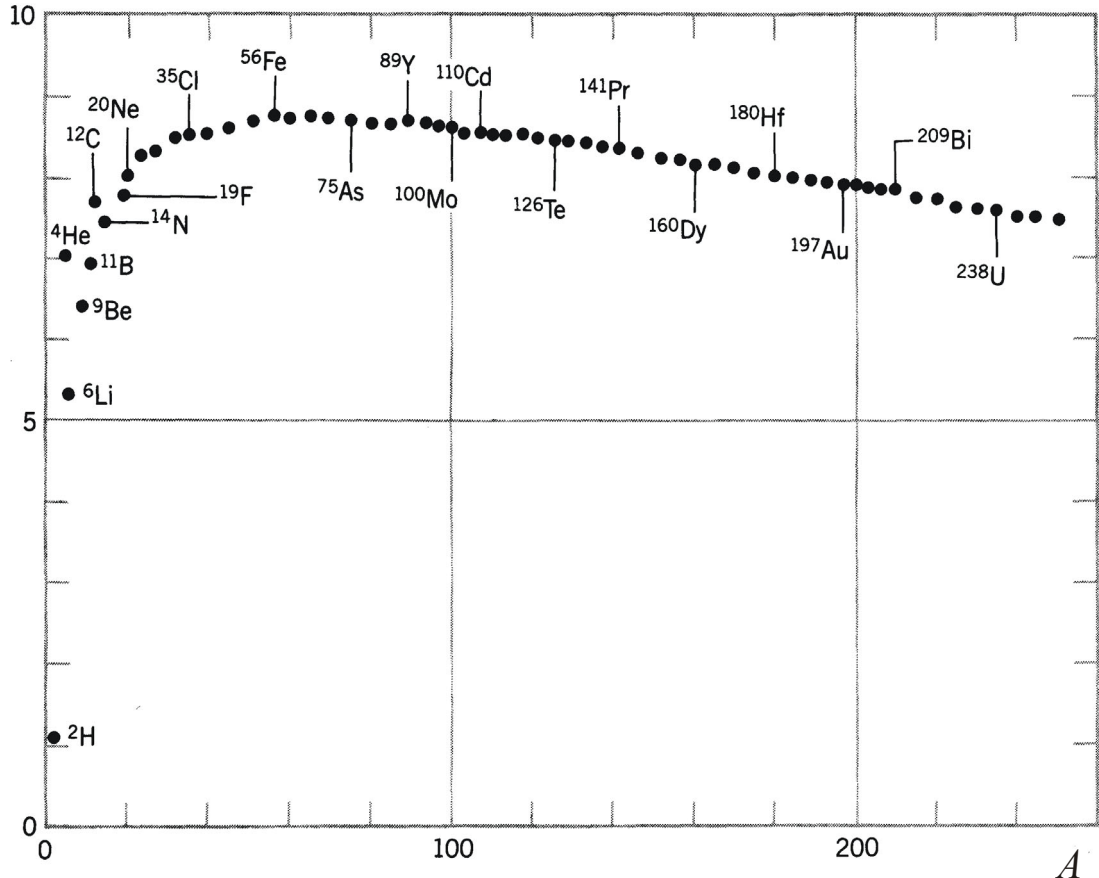
$$\delta E_R = \frac{E_R}{A} = \frac{931.1}{A} \cdot [Zm_p + (A - Z)m_n - M]. \quad (3.3.6)$$

2 pav. matome, kad skirtingų branduolių savitosios ryšio energijos šiek tiek skiriasi. Didėjant branduolio masės skaičiui A , savitoji ryšio energija iš pradžių padidėja, o paskui pradeda lėtai mažėti. Didžiausia savitoji ryšio energija yra periodinės sistemos viduryje esančių elementų atomų branduolių (šių elementų atominiai numeriai Z yra tarp 40 ir 60). Šie branduoliai yra stabiliausi. Be to, akivaizdu, kad vidutinių ir sunkiųjų branduolių ($A > 20$) savitosios ryšio energijos kitimo ribos yra palyginti siauros: $\delta E_R = (7,5 - 9) \text{ MeV}$. Šis apytikslis δE_R pastovumas rodo, kad traukos jėgai, kuri veikia tarp nukleonų, yra būdinga **sočių** savybė: kiekvienas branduolio nukleonas sąveikauja tik su gretimais nukleonais, įsotindamas savo ryšius (jeigu nukleonas sąveikautų su visais likusiais branduolio nukleonais, tada ryšio energija būtų apytiksliai proporcinga nukleonų *porų* skaičiui, t. y. $A(A-1)/2 \approx A^2/2$, todėl savitoji ryšio energija būtų proporcinga A). Vadinasi, branduolinės traukos jėga yra **artiesiškė**: jos veikimo atstumas yra nukleono matmenų eilės, t. y. 10^{-15} m .

Staugus δE_R sumažėjimas mažėjant A (žr. 2 pav.) aiškinamas tuo, kad branduolio paviršiuje esantys nukleonai nepilnai įsotina savo ryšius. Aišku, kad šis savitosios ryšio energijos sumažėjimas yra tuo ryškesnis, kuo didesnė nukleonų dalis yra branduolio paviršiuje, t. y. kuo lengvesnis branduolys. Tačiau greitas δE_R mažėjimas mažėjant A yra tik apytikslis. Mažų A srityje yra keli maksimumai, kurie siekia (7–8) MeV. Šie maksimumai atitinka branduolius, kurių masės skaičius A dalijasi iš 4, o krūvio skaičius Z yra lyginis: ${}^4_2\text{He}$, ${}^8_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{Be}$, ${}^{16}_8\text{O}$. Taigi, nukleonams branduolyje „energiškai naudinga“ jungtis į ketvertus „2 protonai + 2 neutronai“ (ši keturių nukleonų sistema – tai helio branduolys).

Didėjant A , savitoji ryšio energija δE_R lėtai mažėja (žr. 2 pav.). Sunkiausio gamtinio elemento ${}^{238}_{92}\text{U}$ δE_R vertė lygi 7,5 MeV. Šis nedidelis sumažėjimas aiškinamas protonų elektrostatische (Kulono) stūma. Kadangi Kulono jėga yra toliasiekė, kiekvienas protonas sąveikauja su visais likusiais branduolio protonais, todėl šios sąveikos energija proporcinga protonų porų skaičiui $Z(Z-1)/2 \approx Z^2/2$, t. y. ji didėja greičiau negu protonų traukos energija, kuri proporcinga Z . Protonų Kulono stūmos energija yra teigiama, t. y. ji didina branduolio masę ir mažina masės defektą Δm bei ryšio energiją E_R .

Atsižvelgus į visus veiksnius, nuo kurių priklauso branduolio ryšio energija E_R , gaunama pusempirė branduolio ryšio energijos formulė, kurią 1935 m. suformulavo vokiečių fizikas Karlas fon Veiczekeris (*Weizsäcker*):

$\delta E_R / \text{MeV}$


2 pav. Savitosios ryšio energijos priklausomybė nuo branduolio masės skaičiaus A iš [3]

$$E_R = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z(Z-1)A^{-1/3} - \eta(N-Z)^2 A^{-1} + C. \quad (3.3.7)$$

Ši formulė vadinama **Veiczekerio formule**. Koeficientų vertės šioje formulėje buvo nustatytos empiriškai:

$$\alpha = 15,5 \text{ MeV}, \quad \beta = 16,8 \text{ MeV}, \quad \gamma = 0,72 \text{ MeV}, \quad \eta = 23 \text{ MeV},$$

$$C = \begin{cases} +\Delta & \text{jeigu } Z \text{ ir } N \text{ lyginiai,} \\ 0 & \text{jeigu } A \text{ nelyginis,} \\ -\Delta & \text{jeigu } Z \text{ ir } N \text{ nelyginiai;} \end{cases} \quad \Delta \approx \frac{34}{A^{3/4}} \text{ MeV}.$$

Ši formulė yra apytikslė, ir pagal ją apskaičiuota ryšio energijos vertė gali skirtis nuo tikrosios keliomis dešimtosiomis MeV. Toliau paaiškintas kiekvieno Veiczekerio formulės (3.3.7) dėmens vaidmuo:

- 1) Pirmasis dėmuo nusako ryšio energijos dalį, kurią lemia įsotinti ryšiai. Šis dėmuo proporcingas nukleonų skaičiui A , nes manoma, kad kiekvienas nukleonas yra apsuptas vienodo skaičiaus gretimų nukleonų.
- 2) Antrasis dėmuo atspindi paviršinius efektus: branduolio paviršiuje esantys nukleonai neviseškai įsotina savo ryšius, todėl iš energijos, kurią numato pirmasis dėmuo, reikia atimti energiją, kuri atitinka „laisvuosius“ ryšius. Ši pataisa yra proporcinga branduolio paviršiuje esančių nukleonų skaičiui. Šis skaičius yra proporcingas branduolio paviršiaus plotui. Kadangi branduolys yra apytiksliai rutulio formos, jo paviršiaus plotas yra proporcingas $A^{2/3}$.
- 3) Trečiasis dėmuo nusako protonų Kulono stūmos energiją. Ši energija yra proporcinga protonų porų skaičiui $Z(Z-1)/2$, ir atvirkščiai proporcinga vidutiniam atstumui tarp dviejų protonų vienoje poroje, t. y. branduolio matmenims. Pagal (3.1.5) branduolio matmenys yra proporcingi $A^{1/3}$.
- 4) Ketvirtasis dėmuo – tai **simetrijos dėmuo**. Jis atspindi nukleonų energijos pataisą, kuri atsiranda dėl dviejų veiksnių: (a) protono ir neutrono vidutinės potencinės energijos (kuri yra neigiama) modulis yra didesnis už dviejų vienodų nukleonų sąveikos vidutinės potencinės energijos modulį (žr. 3.2 poskyris, branduolinės jėgos savybė Nr. 5); (b) didėjant skirtumui tarp protonų skaičiaus Z ir neutronų skaičiaus N ir esant tam pačiam A , didėja nukleonų pilnutinė kinetinė energija (tai išplaukia iš Paulio draudimo principo ir branduolio sluoksninio modelio, kuris bus aprašytas 3.4 poskyryje). Kadangi branduolio

ryšio energija yra priešinga nukleonų pilnutinės potencinės energijos ir pilnutinės kinetinės energijos sumai, tai potencinės arba kinetinės energijos padidėjimas pasireiškia ryšio energijos sumažėjimu.

- 5) Penktasis dėmuo („porų dėmuo“) atspindi vienodų nukleonų tendenciją jungtis į poras, kuriose abiejų nukleonų orbitinio judėjimo būsenos yra vienodos, o sukiniai yra priešingi. Susidarius tokiai porai, nukleonų orbitinės banginės funkcijos labiau persikloja negu tuo atveju, kai nukleonų orbitinės banginės funkcijos yra skirtingos, todėl nukleonai daugiau laiko praleidžia arti vienas kito ir ryšio energija padidėja. Stabiliausi yra vadinamieji **lyginiai-lyginiai branduoliai**, kurių abu skaičiai Z ir N yra lyginiai (tada visi nukleonai yra „susiporavę“), ne tokie stabilūs yra branduoliai, kuriuose A nelyginis (tada, kad būtų optimali konfigūracija, trūksta vieno nukleono arba vienas nukleonas yra atliekamas) ir dar nestabilesni yra vadinamieji **nelyginiai-nelyginiai branduoliai**, kurių abu skaičiai Z ir N yra nelyginiai (tada, kad būtų optimali konfigūracija, trūksta vieno protono ir vieno neutrono).

3.4. Sluoksninis branduolio modelis

Pagrindinės kliūtys, trukdančios sukurti nuoseklią branduolio teoriją, yra šios:

- iki šiol nėra žinoma tikslioji dviejų nukleonų branduolinės sąveikos jėgos matematinė išraiška (egzistuoja tik apytiksliai pusempiriai tos sąveikos modeliai);
- net ir naudojant apytikslę dviejų nukleonų sąveikos jėgos išraišką, kvantinės mechanikos lygtys, kurios aprašo daugelio branduolių sudarančių nukleonų tarpusavio sąveiką, yra pernelyg sudėtingos, kad jas būtų galima išspręsti;
- dėl stiprios sąveikos tarp gretimų nukleonų reikia atsižvelgti į jų kolektyvinį judėjimą; tačiau nukleonų branduolyje nėra tiek daug, kad branduolį būtų galima laikyti ištisine terpe.

Todėl atomo branduolio teorija remiasi modeliais, kuriuose branduolys pakeičiamas tam tikra modeline fizikine sistema, kuri pakankamai gerai atspindi kai kurias branduolio savybes ir kartu sudaro sąlygas, kad tos savybės būtų pakankamai paprastai matematiškai aprašytos.

Branduolio fizikoje naudojamus branduolio modelius galima suskirstyti į dvi grupes: viendalelius modelius ir kolektyvinius modelius. Viendaleliuose modeliuose laikoma, kad kiekvienas branduolio nukleonas juda efektyviai visų kitų nukleonų jėgų lauke. Kolektyviniai modeliai aprašo didelio skaičiaus tarpusavyje susijusių dalelių judėjimą.

Labiausiai paplitęs viendalelis branduolio modelis yra sluoksninis modelis, o labiausiai paplitęs kolektyvinis modelis yra lašelinis modelis. **Lašelinis branduolio modelis** grindžiamas kai kuriais branduolio ir įelektrinto skysčio lašo panašumais. Šie panašumai atsiranda dėl to, kad jėga, kuri sieja branduolio nukleonus vieną su kitu, yra artieskė (žr. 3.2 ir 3.3 poskyrius) kaip ir skysčio molekulių sąveikos jėga. Be to, iš (3.1.5) išplaukia, kad skirtingų branduolių medžiagos tankis yra vienodas, t. y. branduolio medžiaga kaip ir skystis yra praktiškai nespūdi.

Remiantis lašelinio branduolio modeliu, galima paprastai paaiškinti pirmuosius tris Veiczekerio formulės (3.3.7) dėmenis. Pvz., antrasis dėmuo, kuris proporcingas branduolio paviršiaus plotui, gali būti laikomas paviršiaus laisvąja energija, kuri atsiranda dėl paviršiaus įtempio (**paviršiaus įtempis** – tai darbas, kurį reikia atlikti padidinant paviršiaus plotą vienetu, o **paviršiaus laisvoji energija** – tai paviršiaus įtempio ir paviršiaus ploto sandauga).

Lašelinis modelis taikomas branduolinių reakcijų teorijoje bei aiškinant sunkiųjų branduolių dalijimosi procesą. Įsiskverbus nukleonui į branduolį, dėl branduolio medžiagos mažo spūdimumo prasideda nukleonų kolektyvinis judėjimas, kurio metu branduolys deformuojasi nekintant jo tūriui. Protonų Kulono stūmos jėga stengiasi padidinti deformaciją, o paviršiaus įtempio jėga stengiasi grąžinti branduoliui rutulio formą. Kuo didesnis branduolio krūvio skaičius Z , tuo didesnis Kulono jėgų vaidmuo ir tuo lengviau branduoliui dalytis.

Sluoksninis branduolio modelis remiasi prielaida, kad tikrąsias jėgas, kurios veikia tarp nukleonų, galima pakeisti viena centrine jėga, kuri yra bendra visiems nukleonams. Šis jėgų laukas priklauso nuo visų nukleonų būsenų ir koordinacių, o nukleonų būsenos savo ruožtu priklauso nuo juos veikiančių jėgų. Taigi, tarp nukleonų veikiančio jėgų lauko ir nukleonų būsenų egzistuoja „grįžtamasis ryšys“. Tokiais atvejais jėgų laukas vadinamas „suderintiniu lauku“. Apibrėžus suderintinį lauką, daugelio dalelių judėjimo uždavinys virsta vienos dalelės judėjimo uždaviniu.

Pagal sluoksninį branduolio modelį branduolio nukleonų orbitinio judėjimo kvantinės būsenos („orbitos“) sudaro sluoksnius taip pat kaip ir atomo elektronų orbitos. Kiekvieną sluoksnį atitinka grupė artimų energijos lygmenų. Skiriami **protonų sluoksniai** ir **neutronų sluoksniai**. Gretimų sluoksnių energijų skirtumas yra ~ 10 MeV. Palyginimas – atstumas tarp bet kurių dviejų vandenilio atomo energijos lygmenų visada yra mažesnis už 13,6 eV. Taigi, atstumai tarp branduolio energijos lygmenų yra daug

kartų (3–6 eilėmis) didesni už atstumus tarp atomo energijos lygmenų. Taip yra dėl to, kad branduolio matmenys yra daug mažesni už atomo matmenis, o tipiški intervalai tarp potencialo duobėje esančios dalelės energijos lygmenų yra apytiksliai atvirkščiai proporcingi potencialo duobės matmenų kvadratui.

Kadangi branduolio sluoksniniame modelyje kiekvienas nukleonas juda centriniame jėgų lauke, tai nukleono kvantinė būsena (energijos lygmuo) apibūdinama keturiais kvantiniais skaičiais kaip ir atomo elektrono būsena. Trys iš tų keturių kvantinių skaičių turi tą pačią prasmę kaip ir atomo fizikoje: tai yra orbitinio judesio kiekio momento kvantinis skaičius l , pilnutinio judesio kiekio momento kvantinis skaičius j ir pilnutinio judesio kiekio projekcijos (magnetinis) kvantinis skaičius m_j . Ketvirtasis kvantinis skaičius (n) turi kitą prasmę, nors jo vaidmuo yra toks pat: jis leidžia atskirti vieną nuo kitos kvantines būsenas su vienodais kvantinių skaičių trejetais (l, j, m_j). Atomo fizikoje kvantinis skaičius n vadinamas „pagrindiniu kvantiniu skaičiumi“ ir atlieka elektronų sluoksnio numerio vaidmenį, o l vertė yra apribota iš viršaus dydžiu $n - 1$. Branduolio fizikoje kvantinis skaičius n nėra nukleonų sluoksnio numeris, o l didžiausioji vertė nėra susijusi su n . Nukleono energijos lygmenų klasifikacijoje kvantinis skaičius n reiškia nukleono būsenos su duotaisiais kvantiniais skaičiais l, j ir m_j numerį skaičiuojant energijos didėjimo kryptimi. Kaip ir elektrono energija atome, nukleono energija branduolyje nepriklauso nuo m_j , išskyrus atvejus, kai egzistuoja išorinis magnetinis laukas. Todėl, nusakant nukleono energijos lygmenį, dažniausiai pakanka nurodyti tik kvantinių skaičių trejetą (n, l, j). Vartojami tokie patys žymenys kaip ir atomo fizikoje, t. y. vietoj l verčių 0, 1, 2, 3, 4, ... rašomos raidės s, p, d, f, g, o kvantinio skaičiaus j vertė nurodoma apatinio indekso pavidalu. Pvz., žymuo $2d_{5/2}$ reiškia protono arba neutrono energijos lygmenį, kuris atitinka $n = 2$, $l = 2$ ir $j = 5/2$ (vertė $n = 2$ nurodo, kad egzistuoja vienas mažesnės energijos lygmuo su $l = 2$ ir $j = 5/2$; pastarasis lygmuo žymimas $1d_{5/2}$).

Nukleono energijos lygmenis ir juos atitinkančius kvantinius skaičius n, l ir j galima gauti išsprendus branduolio suderintiniame lauke judančio nukleono Šrėdingerio lygtį. Kad toks sprendimas būtų galimas, reikia žinoti nukleono potencinę energiją $U(r)$. Šios potencinės energijos ypatybė yra ta, kad į ją turi įeiti dėmuo, kuris nusako sukinio ir orbitos sąveiką. Taip yra todėl, kad sukinio ir orbitos sąveikos vaidmuo branduolyje yra daug svarbesnis negu atome. Atome ši sąveika pasireiškia tik maža energijos pataisa, kuri neturi įtakos energijos lygmenų sekai. Tuo tarpu branduolyje sukinio ir orbitos sąveika turi didelę įtaką nukleonų energijos lygmenų grupavimui į sluoksnius.

Taikant sluoksninį branduolio modelį, galima apskaičiuoti ir būsenų lyginumus. **Būsenos lyginumas** nusako kvantinės sistemos (pvz., atomo arba branduolio) banginės funkcijos simetriją inversijos atžvilgiu (inversija – tai visų sistemos dalelių spindulių vektorių kryptų pakeitimas į priešingą, nekeičiant spindulio vektoriaus modulio): lyginė funkcija nesikeičia, pakeitus spindulio vektoriaus kryptį į priešingą, o nelyginė keičia ženklą, tačiau nekeičia modulio. Jeigu būsena yra lyginė, tada sakoma, kad jos lyginumas yra +1, o jeigu nelyginė, tada jos lyginumas yra –1. Jeigu sistema yra sferiškai simetrinė (pvz., atomas arba branduolys), tada visos jos banginės funkcijos yra lyginės arba nelyginės. Jeigu branduolys turi vieną „nesuporuotąjį“ nukleoną, tada būsenos lyginumas yra lygus to nukleono banginės funkcijos lyginumui, t. y. $(-1)^l$, kur l yra nesuporuotojo nukleono orbitinio judesio kiekio momento kvantinis skaičius (tai yra sferinių harmonikų savybė). Jeigu visi nukleonai yra suporuoti, tada būsenos lyginumas yra lygus 1, o jeigu branduolys turi du nesuporuotus nukleonus, kurių kvantinis skaičius l lygus l_1 ir l_2 , tada būsenos lyginumas yra lygus $(-1)^{l_1+l_2}$. Duotosios kvantinės būsenos branduolio sukinys ir tos būsenos lyginumas vadinami „būsenos charakteristika“. Būsenos charakteristika apibrėžiama nurodant branduolio pilnutinio judesio kiekio momento (branduolio sukinio) kvantinį skaičių (J) ir lyginumą („±“) viršutinio indekso pavidalu (pvz., „ $5/2^+$ “).

3.5. Pagrindinės sąveikos

Dalelių **sąveika** – tai dalelių poveikis vienos kitai, dėl kurio pasikeičia tų dalelių būsena. Šiuo metu žinomos keturių rūšių sąveikos. Šios sąveikos silpnėjimo tvarka yra:

- 1) stiprioji sąveika,
- 2) elektromagnetinė sąveika,
- 3) silpnoji sąveika,
- 4) gravitacinė sąveika.

Visos žinomos gamtos jėgos – tai šių keturių sąveikų pasekmė. Gravitacinė ir elektromagnetinė sąveikos buvo atrastos anksčiausiai, nes jų poveikis įprastiems objektams yra akivaizdus kasdieniniame gyvenime. Stiprioji ir silpnoji sąveikos buvo atrastos XX a. pradėjus tirti atomo branduolio sandarą.

Stiprioji sąveika veikia tarp elementariųjų dalelių, iš kurių sudaryti protonai ir neutronai – kvarkų. Stiprioji sąveika susieja kvarkus į nukleonus. Traukos jėga tarp branduolio nukleonų – tai stiprioji

sąveika tarp kvarkų, kurie priklauso arti vienas kito esantiems nukleonams. Ši traukos jėga išlaiko protonus vieną greta kito, nors tarp jų veikia elektrostatinės stūmos jėga.

Elektromagnetinė sąveika sąlygoja vienodo ženklo elektros krūvių tarpusavio stūmą ir skirtingo ženklo krūvių tarpusavio trauką; ši sąveika lemia atomų chemines savybes ir šviesos savybes. Elektromagnetinėje sąveikoje dalyvauja tik elektringosios dalelės ir fotonai.

Silpnoji sąveika pasireiškia beta skilimo metu (jis bus aptariamas 3.7 poskyryje) ir lengviausių subatominių dalelių (elektronų, neutrinų ir kt.) tarpusavio reakcijose. Šioje sąveikoje dalyvauja visos dalelės, išskyrus fotonus.

Gravitacinė sąveika pasireiškia tarp bet kurių dviejų masyvių objektų, ji lemia planetų orbitas aplink Saulę. Gravitacinė sąveika yra daug silpnesnė už kitas tris sąveikas; ji praktiškai nepasireiškia tarp elementariųjų dalelių. Gravitacinės jėgės silpnumą, palyginti su elektromagnetine sąveika, nesunku pademonstruoti eksperimentiškai: mažas magnetas gali pakelti metalinį kūną įveikdamas gravitacinės traukos jėgą, kuria tą kūną veikia visa Žemė.

Šiuo metu vyraujanti elementariųjų dalelių sąveikų teorija yra vadinamasis **standartinis modelis**. Dalelių sąveikų standartinis modelis – tai teorija, kuri aprašo stipriąją, elektromagnetinę ir silpnąją sąveikas. Trys teorijos yra standartinio modelio atskirieji atvejai:

- 1) kvantinė elektrostatika, kuri aprašo elektringųjų dalelių elektromagnetinę sąveiką (ir elektromagnetinės spinduliuotės sąveiką su medžiaga);
- 2) elektrosilpnosios sąveikos teorija, kuri vienodu požiūriu aprašo elektromagnetinę sąveiką ir silpnąją sąveiką;
- 3) kvantinė chromodinamika, kuri aprašo stipriąją sąveiką.

Pastarosios trys teorijos – tai vadinamosios kvantinės lauko teorijos. Pagal **kvantinę lauko teoriją** kiekviena elementarioji dalelė yra tam tikro lauko kvantas (lokalizuota sužadintoji būseną). Apskritai **laukas** – tai objektas, kuris gaunamas kiekvienam erdvės taškui priskyrus tam tikro fizikinio dydžio vertę. Pvz., elektromagnetinis laukas – tai visuma elektrinio lauko stiprio ir magnetinės indukcijos verčių visuose erdvės taškuose. Kvantinė elektrostatika – tai tokios begalinės sistemos kvantinė mechanika. Analogiškai formuluojamos ir kitos dvi minėtosios kvantinės lauko teorijos (jos skiriasi kvantuojamojo lauko prigimtimi). Iš šių teorijų išplaukia, kad dalelės gali atsirasti ir išnykti, o kiekvienos rūšies sąveiką galima aprašyti kaip apsikeitimą tam tikromis dalelėmis, kurios atlieka **sąveikos nešiklio** (tarpininko) vaidmenį. Tos dalelės perduoda vienos dalelės judesio kiekį ir energiją kitai dalelei. Paprasta analogija: du žmonės mēto vienas kitam kamuolį. Judesio kiekis, kurį vienas žmogus suteikė kamuoliui, yra perduodamas kitam žmogui, kai tas pagauna kamuolį. Tačiau ši analogija gali būti apgaulinga, nes gali susidaryti įspūdis, kad sąveika yra grynai kinematinės prigimtys. Toks įvaizdis, pvz., negalėtų paaiškinti traukos jėgų. Sąveikos nešiklius būtų tiksliau įsivaizduoti kaip „pasiuntinius“, kurie „praneša“ dalelėms, kad jos turi priartėti viena prie kitos (t. y. kad tarp jų veikia traukos jėga) arba nutolti viena nuo kitos (t. y. kad tarp jų veikia stūmos jėga).

Beveik visi iki šiol atliktų dalelių sąveikos tyrimų duomenys atitinka standartinio modelio išvadas. Tačiau standartinis modelis nėra išsami dalelių sąveikos teorija, nes jis turi du svarbius trūkumus:

1. Standartinis modelis turi 19 parametrų, kurie turi būti nustatyti empiriškai (pvz., dalelių masės).

Taikant vien standartinį modelį, tų parametrų neįmanoma apskaičiuoti teoriškai.

2. Standartinis modelis neaprašo gravitacinės sąveikos ir yra nesuderinamas su bendrąja reliatyvumo teorija. Tai rodo, kad standartinis modelis yra laikinoji teorija, kurią ateityje turėtų pakeisti kita teorija.

1 lentelėje yra palyginti pagrindinių sąveikų stiprumai ir veikimo atstumai. Be to, šioje lentelėje pateikti sąveikos nešiklių pavadinimai.

1 lentelė. Pagrindinių sąveikų stiprumo ir veikimo atstumo palyginimas

Sąveika	Sąveikos nešikliai	Stiprumas	Atstumas
Stiprioji	gliuonai	~ 1	$\sim 10^{-15}$ m
Elektromagnetinė	fotonai	$1 / 137$	∞
Silpnoji	$W^{\pm}$ ir Z bozonai	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$ m
Gravitacinė	gravitonai	$\sim 10^{-38}$	∞

Gluonai ir fotonai neturi elektros krūvio, jų sukinys lygus 1, o rimties masė lygi nuliui. W ir Z bozonai yra labai sunkios dalelės: W bozono rimties masė yra $80,4 \text{ GeV}/c^2$, o Z bozono rimties masė yra $91,2 \text{ GeV}/c^2$. Taigi, W ir Z bozonai yra beveik 100 kartų sunkesni už protoną. W ir Z bozonų sukinys yra lygus 1. Z bozonas neturi elektros krūvio. W bozonas yra dviejų rūšių: W^+ (jo elektros krūvis lygus $+e$) ir W^- (jo elektros krūvis yra $-e$). Gravitonas yra hipotetinė dalelė, kuri iki šiol dar neaptikta eksperimen-

tiškai. Pagal kvantinę gravitacijos teoriją gravitono rimties masė turėtų būti lygi nuliui, o sukinys turėtų būti lygus 2. Gravitonas nepriklauso standartiniam modeliui (kitos 4 dalelės, kurios minimos 1 lentelėje, priklauso standartiniam modeliui).

Minėtos dalelės kartais vadinamos „virtualiosiomis dalelėmis“, nes jos tiesiogiai nepriklauso tiriamai sistemai. Skirtumą tarp „tikrųjų“ ir „virtualiųjų“ dalelių galima suprasti prisiminus, kad bet kokia sąveika yra susijusi su sąveikaujančių dalelių būsenos pokyčiu (kvantinėje teorijoje sistemos būsenos pokytis vadinamas kvantiniu šuoliu). Eksperimentiškai dalelių sąveika aptinkama pagal dalelių sistemos būsenos pokytį per tam tikrą laiką: jeigu būsena pasikeitė (pvz., pasikeitė dalelių judesio kiekiai arba atsirado naujų dalelių), tai reiškia, kad per tą laiką įvyko sąveika (kvantinis šuolis). „Tikrosios“ dalelės skiriasi nuo virtualiųjų dalelių tik tuo, kad „tikrosios“ dalelės atitinka tiriamosios sistemos pradinę ir galutinę būsenas, o virtualiosios dalelės atsiranda ir išnyksta paties kvantinio šuolio metu, todėl yra nepastebimos. Kartais (pvz., susiduriant ypač didelės energijos dalelėms), „virtualioji“ dalelė virsta „tikrąja“ dalele, t. y. tam tikrą laiką egzistuoja po kvantinio šuolio. Tai pasireiškia kaip naujos dalelės atsiradimas. Būtent šitaip buvo atrasti gliuonai bei W ir Z bozonai. Vyksmus, kurių metu atsiranda fotonai, realizuoti daug paprasčiau negu vyksmus, kurių metu atsiranda kitos minėtos dalelės: pvz., fotonai atsiranda vykstant atomo arba branduolio savaiminiam kvantiniam šuoliui į mažesnės energijos būseną.

1 lentelėje matome, kad, nors stiprioji sąveika yra stipriausia, tačiau ji veikia tik labai mažuose atstumuose: iki 10^{-15} m. Šis atstumas yra branduolio matmenų eilės. Atstumas, kuriame veikia silpnoji sąveika, yra dar 3 eilėmis mažesnis. Todėl stiprioji ir silpnoji sąveikos nepasireiškia makroskopiniame pasaulyje. Sakoma, kad stiprioji ir silpnoji sąveikos yra *artisieklės* sąveikos. Tuo tarpu elektromagnetinė ir gravitacinė sąveikos veikia per be galo didelius atstumus: gravitacinė trauka veikia tarp visų kūnų Visatoje, nepriklausomai nuo to, kaip toli vienas nuo kito jie yra, o elektromagnetinė banga (pvz., tolimos žvaigždės šviesa) sklinda vakuumu neslopdoma, kol jos nesugeria koks nors kūnas. Taigi, elektromagnetinė ir gravitacinė jėgos yra *toliasieklės*.

1 lentelėje sąveikų stiprumas išreiškiamas santykiniais vienetais. Elektromagnetinės sąveikos stiprumas čia laikomas lygus smulkiosios sandaros konstantai, kuri nusako elektrono sukinio ir orbitos sąveiką. Kiekvienos iš šių keturių jėgų tikroji vertė (išreikšta niutonais) bei sąveikos tikroji potencinė energija (išreikšta džauliais) priklauso nuo konkrečios sistemos. Pvz., palyginsime kiekvienos iš keturių pagrindinių sąveikų potencines energijas dviejų protonų sistemoje. Protonai sąveikauja visomis keturiomis pagrindinėmis jėgomis. Elektromagnetinės ir gravitacinės sąveikų potencinių energijų modulius šiuo atveju galima išreikšti taip:

$$|U| = C/r;$$

čia $C = e^2/(4\pi\epsilon_0)$ elektromagnetinės sąveikos atveju ir $C = Gm_p^2$ gravitacinės sąveikos atveju (G yra gravitacinė konstanta, m_p yra protono masė). r yra atstumas tarp dalelių. Kadangi stiprioji ir silpnoji sąveikos yra artisieklės, tai potencinės energijos išraiškoje atsiranda eksponentinis daugiklis:

$$|U| = \frac{C}{r} e^{-r/R};$$

čia R yra būdingasis sąveikos atstumas. Dėl šio eksponentinio daugiklio sąveikos stiprumas labai sumažėja, kai $r > R$. Pastarosiose dviejose formulėse matome, kad sąveikos stiprumą nusako koeficientas C , kuris vadinamas *ryšio konstanta*. Ryšio konstantos ir sąveikos atstumai R kiekvienai iš keturių pagrindinių jėgų, kurios veikia tarp dviejų protonų, yra pateikti 2 lentelėje.

2 lentelė. Dviejų protonų pagrindinių sąveikų palyginimas

Sąveika	Ryšio konstanta (J·m)	Atstumas (m)
Stiprioji	$2,5 \cdot 10^{-27}$	$1,5 \cdot 10^{-15}$
Elektromagnetinė	$2,31 \cdot 10^{-28}$	∞
Silpnoji	$3,22 \cdot 10^{-31}$	$2 \cdot 10^{-18}$
Gravitacinė	$1,87 \cdot 10^{-64}$	∞

3.6. Radioaktyvumo sąvoka. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis

Radioaktyvumas – tai yra kai kurių nuklidų branduolių savaiminis virtimas kitų nuklidų branduoliais. Tokio virsmo ypatybė yra ta, kad jo metu vietoj vieno (*pirminio*) branduolio atsiranda dvi arba daugiau *antrinių* dalelių (pvz., kito nuklido branduolys ir elektronas arba du lengvesni branduoliai). Todėl toks branduolio virsmas vadinamas branduolio *skilimu*. Kad branduolys galėtų skilti savaime, toks vyksmas turi būti „energiškai naudingas“, t. y. dalelių, kurios atsiranda skylant branduoliui, pilnutinė rimties energija turi būti mažesnė už pradinio branduolio rimties energiją. Šią sąlygą atitinka tik kai kurie nuklidai ir tik tam tikri antrinių dalelių deriniai. Pvz., „energiškai naudingas“ vyksmas, kai sunkusis

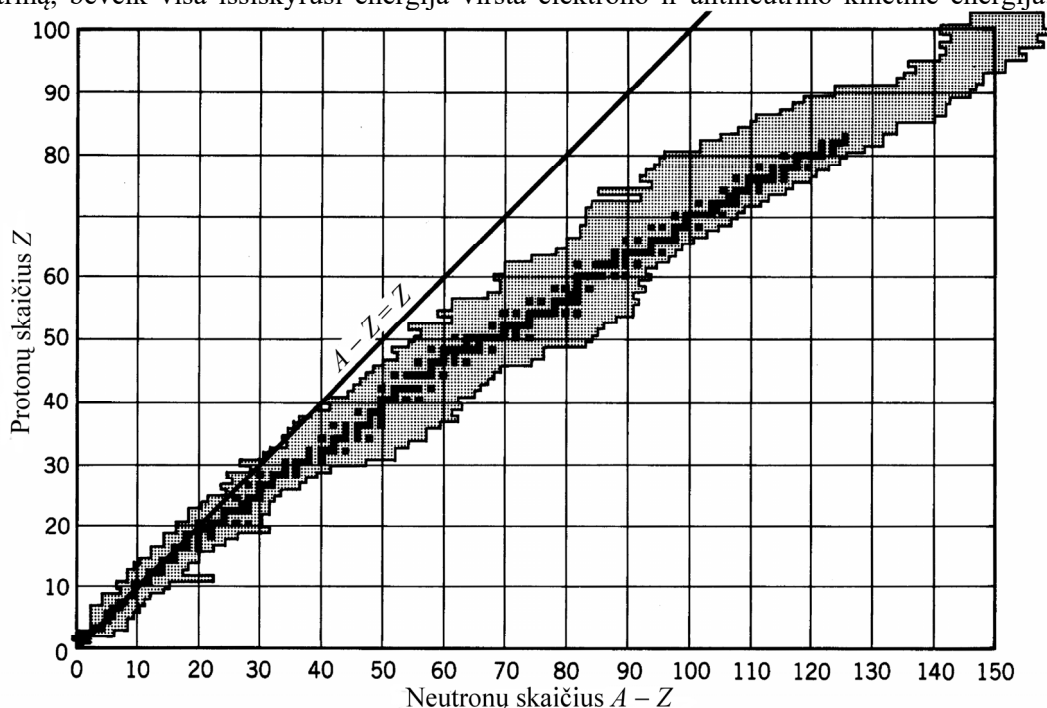
branduolys ($A > 200$) skyla į dvi apytiksliai vienodos masės skeveldras. Skilimo metu šis pirminio branduolio ir antrinių dalelių rimties energijų skirtumas išsiskiria antrinių dalelių kinetinės energijos pavidalu. Kitas pavyzdys – neutrono virsmas protonu (šio virsmo lygtis yra (3.1.3)). Kadangi neutrono rimties masė yra didesnė už protono ir elektrono rimties masių sumą (žr. 3.3 poskyrį), o antineutrino rimties masė yra praktiškai lygi nuliui, tai (3.1.3) virsmas yra energiškai naudingas. Todėl šis virsmas vyksta savaime netgi tada, kai neutronas yra laisvas. Tuo tarpu protono virsmas neutronu ((3.1.4) lygtis) yra galimas tik suteikus protonui tam tikrą energijos kiekį. Todėl jis gali vykti savaime tik tuo atveju, kai protonas yra branduolio sudėtyje.

Nustatyta, kad kiekvieno elemento stabilųjų izotopų masės skaičiai A priklauso palyginti siauram (kelių vienetų pločio) intervalui, kuris vadinamas duoto elemento **stabilumo sritimi**. Pvz., stabilieji švino izotopai yra $^{204}_{82}\text{Pb}$, $^{206}_{82}\text{Pb}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$ ir $^{208}_{82}\text{Pb}$. T. y. švino izotopų stabilumo srityje A yra nuo 204 iki 208. Duotojo elemento izotopai, kurių masės skaičius A yra žemiau arba aukščiau stabilumo srities, yra radioaktyvūs. Lengvųjų elementų atveju ($Z < 20$, $A < 40$) stabilumo srityje neutronų ir protonų skaičių santykis artimas vienetui. Taip yra todėl, kad branduolyje nukleonams energiškai naudingiausia jungtis į protono ir neutrono poras (žr. 3.3 poskyrį). Sunkiausiems stabiliems nuklidams neutronų skaičiaus $A - Z$ ir protonų skaičiaus Z santykis $(A - Z) / Z$ padidėja iki $\approx 1,5$. Taip yra todėl, kad duotam masės skaičiui A optimalųjį (atitinkantį mažiausią branduolio energiją) santykį $(A - Z) / Z$ lemia du konkuruojantys veiksniai: ketvirtasis (simetrijos) dėmuo ryšio energijos išraiškoje (3.3.7), dėl kurio energiškai naudingiau, kad $(A - Z) / Z$ būtų artimas vienetui, ir protonų Kulono stūma, dėl kurios energiškai naudingiau turėti mažiau protonų branduolyje. Pastarojo veiksnio vaidmuo didėja didėjant branduolio masei, nes:

- 1) Kulono stūmos energija yra proporcinga protonų skaičiaus kvadratui Z^2 (kiekvienas protonas sąveikauja su visais kitais branduolio protonais), todėl ta energija yra *apytiksliai* proporcinga ir atominio skaičiaus kvadratui A^2 (turint omenyje tik tuos nuklidus, kurie yra stabilumo srityje arba artimos);
- 2) nukleonų traukos energija (ir simetrijos energija) yra proporcinga masės skaičiui A (stiprioji sąveika pasireiškia tik tarp gretimų nukleonų).

T. y., didėjant Z , protonų Kulono stūmos energija didėja greičiau už branduolinės traukos energiją (ir simetrijos energiją). Todėl, didėjant A , optimalusis protonų skaičius Z didėja lėčiau už neutronų skaičių $A - Z$, ir optimalioji $(A - Z) / Z$ vertė šiek tiek padidėja. 3 pav. grafiškai pavaizduoti protonų ir neutronų skaičiai, kurie atitinka šiuo metu žinomus stabiluosius nuklidus (juodos sritys) ir radioaktyviuosius nuklidus (pilkos sritys).

Kuo lengvesnė dalelė, tuo didesnę skilimo metu išsiskyrusios energijos dalį ji gauna (tai išplaukia iš energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnių). Pvz., kai branduolys skyla į kitą branduolį, elektroną ir antineutrino, beveik visa išsiskyrusi energija virsta elektrono ir antineutrino kinetine energija. Dalelių,



3 pav. Protonų ir neutronų skaičiai, kurie atitinka stabiluosius branduolius (juodos sritys) ir radioaktyviuosius branduolius (pilkos sritys) (iš [3])

kurios atsiranda skylant branduoliams, kinetinė energija yra palyginti didelė – daug didesnė už energijas, kurios pasireiškia atominiuose reiškiniuose. Pvz., elektrono, kuris atsirado, skilus branduoliui, tipiškoji kinetinė energija yra 4–6 eilėmis didesnė už vidutinę orbitinio elektrono kinetinę energiją vandenilio atome. Būtent ši ypač didelė dalelių energija ir yra tas požymis, pagal kurį praktikoje lengviausia aptikti branduolio skilimą. Didelė dalelių energija sąlygoja didelę jų skvarbą ir gebėjimą jonizuoti medžiagos atomus. Jonizavimo reiškinys panaudojamas šių dalelių detektavimui.

Pagal spinduliuojamų dalelių rūšį skiriami alfa (α) skilimas, beta (β) skilimas ir savaiminis dalijimasis. **Alfa (α) dalelės** – tai didelės energijos ${}^4\text{He}$ branduoliai, o **beta (β) dalelės** – tai didelės energijos elektronai arba pozitronai. Savaiminis dalijimasis yra būdingas tik patiems sunkiausiems branduoliams ir pasireiškia branduolio skilimu į dvi artimų masių skeveldras. Kartu su kiekvienu iš šių trijų skilimo vyksmų dažnai atsiranda elektromagnetinė **gama (γ) spinduliuotė**. Šios spinduliuotės kvantai (didelės energijos fotonai) vadinami **gama (γ) kvantais**.

β skilimas bei γ spinduliuavimas smulkiai aprašyti kituose poskyriuose. Todėl likusioji šio poskyrio dalis skirta kai kuriems bendriems teiginiams, kurie gali būti taikomi bet kurios rūšies skilimui.

Kadangi radioaktyviojo skilimo metu vieno elemento branduoliai virsta kitų elementų branduoliais, tai pradinio radioaktyviojo elemento atomų skaičius bandinyje visą laiką mažėja. Jeigu tam tikru laiko momentu t radioaktyviojo elemento atomų skaičius bandinyje buvo N , tai dėl α arba β skilimo arba dėl savaiminio dalijimosi per laiką dt tokių atomų skaičius sumažės dydžiu $-dN$. Dėsnį, kuris nusako šį atomų skaičiaus pokytį, 1902 m. atrado anglų fizikai Ernestas Rezerfordas ir Frederikas Sodis (*Soddy*). Jie nustatė, kad

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N; \quad (3.6.1)$$

čia N – radioaktyviojo nuklido branduolių skaičius, o λ – radioaktyviojo nuklido **skilimo konstanta**, rodanti, kuri branduolių dalis suskyla per 1 s. Šį dėsnį galima išvesti teoriškai pasinaudojus tuo, kad branduolių skilimas yra atsitiktinis vyksmas (tiksliau, Puasono vyksmas, kurio savybės aprašytos G priedo G.4 ir G.9 skyreliuose). Sąvoka „atsitiktinis vyksmas“ reiškia, kad neįmanoma numatyti, kada ir kuris branduolys skils, o galima kalbėti tik apie kiekvieno branduolio skilimo per apibrėžtą laiką tikimybę. Skilimo konstanta λ yra nestabiliojo branduolio skilimo tikimybė per vieną sekundę. Diferencialinės lygties (3.6.1) sprendinys yra eksponentinė laiko funkcija:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}; \quad (3.6.2)$$

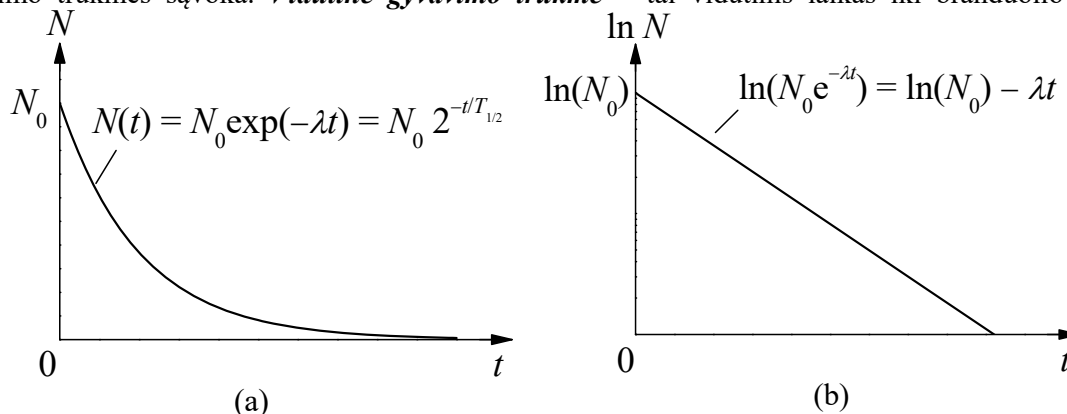
čia N_0 yra radioaktyviojo nuklido branduolių skaičius pradinio laiko momentu $t = 0$. Vadinasi, radioaktyviojo nuklido atomų skaičiaus bandinyje priklausomybė nuo laiko – tai mažėjimas pagal eksponentinį dėsnį (žr. 4 pav.). (3.6.1) arba (3.6.2) lygybė reiškia **pagrindinį radioaktyviojo skilimo dėsnį**. Šį dėsnį galima užrašyti šitaip:

$$N(t) = N_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}; \quad (3.6.3)$$

čia $T_{1/2}$ yra radioaktyviojo nuklido pusamžis:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (3.6.4)$$

Radioaktyviojo nuklido **pusamžis** arba **pusėjimo trukmė** – tai laikas, per kurį to nuklido branduolių skaičius sumažėja 2 kartus dėl radioaktyviojo skilimo. Per laiką $2T_{1/2}$ branduolių skaičius sumažėja $2^2 = 4$ kartus, per laiką $3T_{1/2}$ – $2^3 = 8$ kartus ir t. t. Vietoj pusamžio kartais vartojama branduolio vidutinės gyvavimo trukmės sąvoka. **Vidutinė gyvavimo trukmė** – tai vidutinis laikas iki branduolio skilimo.



4 pav. Radioaktyviojo nuklido kiekio (a) ir jo logaritmo (b) priklausomybė nuo laiko

Vidutinė gyvavimo trukmė τ lygi laikui, per kurį nestabiliųjų branduolių skaičius sumažėja $e = 2,7183$ karto, t. y.

$$\tau = 1/\lambda. \quad (3.6.5)$$

Dažnai nuklidas gali skilti keliais būdais, t. y. gali virsti įvairiais nuklidais. Kiekvienas toks skilimo būdas vadinamas „skilimo kanalu“. Kiekvienos rūšies skilimų vidutinę santykinę dalį pilnutinio skilimų skaičiaus atžvilgiu vadinsime to skilimo „santykinę tikimybę“. Kiekvienas skilimo kanalas apibūdinamas savo skilimo konstanta. Pažymėjus k -tojo kanalo skilimo konstantą λ_k , o tos rūšies skilimo santykinę tikimybę p_k , pilnutinė skilimo konstanta yra lygi

$$\lambda = \sum_{k=1}^K p_k \lambda_k; \quad (3.6.6)$$

čia K yra pilnutinis pirminio nuklido skilimo kanalų skaičius. Analogiškai galima išreikšti ir atvirkštinį pilnutinį pusamžį $T_{1/2}$ bei atvirkštinę pilnutinę gyvavimo trukmę τ .

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \sum_{k=1}^K \frac{p_k}{T_{1/2}^{(k)}}, \quad (3.6.7a)$$

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{k=1}^K \frac{p_k}{\tau_k}; \quad (3.6.7b)$$

čia $T_{1/2}^{(k)}$ yra pirminio nuklido skilimo pusamžis k -tosios rūšies skilimo atžvilgiu (t. y. skilimo pusamžis, kuris būtų matuojamas, jeigu egzistuotų tik k -tasis skilimo kanalas), o τ_k yra pirminio nuklido vidutinė gyvavimo trukmė k -tosios rūšies skilimo atžvilgiu.

Iš trijų skilimo spartą apibūdinančių dydžių (λ , τ ir $T_{1/2}$), praktikoje dažniausiai vartojamas pusamžis $T_{1/2}$. Radioaktyviųjų nuklidų pusamžiai yra labai įvairūs ir kinta nuo sekundės dalių iki daugelio milijardų metų. Pvz., urano izotopo $^{238}_{92}\text{U}$ pusamžis lygus $4,5 \cdot 10^9$ m., radžio izotopo $^{226}_{88}\text{Ra}$ – 1590 m., radono $^{222}_{86}\text{Rn}$ – 3,8 dienos, polonio $^{214}_{84}\text{Po}$ – $1,6 \cdot 10^{-4}$ s.

Vidutinis per sekundę skylančių branduolių skaičius

$$\Phi \equiv -dN/dt \quad (3.6.8)$$

vadinamas radioaktyviojo šaltinio **aktyvumu**. Aktyvumas dažniausiai išreiškiamas vidutiniu skilimų skaičiumi per sekundę (skil./s). Šis aktyvumo vienetas vadinamas **bekereliu (Bq)**: 1 Bq = 1 skil./s. Tačiau vartojami ir kiti vienetai: **kiuris (Ci)**; 1 Ci = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq) ir **rezerfordas (Rd)**; 1 Rd = 10^6 Bq).

Kadangi skilimo metu branduolys išspinduliuoja vieną arba daugiau dalelių, tai radioaktyviojo bandinio aktyvumą galima įvertinti matuojant tų dalelių vidutinį skaičių per laiko vienetą.

Pagal radioaktyviojo skilimo dėsno diferencialinę formą (3.6.1) ir pagal aktyvumo apibrėžtį (3.6.8) šaltinio aktyvumas Φ ir nestabiliųjų branduolių skaičius N kiekvienu laiko momentu susiję sąryšiu

$$\Phi = \lambda N. \quad (3.6.9)$$

Šaltinio aktyvumo priklausomybės nuo laiko grafikas vadinamas **skilimo kreive**. Iš (3.6.9) išplaukia, kad aktyvumo Φ priklausomybė nuo laiko yra to paties pavidalo kaip ir radioaktyviųjų branduolių skaičiaus N laikinė priklausomybė (žr. 4 pav.); atsiranda tik pastovus papildomas daugiklis λ :

$$\Phi(t) = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \Phi_0 e^{-\lambda t} = \Phi_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}; \quad (3.6.10)$$

čia Φ_0 yra pradinis šaltinio aktyvumas:

$$\Phi_0 = \lambda N_0. \quad (3.6.11)$$

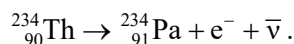
3.7. Beta skilimas

3.7.1. Beta skilimo rūšys

Beta minus (β^-) skilimas yra toks atomo branduolio virsmas, kurio metu branduolys savaime išspinduliuoja elektroną (žymuo – e^- arba ${}^0_{-1}e$) ir antineutriną (žymuo – $\bar{\nu}$). Antineutrinai yra neutrino antidalelės. Neutrinai ir antineutrinai yra neutraliosios dalelės, kurių rimties masė yra praktiškai lygi nuliui (t. y. mažesnė už mažiausią šiuo metu pasiekiamą matavimų paklaidą). Šio virsmo metu branduolio masės skaičius nepasikeičia, o branduolio krūvis padidėja vienu elementariuoju krūviu. β^- skilimo lygtį galima užrašyti šitaip:



Taigi, β^- skilimo metu vienas iš branduolio neutronų virsta protonu. Pvz., toris $^{234}_{90}\text{Th}$, išspinduliuavęs β^- dalelę, virsta protaktiniu (Pa):

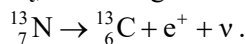


β^{-} skilimas yra būdingas ir laisviesiems neutronams (žr. (3.1.3) lygtį).

Beta plius (β^{+}) skilimas yra toks atomo branduolio virsmas, kurio metu branduolys savaime išspinduliuoja elektrono antidalelę – pozitroną (žymuo – e^{+} arba ${}_{+1}^0e$) ir neutriną (žymuo – ν). Šio virsmo metu branduolio masės skaičius taip pat nepasikeičia, o branduolio krūvis sumažėja vienu elementariuoju krūviu, t. y. vienas iš branduolio protonų virsta neutronu:



Pvz., azoto izotopas, išspinduliuavęs pozitroną, virsta anglies izotopu:



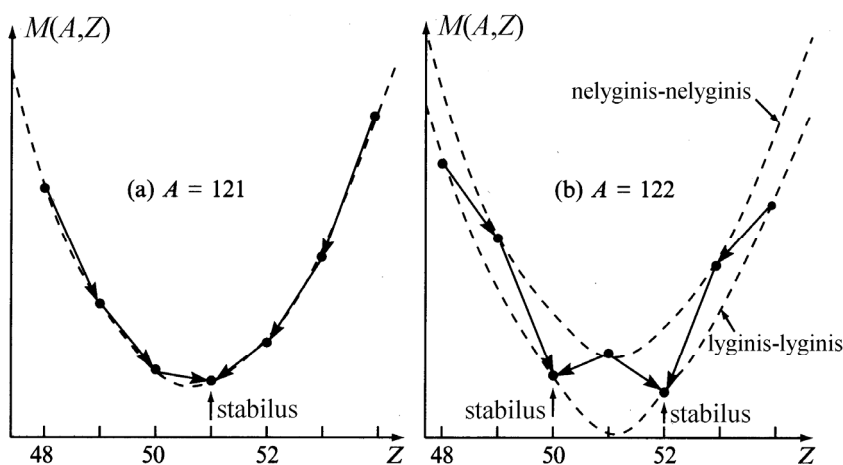
Trečiasis branduolio virsmas, kuris taip pat priskiriamas prie β skilimo vyksmų, yra **elektrono pagavimas**. Šio virsmo metu branduolys „pagauna“ vieną iš orbitinių elektronų (dažniausiai – iš artimiausio branduoliui K sluoksnio), ir vienas iš branduolio protonų virsta neutronu išspinduliuodamas neutriną:



3.7.2. Branduolio stabilumas beta skilimo atžvilgiu

Kaip matome iš anksčiau užrašytų beta skilimo lygčių, šio skilimo metu branduolio masės skaičius A nepasikeičia, o krūvio skaičius Z padidėja arba sumažėja vienetu. Todėl, kad išsiaiškinti, kokias sąlygas atitinka tokiu būdu skylantys branduoliai, reikia išnagrinėti branduolio ryšio energijos priklausomybę nuo Z esant pastoviam A . Iš Veiczekerio formulės (3.3.7) išplaukia, kad branduolio ryšio energija E_R yra kvadratinė krūvio skaičiaus Z funkcija. Atitinkamai branduolio masė M taip pat yra kvadratinė Z funkcija (žr. (3.3.1) ir (3.3.2)). Tai reiškia, kad, esant tam tikrai Z vertei, branduolio masė bus mažiausia. Toks branduolys bus stabiliausias beta skilimo atžvilgiu iš visų izobarų, kurių atominis skaičius A yra lygus duotajai vertei. Jeigu A yra nelyginis, tada branduolio masės M priklausomybė nuo Z bus viena parabolė, nes porų dėmuo C yra lygus tik vienai vertei (nuliui). Jeigu A yra lyginis, tada turėsime dvi parabolas, kurios atskirtos viena nuo kitos $2\Delta/c^2$ masės intervalu (žr. C išraišką po (3.3.7) formulės). Kadangi didžiausia C vertė ($+\Delta$) atitinka lyginius-lyginius branduolius, tai tokius branduolius atitinkanti parabolė yra žemiau parabolės, kuri atitinka nelyginius-nelyginius branduolius. 5 pav. iliustruoja šiuos teiginius.

Dviejų gretimų izobarų branduolių rimties energijų skirtumas yra lygus beta skilimo energijai, kuri išsiskiria, kai sunkesnis branduolys virsta lengvesniu. Jeigu A yra nelyginis, galima tikėtis, kad yra tik vienas stabilus izobaras, nes yra tik viena parabolė (žr. 5a pav.). Tačiau, jeigu gretimų izobarų rimties energijų (masių) skirtumas yra labai mažas, tada sunkesniojo branduolio pusamžis gali būti toks didelis, kad jį taip pat galima laikyti praktiškai stabiliu. Tokių nuklidų pavyzdžiai yra ${}^{113}\text{Cd}$ (pusamžis lygus $7,7 \cdot 10^{15}$ m.), ${}^{115}\text{In}$ ($4,4 \cdot 10^{14}$ m.) ir ${}^{123}\text{Te}$ ($> 6 \cdot 10^{14}$ m.). Jeigu A yra lyginis, tada dažnai būna du stabilūs lyginiai-lyginiai izobarai, nes juos skiriantis nelyginis-nelyginis nuklidas yra masyvesnis (žr.



5 pav. Izobarų branduolių stabilumas beta skilimo atžvilgiu. Branduolio masė $M(A, Z)$ apskaičiuota pagal Veiczekerio formulę (3.3.7). Masė M atidėta kaip atominio numerio Z funkcija, esant pastoviam branduolio masės skaičiui A : (a) kai $A = 121$; (b) kai $A = 122$. Kai A yra lyginis, skirtingus izobarus atitinkantys taškai yra išsidėstę ant dviejų parabolė dėl Veiczekerio formulės porų dėmens. Rodyklės nurodo galimuosius beta skilimus, t. y. beta skilimus, kurie mažina branduolio masę (iš [4])

5b pav.). Dėl tos pačios priežasties dažnai pasitaiko nelyginiai-nelyginiai branduoliai, kurie gali skilti abiem kryptim (t. y. ir β^- skilimo būdu, ir β^+ skilimo būdu), kaip parodyta 5b pav.

Porų dėmens egzistavimas reiškia, kad Veiczekerio formulė nenumato jokių stabilų nelyginių-nelyginių branduolių. Tačiau egzistuoja keturi stabilūs nelyginiai-nelyginiai branduoliai: ${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ ir ${}^{14}\text{N}$. Šie branduoliai yra labai lengvi, o Veiczekerio formulė nėra patikima, kai A vertės yra tokios mažos. Be to, yra keletas sunkesnių stabilų nelyginių-nelyginių branduolių (${}^{40}\text{K}$, ${}^{50}\text{V}$, ${}^{138}\text{La}$, ${}^{176}\text{Lu}$ ir ${}^{180}\text{Ta}$), tačiau jie nėra absoliučiai stabilūs. Jų skilimo pusamžis yra labai didelis, nes jų beta skilimas yra stipriai uždraustas (žr. 3.7.4 ir 3.7.5 poskyrius).

3.7.3. Beta dalelių energijos spektras

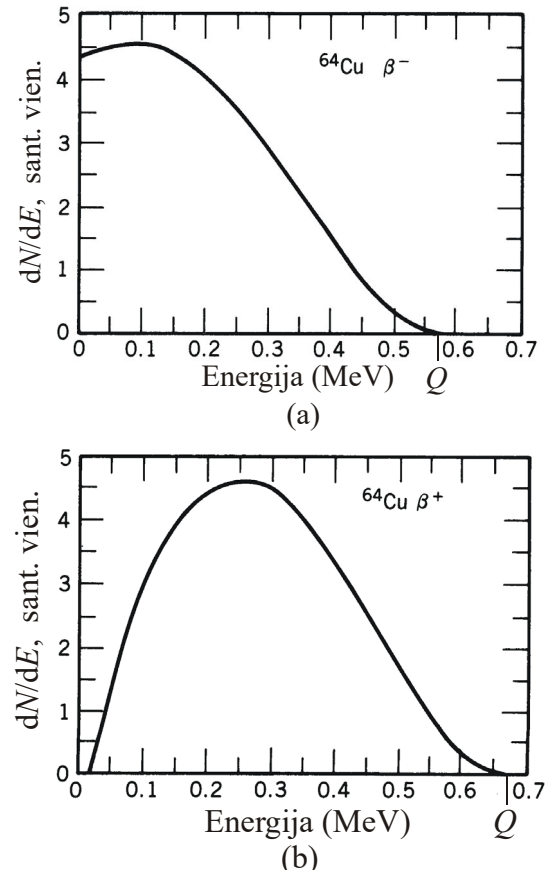
Dalelių **energijos spektras** – tai dalelių pasiskirstymas pagal energijas. Tiksliau, tai yra dydžio dN/dE priklausomybė nuo dalelių energijos E ; čia N yra dalelių vidutinis skaičius per laiko vienetą, o dN/dE to skaičiaus vertė energijos vienetui. Nustatyta, kad radioaktyviojo elemento spinduliuojamų β dalelių energijos spektras yra ištisinis. 6a pav. pavaizduotas β^- dalelių, o 6b pav. – β^+ dalelių kinetinės energijos spektro pavyzdys. Matome, kad β dalelių kinetinė energija gali įgyti visas vertes nuo 0 iki tam tikros didžiausios energijos Q . Ši didžiausioji β dalelės kinetinė energija yra lygi pirminio branduolio rimties energijos ir antrinio branduolio bei elektrono pilnutinės rimties energijos skirtumui (jeigu nepaisoma mažos branduolio atatrunkos energijos). Jeigu branduolys spinduliuotų tik β daleles, tada pagal energijos tvermės dėsnį jų visų kinetinė energija būtų lygi Q . Tačiau, kaip išplaukia iš β skilimo lygties (3.7.1) arba (3.7.2), šio skilimo metu atsiranda ir neutrinas arba antineutrinas. Taigi, skilimo metu išsiskirianti energija yra pasiskirsčiusi tarp dviejų dalelių – elektrono ir antineutrino, – arba tarp pozitrono ir neutrino. Todėl išlekiančio elektrono kinetinė energija gali būti lygi bet kokiai vertei nuo 0 iki Q : jeigu didesnę energijos Q dalį nusineša antineutrinas, tada elektrono kinetinė energija artima nuliui, o jeigu antineutrinas gauna tik mažą dalį energijos, tada elektrono kinetinė energija artima Q .

Dauguma beta radioaktyviųjų branduolių spinduliuoja β daleles, kurių didžiausioji energija yra tarp 10 keV ir 10 MeV.

β skilimo teoriją 1934 m. sukūrė italų fizikas Enrikas Fermis. Pagrindines β skilimo ypatybes galima numatyti remiantis prielaida, kad šį skilimą sukelia sąveika, kuri yra silpna, palyginti su jėgomis, kurios veikia tarp nukleonų branduolyje (arba tarp kvarkų nukleone). Todėl galima naudoti nenuostoviosios trikdymų teorijos pirmąją artinį, pagal kurį β skilimo tikimybę per laiko vienetą nusako šis reiškiny:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{nm}|^2 \rho(Q); \quad (3.7.4)$$

čia V_{nm} yra silpnosios sąveikos hamiltoniano matricos elementas (indeksai n ir m – tai galutinės ir pradinės kvantinių būsenų numeriai), o $\rho(Q)$ yra galutinių būsenų energinis tankis, kai galutinės būsenos energija yra lygi β skilimo energijai Q . Dabar reikia atsižvelgti į tai, kad pradinės ir galutinės būsenų dalelės yra skirtingos: iš pradžių yra tik pirminis branduolys, o branduoliui skilus yra trys dalelės: antrinis branduolys, elektronas (pozitronas) ir antineutrinas (neutrinas). [Toliau šiame poskyryje „elektronu“ vadinsime elektroną arba pozitroną, o „neutrinu“ vadinsime neutriną arba antineutriną.]. Norint apskaičiuoti V_{nm} , reikia žinoti silpnosios sąveikos hamiltoniano matematinę išraišką, kuri yra sudėtinga. Tačiau atskiru atveju (kai β skilimas yra leidžiamasis), tikslioji to hamiltoniano išraiška neturi įtakos β dalelių energijos spektro *formai*. Skaičiavimai, kurie atitinka šį atskirą atvejį, yra pateikti toliau (leidžiamąjo β skilimo apibrėžtis bus pateikta 3.7.4 poskyryje).



6 pav. Vario izotopo ${}^{64}\text{Cu}$ spinduliuojamų elektronų (a) ir pozitronų (b) energijos spektrai (iš [3], Evans R. D. *The Atomic Nucleus*. – New York: McGraw-Hill, 1955)

Visų pirma nustatysime dydžio $|V_{nm}|^2$ (ir skilimo tikimybės λ) apytikslę priklausomybę nuo elektrono ir neutrino būsenų. Branduolio, elektrono ir neutrino silpnoji sąveika yra artieskė, t. y. pasireiškia tik tada, kai atstumai tarp jų yra mažesni už branduolio matmenis (žr. 3.5 poskyrį). Todėl skilimo tikimybės (tiksliau, dydžio $|V_{nm}|^2$) išraiškos yra du daugikliai: tikimybė aptikti elektroną branduolio tūryje ir tikimybė aptikti neutrino branduolio tūryje. Šių daugiklių atsiradimą galima suprasti pasinaudojus **abipusiškumo teorema**, kuri teigia, kad bet kurio branduolinio virsmo tikimybė yra tokia pati kaip ir atvirkštinio vyksmo tikimybė. Vyksmas, kuris yra atvirkštinis radioaktyviajam skilimui, pasireiškia tuo, kad visos antrinės dalelės susijungia į vieną pirminį branduolį. Pvz., atvirkštinio β^- skilimo lygtis yra ${}^A_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu} \rightarrow {}^A_ZX$. Kad toks vyksmas būtų galimas, reikia, kad elektronas ir neutrinas „susitiktų“ branduolyje Y. Šio įvykio tikimybė yra proporcinga tikimybei aptikti elektroną ir neutrino branduolio viduje. Pagal banginės funkcijos statistinę sampratą šios tikimybės lygios atitinkamai $\int_{V_b} |\psi_e|^2 dV$ ir $\int_{V_b} |\psi_\nu|^2 dV$, kur ψ_e yra laisvojo elektrono banginė funkcija, ψ_ν yra neutrino banginė funkcija, o integruojama branduolio tūriu V_b . Iš abipusiškumo teoremos išplaukia, kad tos pačios tikimybės turi įeiti ir į tiesioginio vyksmo (β skilimo) spartos išraišką. Vadinasi, dydį $|V_{nm}|^2$ galima išreikšti šitaip:

$$|V_{nm}|^2 = |V'_{nm}|^2 \cdot \int_{V_b} |\psi_e|^2 dV \cdot \int_{V_b} |\psi_\nu|^2 dV; \quad (3.7.5)$$

čia $|V'_{nm}|^2$ yra daugiklis, kuris priklauso nuo branduolio pradinės ir galutinės būsenų, tačiau nepriklauso nuo elektrono ir neutrino būsenų. Įrašę (3.7.5) į (3.7.4), matome, kad β skilimo tikimybę per laiko vienetą galima išreikšti taip:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V'_{nm}|^2 \rho(Q) \cdot \int_{V_b} |\psi_e|^2 dV \cdot \int_{V_b} |\psi_\nu|^2 dV. \quad (3.7.6)$$

Kadangi elektronas ir neutrinas yra laisvosios dalelės, jų normuotosios banginės funkcijos yra

$$\psi_e(\mathbf{r}_e) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_e)\right], \quad (3.7.7a)$$

$$\psi_\nu(\mathbf{r}_\nu) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_\nu)\right]; \quad (3.7.7b)$$

čia $\mathbf{r}_e$ ir $\mathbf{r}_\nu$ yra elektrono ir neutrino spinduliai vektoriai, $\mathbf{p}$ ir $\mathbf{q}$ yra elektrono ir neutrino judesio kiekiai, o V yra erdvės srities, kurioje „uždarytos“ dalelės, tūris (šis tūris gali būti pasirinktas laisvai, nes, kaip vėliau pamatysime, išvedant galutinę λ išraišką, jis susiprastins). Spindulių vektorių atskaitos tašku pasirinksime branduolio centrą. Tada, esant tipiškomis elektrono ir neutrino energijoms (~ 1 MeV), branduolio viduje ($r_e < 5 \cdot 10^{-15}$ m) dydžiai $p r_e / \hbar$ ir $q r_\nu / \hbar$ yra kelių šimtųjų eilės. Todėl (3.7.7a,b) reiškinių eksponentiniai daugikliai yra artimi vienetui. Todėl pirmajame artinyje galima laikyti, kad kiekvienas iš dviejų integralų, kurie įeina į (3.7.6), yra lygus V_b / V . Taigi,

$$\lambda \approx \frac{2\pi}{\hbar} |V'_{nm}|^2 \rho(Q) \cdot \frac{V_b^2}{V^2}. \quad (3.7.8)$$

Skaičiuodami galutinių būsenų energinį tankį $\rho(Q)$, pasinaudosime tuo, kad, taikant periodines kraštines sąlygas ant kubo, kurio briaunos ilgis w , sienų, laisvos dalelės judesio kiekio vektoriaus komponentės gali įgyti tik diskrečias vertes, kurios yra dydžio $2\pi\hbar/w = \hbar/w$ kartotiniai (šis rezultatas gaunamas, išsprendus tokios sistemos Šrëdingerio lygtį). T. y. judesio kiekių erdvės tūrio elemente, kurio tūris $\hbar^3/w^3 = \hbar^3/V$, yra viena leidžiamoji judesio kiekio vertė (čia $V = w^3$ yra minėtojo kubo, kuriame „uždaryta“ dalelė, tūris). Kadangi laisvosios dalelės judesio kiekio vektorius pilnai nusako jos būseną, tai galima teigti, kad laisvosios dalelės būsenų tankis judesio kiekių erdvėje yra $V/\hbar^3$. Todėl elektrono būsenų, kurios atitinka elektrono judesio kiekio vertes nuo p iki $p + dp$, skaičius yra lygus

$$dn_e = \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3}; \quad (3.7.9)$$

čia reiškinys $4\pi p^2$ nusako spindulio p sferos plotą, o reiškinys $4\pi p^2 dp$ nusako sferinio sluoksnio, kurio spindulys p , o storis dp , tūrį. Neutrino judesio kiekio modulį žymėsime q . Tada neutrino būsenų, kurios atitinka neutrino judesio kiekio vertes nuo q iki $q + dq$, skaičius yra lygus

$$dn_\nu = \frac{4\pi q^2 dq V}{h^3}. \quad (3.7.10)$$

Skaičius būsenų, kuriose elektronas ir neutrinas vienu metu turi apibrėžtus judesio kiekio modulius (elektronas – nuo p iki $p + dp$, o neutrinas – nuo q iki $q + dq$), yra lygus (3.7.9) ir (3.7.10) reiškinių sandaugai:

$$d^2n = \frac{(4\pi)^2 V^2 p^2 dp q^2 dq}{h^6} \quad (3.7.11)$$

(tai yra antrosios eilės nykstamasis dydis, nes jis yra proporcingas dviejų pirmosios eilės nykstamųjų dydžių – dp ir dq – sandaugai). Dabar nustatysime skaičių būsenų, kai elektronas ir neutrinas vienu metu turi apibrėžtas *energijas* (elektronas – nuo E iki $E + dE$, o neutrinas – nuo E_ν iki $E_\nu + dE_\nu$). Tam pasinaudojame energijos ir judesio kiekio bei jų diferencialų sąryšiais:

1) elektronui –

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2, \quad (3.7.12a)$$

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{E^2 + 2E \cdot m_e c^2}, \quad (3.7.12b)$$

$$dp = \frac{1}{c} (E^2 + 2E \cdot m_e c^2)^{-\frac{1}{2}} (E + m_e c^2) dE; \quad (3.7.12c)$$

2) neutrinui –

$$E_\nu = qc. \quad (3.7.13a)$$

$$q = E_\nu / c. \quad (3.7.13b)$$

$$dq = dE_\nu / c. \quad (3.7.13c)$$

Įrašę (3.7.12b,c) ir (3.7.13b,c) į (3.7.11), išvedame:

$$d^2n = \frac{(4\pi)^2 V^2}{h^6} \cdot \frac{\sqrt{E^2 + 2E \cdot m_e c^2} (E + m_e c^2) E_\nu^2 \cdot dE \cdot dE_\nu}{c^6}. \quad (3.7.14)$$

Galutinė sistemos energija E' yra lygi elektrono ir neutrino energijų sumai:

$$E' = E + E_\nu. \quad (3.7.15)$$

Kadangi mūsų tikslas – išreikšti elektronų energijos spektrą, tai elektrono energiją E laikysime nepriklausomuoju kintamuoju, o neutrino energiją išreikšime dydžiais E' ir E :

$$E_\nu = E' - E, \quad (3.7.16)$$

$$dE_\nu = dE' \quad (3.7.17)$$

(išreiškiant dE_ν , elektrono energija E buvo laikoma pastovia, nes, kaip minėta, elektrono energija atlieka nepriklausomojo kintamojo vaidmenį). Įrašę (3.7.16) ir (3.7.17) į (3.7.14), išvedame:

$$d^2n = \frac{(4\pi)^2 V^2}{h^6} \cdot \frac{\sqrt{E^2 + 2E \cdot m_e c^2} (E + m_e c^2) (E' - E)^2 dE \cdot dE'}{c^6}. \quad (3.7.18)$$

Galutinių būsenų energinis tankis, kuris įeina į skilimo spartos išraišką (3.7.8), yra lygus

$$\left. \frac{d^2n}{dE'} \right|_{E'=Q} \equiv d\rho(Q) = \frac{(4\pi)^2 V^2}{h^6} \cdot \frac{\sqrt{E^2 + 2E \cdot m_e c^2} (E + m_e c^2) (Q - E)^2}{c^6} dE. \quad (3.7.19)$$

Tai yra pirmosios eilės nykstamasis dydis, nes jis nusako ne visų būsenų energinį tankį, o tik tų, kurios atitinka elektrono energijas nuo E iki $E + dE$.

Įrašę (3.7.19) į (3.7.8), gauname β skilimo, kurio metu emituojamas elektronas su energija iš intervalo $[E, E + dE]$, tikimybę per laiko vienetą:

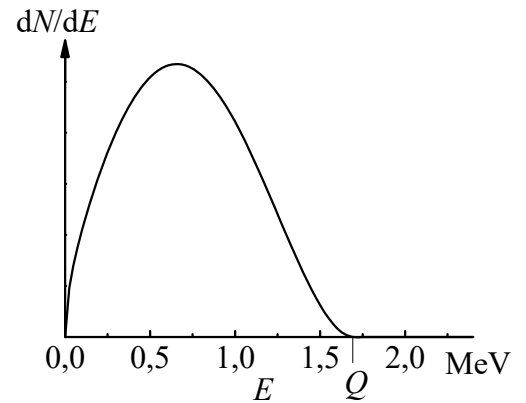
$$d\lambda \approx \frac{2\pi}{\hbar} |V'_{nm}|^2 d\rho(Q) \cdot \frac{V_b^2}{V^2} = \frac{2\pi}{\hbar} |V'_{nm}|^2 \frac{(4\pi)^2 V_b^2}{h^6} \cdot \frac{\sqrt{E^2 + 2E \cdot m_e c^2} (E + m_e c^2) (Q - E)^2}{c^6} dE. \quad (3.7.20)$$

Kaip matome, tūris V , kuris neturi fizikinės prasmės, susiprastino. Padaliję šios lygybės abi puses iš dE , gauname reiškinių, kuris yra proporcingas elektronų energijos spektrui:

$$\frac{d\lambda}{dE} = \frac{1}{N_{br}} \cdot \frac{dN}{dE} = D \sqrt{E^2 + 2E \cdot m_e c^2} (E + m_e c^2) (Q - E)^2; \quad (3.7.21)$$

čia dN/dE yra *per laiko vienetą* skylančių branduolių skaičius elektrono energijos vienetui, N_{br} yra branduolių skaičius, o D yra konstanta, į kurią įeina branduolinis daugiklis $|V'_{nm}|^2$ ir visi daugikliai, kurie nepriklauso nuo E . (3.7.21) pirmoji lygybė tiesiogiai išplaukia iš radioaktyviojo skilimo dėsnio (3.6.1), turint omenyje, kad šiuo atveju N reiškia jau ne branduolių skaičių, o jų skilimo spartą (t. y. (3.6.1) lygybės kairiąją pusę su minuso ženklu).

7 pav. pavaizduotas pagal (3.7.21) formulę apskaičiuoto β dalelių spektro pavyzdys. Matome, kad jo forma panaši į empirinių spektrų formą (žr. 6a pav. ir 6b pav.). Didžiausi teorijos ir eksperimento skirtumai pastebimi mažų energijų srityje. Šie skirtumai atsiranda todėl, kad teoriniuose skaičiavimuose nebuvo atsižvelgta į Kulono sąveiką tarp β dalelės ir antrinio branduolio. Vykstant β^- skilimui, Kulono trauka tarp išspinduliuotojo elektrono ir branduolio padidina mažiausios energijos elektronų skaičių, o vykstant β^+ skilimui, Kulono stūma tarp išspinduliuotojo pozitrono ir branduolio sumažina mažiausios energijos pozitronų skaičių. Tikslesnėje teorinėje analizėje Kulono sąveikos įtaką β dalelių spektrui atspindi papildomas daugiklis $F(Z', E)$, kuris vadinamas **Fermio funkcija**. Jos argumentai yra antrinio branduolio krūvio skaičius Z' ir β dalelės energija E .



7 pav. Teorinis β dalelių spektras nepaisant jų Kulono sąveikos su branduoliu

3.7.4. Beta skilimo atrankos taisyklės

Beta skilimui galioja tam tikros atrankos taisyklės. Laikykime, kad eksponentiniai daugikliai banginių funkcijų išraiškose (3.7.7a,b) mažai skiriasi nuo vieneto branduolio tūryje. Kaip ir savaiminių fotoninių šuolių atveju, **leidžiamieji β skilimai** – tai tokie skilimai, kuriems trikdžio matricos elementas V_{nm} , kuris gaunamas, kai minėtosios eksponentės pakeičiamos vienetu, yra nelygus nuliui. Jeigu taip apskaičiuotas matricos elementas V_{nm} yra lygus nuliui, sakoma, kad β skilimas yra **draudžiamasis**. Draudžiamųjų skilimų atveju reikia patikslinti matricos elemento skaičiavimo metodiką, t. y. reikia atsižvelgti į elektrono ir neutrino banginių funkcijų (3.7.7a,b) priklausomybę nuo r branduolio viduje (čia vėl galima įžvelgti analogiją su elektromagnetine spinduliuote). Šitai patikslintas matricos elementas V_{nm} jau skiriasi nuo nulio (ir jo modulio kvadrato jau negalima išreikšti (3.7.5) pavidalu), tačiau jo modulis dažniausiai būna mažesnis negu leidžiamųjų skilimų atveju. Todėl draudžiamųjų skilimų tikimybė dažniausiai būna mažesnė negu leidžiamųjų (esant tiems patiems antrinio branduolio krūvio skaičiui Z' ir skilimo energijai Q). Atitinkamai nuklidų, kurie neturi leidžiamųjų β skilimo kanalų, skilimo pusamžis dažniausiai būna didesnis negu nuklidų, kurie gali skilti leidžiamuoju β skilimo būdu. Be to, draudžiamąjo skilimo atveju pakinta ir β dalelių spektro forma, nes $|V_{nm}|$ jau nėra konstanta, o priklauso nuo elektrono ir neutrino galutinių būsenų.

Draudžiamieji beta skilimai (kvantiniai šuoliai) klasifikuojami pagal suminį orbitinį judesio kiekio momentą, kurį nusineša elektronas ir neutrinas (atitinkamą kvantinį skaičių žymėsime L). Leidžiamiesiems šuoliams $L = 0$. Šuoliai, kuriems $L = 1$, vadinami **pirmaisiais draudžiamaisiais šuoliais**; šuoliai, kuriems $L = 2$, vadinami **antraisiais draudžiamaisiais šuoliais** ir t. t. Kuo didesnis L , tuo mažesnė skilimo sparta (t. y. tuo didesnis skilimo pusamžis). Egzistuoja taisyklės, kurios nusako būtinas sąlygas, kad beta skilimas būtų leidžiamasis arba L -tasis draudžiamasis ($L = 1, 2, \dots$). Šios taisyklės vadinamos **beta skilimo atrankos taisyklėmis**. Pagal šias taisykles šuolio „draudžiamumo laipsnį“ lemia trys veiksniai:

- 1) elektrono ir neutrino suminis *sukininis* judesio kiekio momentas;
- 2) pirminio ir antrinio nuklidų pilnutinio judesio kiekio momento kvantinių skaičių skirtumo modulis $\Delta J = |J_a - J_b|$;
- 3) branduolio būsenos lyginumo pokytis ΔI . Šio parametro vertę nusakysime žodžiu „taip“, jeigu lyginumas pakinta (t. y. jeigu $I_a \neq I_b$), arba žodžiu „ne“, jeigu lyginumas nepakinta (t. y. jeigu $I_a = I_b$).

Kadangi ir elektrono, ir neutrino sukinio kvantinis skaičius lygus $1/2$, tai jų suminio sukinio kvantinis skaičius S gali būti lygus 0 arba 1. Pirmosios rūšies kvantiniai šuoliai (kai $S = 0$) vadinami **Fermio tipo šuoliais**, o antrosios rūšies (kai $S = 1$) – **Gamovo ir Telerio tipo šuoliais** (angl. *Gamow-Teller transitions*). Beta skilimo atrankos taisyklės išvardytos 3 lentelėje (skliaustuose nurodytos ΔJ vertės, kurios yra uždraustos, jeigu pradinis arba galutinis branduolio sukinio kvantinis skaičius yra lygus nuliui). Matome, kad leidžiamąjo β skilimo metu branduolio sukinio kvantinio skaičiaus pokytis yra lygus 0 arba ± 1 , o būsenos lyginumas nepakinta, t. y.

$$\Delta J = 0, 1; \quad (3.7.22a)$$

$$I_b = I_a; \quad (3.7.22b)$$

be to, šuolis su $J_a = J_b = 0$ būtinai yra Fermio tipo šuolis, o šuolis su $\Delta J = 1$ būtinai yra Gamovo ir Telerio tipo (nes Fermio tipo šuolis, kuris atitinka sąlygas $\Delta J = 1$ ir $I_a = I_b$, yra antrasis draudžiamasis šuolis).

3 lentelė. Beta skilimo atrankos taisyklės

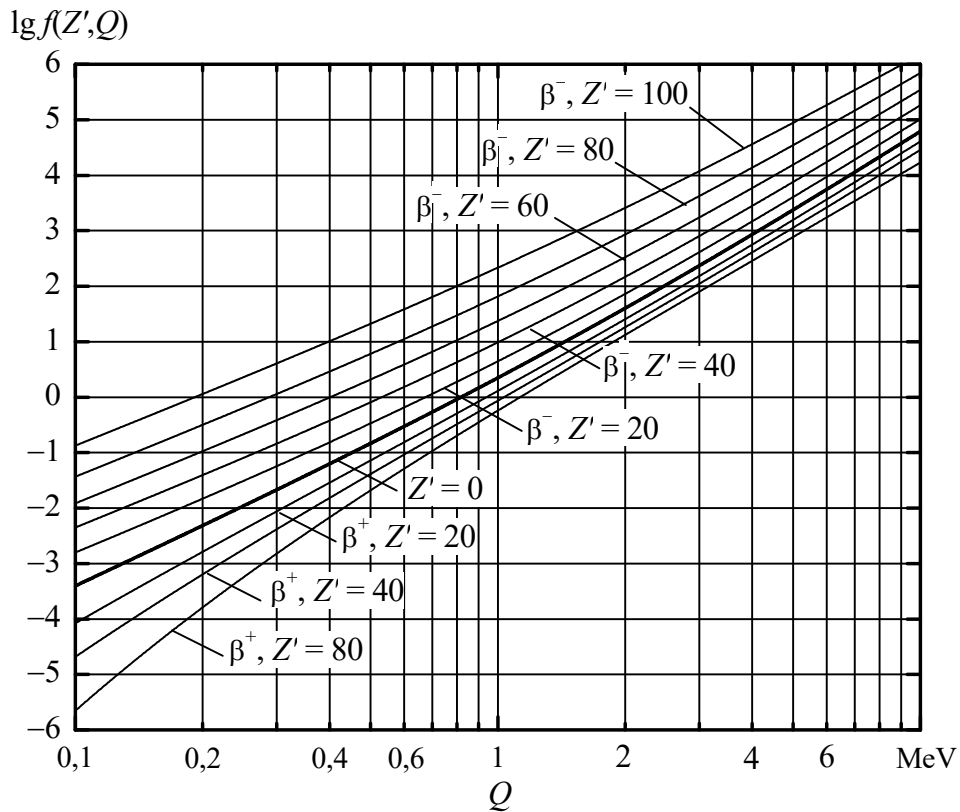
Draudžiamumas	L	Fermio tipo		Gamovo ir Telerio tipo	
		ΔJ	ΔI	ΔJ	ΔI
Leidžiamasis	0	0	Ne	(0), 1	Ne
Pirmasis draudžiamasis	1	(0), 1	Taip	0, 1, 2	Taip
Antrasis draudžiamasis	2	(1), 2	Ne	2, 3	Ne
Trečiasis draudžiamasis	3	(2), 3	Taip	3, 4	Taip
Ketvirtasis draudžiamasis	4	(3), 4	Ne	4, 5	Ne

3.7.5. Leidžiamųjų ir draudžiamųjų beta skilimų spartos palyginimas

Pagal Fermio beta skilimo teoriją galima apytiksliai apskaičiuoti beta skilimo tikimybę per laiko vienetą. Ji yra lygi

$$\lambda = D \cdot f(Z', Q); \quad (3.7.23)$$

čia D yra „branduolinis daugiklis“, kuris nepriklauso arba silpnai priklauso nuo elektrono ir neutrino būsenų, tačiau stipriai priklauso nuo pirminio ir antrinio branduolių būsenų, o $f(Z', Q)$ yra specialioji funkcija, kurios argumentai yra antrinio branduolio krūvio skaičius Z' ir beta skilimo energija Q . Tos funkcijos dešimtainio logaritmo priklausomybė nuo Q , esant įvairioms Z' vėrtėms, pavaizduota 8 pav. Funkciją f galima taikyti eksperimentiškai nustatant β skilimo tipą (t. y. kampą tarp elektrono ir neutrino sukinų ir skilimo „uždraustumo laipsnį“ L). Sandaugos $f(Z', Q)T_{1/2}$ vėrtė sparčiai didėja didėjant L . Kadangi tos sandaugos vėrtės skirtingų šuolių atveju gali skirtis daugeliu eilių, yra įprasta nurodyti jos dešimtainį logaritmą $\lg(fT_{1/2})$, kur pusamžis $T_{1/2}$ išreikštas sekundėmis. 4 lentelėje pateiktos apytikslės to logaritmo vėrtės esant įvairioms L vėrtėms. Taigi, išmatavus skilimo pusamžį ir padauginus jį iš duotąjį beta skilimą atitinkančios funkcijos f vėrtės, pagal gautojo skaičiaus didumo eilę galima nustatyti šuolio uždraustumo laipsnį. Be to, jeigu yra žinoma, ar to šuolio metu pakinta būsenos lyginumas, pagal 3 lentelę galima nustatyti ir branduolio sukinio kvantinio skaičiaus pokytį ΔJ .



8 pav. Dydzio $f(Z', Q)$, kurį apibrėžia (3.7.23) formulė, dešimtainio logaritmo priklausomybės nuo β^- arba β^+ dalelių didžiausios energijos Q esant įvairiems antrinio branduolio krūvio skaičiams Z'

4 lentelė. Reiškinių $\lg(fT_{1/2})$ apytikslės vertės įvairaus tipo β skilimams (iš [4])

Šuolio tipas	$\lg(fT_{1/2})$
Superleidžiamasis	$\sim 3,5$
Leidžiamasis	$5,5 \pm 1,5$
Pirmasis draudžiamasis	$7,5 \pm 1,5$
Antrasis draudžiamasis	~ 12
Trečiasis draudžiamasis	~ 16
Ketvirtasis draudžiamasis	~ 21

Leidžiamasis šuolis vadinamas „superleidžiamuoju“ tada, kai pirminio ir antrinio branduolių būsenos (banginės funkcijos) yra ypač panašios viena į kitą. Tokių šuolių pavyzdžiai – tai vadinamieji „veidrodiniai“ šuoliai, kai pirminio branduolio neutronų skaičius yra lygus antrinio branduolio protonų skaičiui (ir atvirkščiai). Kadangi β skilimo metu protonų ir neutronų skaičiai pakinta vienetu, tai aišku, kad minėtoji lygybė galioja tik tada, kai ir pirminiame, ir antriniame branduolyje neutronų ir protonų skaičių skirtumas yra lygus ± 1 . Tokių β skilimų pavyzdžiai yra skilimai $n \rightarrow p$, ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$, ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O}$. Tokio skilimo atveju vienintelis skirtumas tarp pirminio ir antrinio branduolių yra tas, kad vienas neutronas virto protonu, arba atvirkščiai.

3.8. Gama spinduliavimo ir vidinės konversijos sąvokos

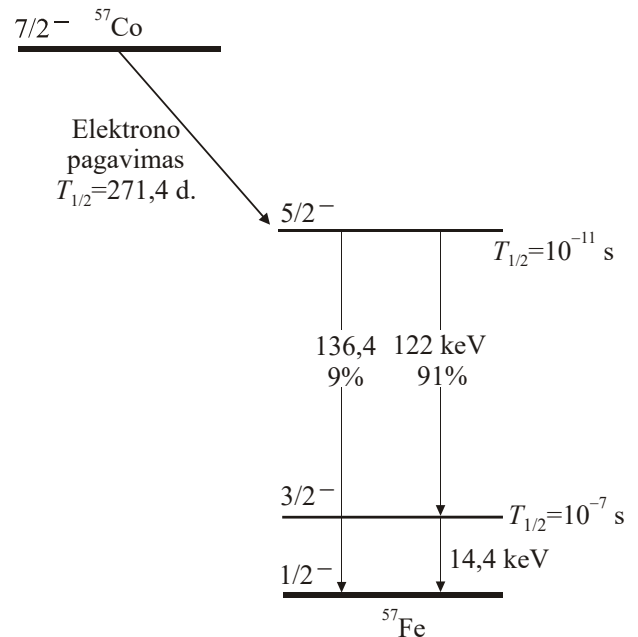
Gama (γ) spinduliuotė vadinamos elektromagnetinės bangos, kurių bangos ilgis yra daug mažesnis už atstumą tarp kietojo kūno atomų, t. y. daug mažesnis už 10^{-10} m (1 Å). Daleliniu požiūriu elektromagnetinės bangos yra dalelių – **fotonų** – srautas. Kalbant apie γ spinduliuotę, fotonai dažniausiai vadinami **γ kvantais**. γ spinduliuotės diapazonas iš dalies persikloja su rentgeno spinduliuotės diapazonu.

Branduolių γ spinduliuotė atsiranda šitaip. Radioaktyviojo skilimo arba branduolinės reakcijos metu susidaręs branduolys dažnai būna sužadintosios būsenos (turi energijos perteklių). Tokiu atveju jis savaime pereina į pagrindinę (mažiausios energijos) būseną. Energijos perteklius išspinduliuojamas fotono (γ kvanto) pavidalu. Šio vyksmo metu branduolio sudėtis (masės skaičius A ir krūvio skaičius Z) nepakinta; pakinta tik jo energija. Branduolių γ spinduliuotės spektras yra sudarytas iš atskirų linijų, nes branduolio energijos vertės yra diskrečios (žr. 3.4 poskyrį). Taigi, **branduolių γ spinduliuotė** – tai elektromagnetinė spinduliuotė, kuri atsiranda dėl sužadintojo branduolio kvantinių šuolių į žemesnius energijos lygmenis (9 pav. šie kvantiniai šuoliai pavaizduoti vertikaliosiomis rodyklėmis). Kartais sužadintasis branduolys pereina į pagrindinę energijos lygmenį per tarpinės energijos lygmenį (9 pav. – 122 keV šuolis). Iš pagrindinės į sužadintą būseną branduolys gali pereiti tik sugėręs atitinkamo dažnio fotoną. Vadinasi, kad branduolys galėtų sugerti fotoną, fotono energija branduolio atskaitos sistemoje turi būti lygi kurių nors dviejų branduolio energijos lygmenų skirtumui. Todėl branduolio sugerties spektras taip pat sudarytas iš siaurų linijų.

Taigi, jeigu turime du branduolio energijos lygmenis, kurių energijos E_1 ir E_2 , ir jeigu $E_1 > E_2$, tada šuolio iš lygmens E_1 į lygmenį E_2 metu branduolys išspinduliuoja fotoną, kurio energija lygi

$$h\nu = E_1 - E_2, \quad (3.8.1)$$

o šuolio iš E_2 į E_1 metu sugeria tos pačios energijos fotoną. Čia ν yra išspinduliuoto arba sugerto fotono dažnis branduolio atskaitos sistemoje, o h yra Planco konstanta ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s). Fotonų, kurie spinduliuojami dėl kvantinių šuolių tarp branduolio energijos lygmenų, energijos dažniausiai priklauso intervalui (0,01–5) MeV.



9 pav. Radioaktyviojo skilimo ${}^{57}\text{Co} \rightarrow {}^{57}\text{Fe}$ schema. Kiekvieno lygmens kairėje nurodytas branduolio sukinio kvantinis skaičius. Viršutinis indeksas šalia to skaičiaus nusako būsenos lyginumą („+“ reiškia lyginę banginę funkciją, o „-“ reiškia nelyginę banginę funkciją)

Laikas, per kurį sužadintasis branduolys praranda energijos perteklių, dažniausiai būna 10^{-14} – 10^{-6} s eilės. Tačiau kai kurių nuklidų branduoliai išlieka sužadintosios būsenos daug ilgesnį laiką. Pvz., dėl ^{137}Cs (cezio-137) branduolio β^- skilimo susidaro sužadintasis ^{137}Ba (bario-137) branduolys antrajame sužadintajame energijos lygmenyje, kurio vidutinė gyvavimo trukmė lygi 2,6 min. Ypač ilgaamžės sužadintosios būsenos (tokios kaip ^{137}Ba branduolio būseną, kuri atitinka antrąjį sužadintąjį lygmenį) vadinamos *metastabiliosiomis būsenomis*.

Energijos perteklių sužadintasis branduolys gali prarasti trimis būdais. Dažniausias vyksmas – anksčiau aprašytas branduolio kvantinis šuolis į žemesnį energijos lygmenį, kurio metu energijos perteklius išspinduliuojamas fotonų pavidalu. Kiti du galimi vyksmai aprašyti toliau.

Energijos perteklių sužadintasis branduolys gali prarasti ne vien fotono pavidalu, bet ir tiesiogiai perduoti jį vienam iš savo atomo elektronų. Kadangi elektrono gautoji energija yra daug didesnė už jo ryšio energiją atome, tai elektronas išlekia iš atomo. Toks vyksmas vadinamas *vidine konversija*. Kai yra galima γ spinduliuotė, tai visada yra galima ir vidinė konversija. T. y. dalis sužadintųjų branduolių praranda energiją, išspinduliuodami γ kvantą, o kita dalis praranda energiją vidinės konversijos būdu. Pvz., tik 90 % ^{137}Ba branduolių iš antrojo sužadintojo energijos lygmens pereina į pagrindinį lygmenį, išspinduliuodami γ kvantą; likusieji praranda energiją vidinės konversijos būdu. Vidinės konversijos metu išspinduliuojamas elektronas, kurio energija (E_e) yra mažesnė už sužadinimo energiją (E) dydžiu, kuris lygus išlaisvintojo elektrono ryšio energijai atomo elektronų sluoksnyje (ε_r):

$$E_e = E - \varepsilon_r. \quad (3.8.2)$$

Vadinasi, vidinės konversijos elektronų energijos spektras sudarytas iš atskirų linijų, kaip ir branduolio γ spinduliuotės spektras. Tuo vidinės konversijos elektronai skiriasi nuo elektronų, kurie spinduliuojami β^- skilimo metu (pastarųjų spektras yra tolydus: žr. 3.7 poskyrį).

Jeigu sužadintojo branduolio energijos perteklius yra didesnis už dvigubą elektrono rimties energiją, t. y. už $2mc^2 = 1,02\text{MeV}$, tada energijos perteklius gali virsti elektrono ir pozitrono pora. Šios dvi dalelės išlekia iš atomo. Toks vyksmas vadinamas *vidiniu porų kūrimu*.

Iš anksčiau minėtų trijų vyksmų (γ kvanto išspinduliavimas, vidinė konversija ir vidinis porų kūrimas) tikimiausias yra pirmasis vyksmas, t. y. kvantinis šuolis, išspinduliuojant fotoną. Išimtyš iš šios taisyklės pastebimos tais atvejais, kai spinduliuojamuosius kvantinius šuolius draudžia atrankos taisyklės.

γ spinduliuotė gali atsirasti ne tik dėl kvantinių šuolių tarp branduolio energijos lygmenų, bet ir anihiliuojant subatominei dalelei ir jos antidalelei. Žemės sąlygomis dažniausiai pastebima elektrono ir jo antidalelės – pozitrono – anihiliacija. Pozitronus praktikoje galima gauti panaudojant β^+ radioaktyvius nuklidus (pvz., ^{22}Na). Greitieji pozitronai, kuriuos spinduliuoja tokie nuklidai, sulėtėja, pereidami pro medžiagą, ir anihiliuoja su medžiagos elektronais. Šios anihiliacijos metu priešingomis kryptimis išspinduliuojami du fotonai, kurių kiekvieno energija lygi elektrono rimties energijai $m_e c^2 = 511\text{ keV}$, t. y. priklauso γ spinduliuotės diapazonui.

4. Tyrimo metodika

4.1. Magnetinio spektrometro veikimo principas

Šiame darbe matuojamas β dalelių energijos spektras. Dalelių *energijos spektrą* nusako dalelės kinetinės energijos E funkcija, kuri proporcinga dydžiui dN/dE ; čia dN yra skaičius dalelių, kurių energijos yra nuo E iki $E + dE$ (čia turimas omenyje vidutinis dalelių skaičius per laiko vienetą). Prietaisai, kurie matuoja tą funkciją, yra vadinami *dalelių spektrometrais*, o tokių matavimų metodų visuma vadinama *dalelių spektroskopija*.

Vadinasi, jeigu tiriamasis dalelių šaltinis spinduliuoja daugelio energijų daleles (kaip, pvz., β radioaktyvieji nuklidai), tada, norint išmatuoti jų energijos spektrą, reikia turėti būdą „išskaidyti“ tas daleles pagal energijas. Tam reikia panaudoti detektorių, kurio signalas yra vienareikšmiškai susijęs su dalelių energija. Pvz., dalelių spektroskopijoje plačiai taikomi detektoriai, kurie, sąveikaudami su krintančiąja dalele, generuoja įtampos impulsą, kurio amplitudė proporcinga dalelės energijai (tokių detektorių pavyzdžiai yra puslaidininkiniai detektoriai, dujiniai proporcingieji detektoriai, impulsinės jonizacijos kameros, blyksimieji detektoriai). Tokiu atveju „signalas“ (t. y. dydžio, kuri neša informaciją apie dalelės energiją) vaidmenį atlieka įtampos impulso amplitudė. Šiame darbe tiriamas kitoks spektrometras – *magnetinis spektrometras*, kurio veikimo principas remiasi elektringųjų dalelių nuokrypiu magnetiniame lauke. Esant fiksuotam magnetiniam laukui, tokio spektrometro „signalas“ yra detektorių pasiekiančių dalelių trajektorijos spindulys, o esant fiksuotam trajektorijos spinduliui, „signalas“ vaidmenį atlieka magnetinė indukcija.

Rasime sąryšį tarp trajektorijos spindulio, dalelės energijos ir magnetinės indukcijos. Žinome, kad magnetiniame lauke elektringąją dalelę, kurios krūvis q , veikia Lorencio jėga

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}; \quad (4.1.1)$$

čia $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ yra dalelės greičio vektoriaus $\mathbf{v}$ ir magnetinės indukcijos vektoriaus $\mathbf{B}$ vektorinė sandauga. Iš (4.1.1) išplaukia, kad magnetiniame lauke dalelę veikianti jėga visada yra statmena dalelės judėjimo kryptiai ir magnetinės indukcijos kryptiai. Todėl vienalyčiame magnetiniame lauke dalelė juda spirale arba apskritimu aplink magnetinio lauko linijas. To apskritimo spindulys r , magnetinės indukcijos modulis B ir dalelės kinetinė energija E yra vienareikšmiškai susiję tarpusavyje. Rasime šį sąryšį. Lorencio jėga (4.1.1) suteikia dalelei įcentrinį pagreitį v^2/r ; čia $v \equiv |\mathbf{v}|$, o r yra dalelės trajektorijos spindulys. Vadinasi, pagal antrąjį Niutono dėsnį,

$$qvB = \frac{mv^2}{r}, \quad (4.1.2)$$

kur m yra dalelės masė. Kadangi dalelės impulso (judesio kiekio) modulis lygus $p = mv$, tai, padaliję (4.1.2) lygybės abi puses iš v , gauname:

$$qB = \frac{p}{r}, \quad (4.1.3)$$

Jeigu dalelė yra nereliatyvistinė (t. y. jeigu jos greitis v yra žymiai mažesnis už šviesos greitį c), tada

$$p = \sqrt{2mE}. \quad (4.1.4)$$

Įrašę (4.1.4) į (4.1.3) ir išreiškę E , randame:

$$E = \frac{q^2 B^2 r^2}{2m}. \quad (4.1.5)$$

Reliatyvistinių dalelių atveju sąryšis tarp dalelės energijos, magnetinio lauko ir spindulio yra kitoks. Reliatyvistinės dalelės masė m , kuri įeina į (4.1.2) lygybę, priklauso nuo dalelės greičio:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad (4.1.6)$$

čia $\beta \equiv v/c$, o m_0 yra dalelės rimties masė. Įrašę (4.1.6) į (4.1.2), gauname:

$$\left(\frac{Brq}{m_0 c} \right)^2 = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}. \quad (4.1.7)$$

Išreiškę β^2 iš (4.1.7) ir įrašę į (4.1.6), gauname dalelės reliatyvistinės masės m išraišką trajektorijos spinduliu r :

$$m = m_0 \sqrt{1 + \left(\frac{Brq}{m_0 c} \right)^2}. \quad (4.1.8)$$

Reliatyvistinės dalelės kinetinė energija yra lygi

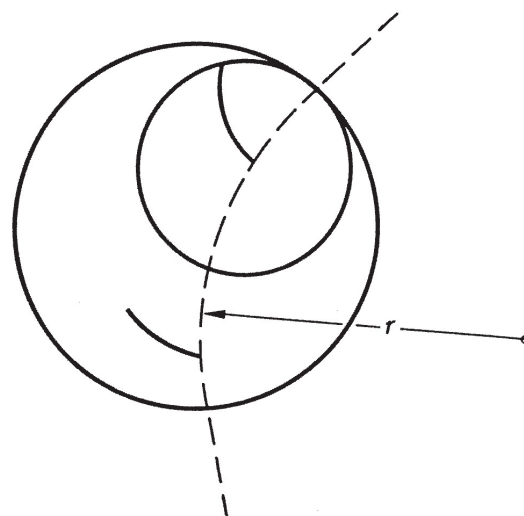
$$E = mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{Brq}{m_0 c} \right)^2} - 1 \right). \quad (4.1.9)$$

Esant ypač dideliui dalelės greičiui, kai $1 - \beta^2 \ll 1$, antrasis dėmuo po šaknies ženklų yra daug didesnis už vienetą (žr. (4.1.7)). Tada gauname

$$E \approx Brqc. \quad (4.1.10)$$

Vadinasi, šiuo atveju dalelės trajektorijos spindulys yra proporcingas jos kinetinei energijai ir atvirkščiai proporcingas magnetinei indukcijai.

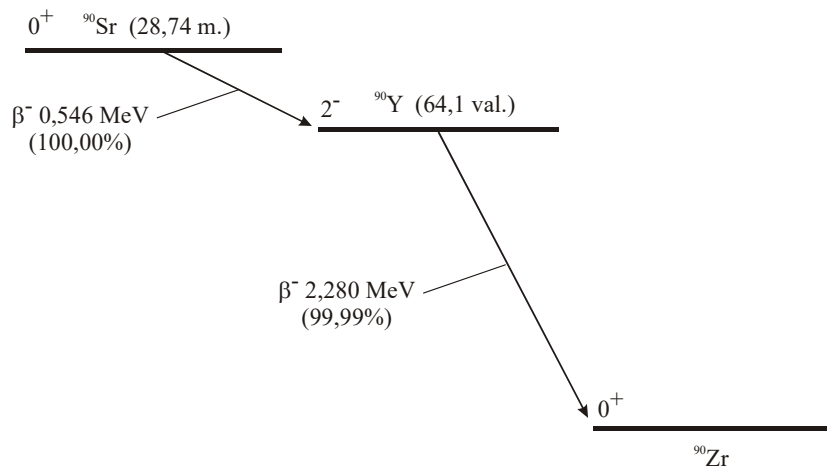
Taigi, gavome dalelės energijos išraišką jos trajektorijos spinduliu r ir magnetine indukcija B (bendroji išraiška yra (4.1.9), o jos atskirieji atvejai nereliatyvistiniams greičiams ir ultrarelatyvistiniams greičiams yra atitinkamai (4.1.5) ir (4.1.10)). Vadinasi, jeigu duotas elektringųjų dalelių šaltinis, kuris spinduliuoja įvairių energijų daleles, tada skirtingų energijų daleles galima „atrinkti“ dviem būdais: 1) naudojant pastovų magnetinį lauką B ir kryptingai keičiant trajektorijos spindulį r ; 2) naudojant pastovų trajektorijos spindulį ir kryptingai keičiant magnetinį lauką. Šiame darbe naudojamas antrasis būdas. T. y. spektrometro konfigūracija yra tokia, kad detektorių gali pasiekti tik dalelės, kurios juda tiksliai apibrėžto spindulio orbita ($r = 50$ mm). Tam panaudojama diafragmų sistema (žr. 10 pav. ir 13 pav).



10 pav. Diafragmų sistema ir β dalelės trajektorija spektrometro kameroje; trajektorija parodyta brūkšniuota linija; r yra trajektorijos spindulys

Magnetinė indukcija reguliuojama, keičiant ritę tekančią srovę. Ta ritė užmauta ant uždaros feromagnetinės šerdies. Magnetinio spektrometro, kuris naudojamas šiame darbe, kamera yra suspausta tarp dviejų tos šerdies sekcijų (pati kamera pagaminta iš neįmagnetėjančios medžiagos). Kadangi srovės matavimas yra paprastesnis už magnetinės indukcijos matavimą, spektrometras yra iš pradžių kalibruojamas (be radioaktyviojo šaltinio). Kalibravimo esmė – tai sąryšio tarp magnetinės indukcijos B ir ritę tekančios srovės I nustatymas. Funkcijos $B(I)$ grafikas vadinamas magnetinio spektrometro „kalibravimo kreive“. Sukalibravus spektrometrą, pakanka matuoti tik srovę I (nes magnetinė indukcija gali būti nustatyta pagal kalibravimo kreivę). Taigi, tampa nereikalingi pakartotiniai magnetinės indukcijos matavimai.

Šiame darbe yra tiriamas radioaktyviųjų stroncio ir itrio izotopų ^{90}Sr ir ^{90}Y mišinys. ^{90}Y yra ^{90}Sr skilimo produktas, kuris irgi yra radioaktyvus. ^{90}Sr ir ^{90}Y skilimo schema pavaizduota 11 pav. ^{90}Y skilimo metu atsiranda ir silpna gama spinduliuotė (nes egzistuoja 0,02 % tikimybė, kad ^{90}Y skils ne į pagrindinį ^{90}Zr lygmenį, o į sužadintąjį lygmenį, kurio energija yra 513 keV). Tačiau dar didesnę įtaką rezultatams gali turėti kiti natūralieji gama spinduliuotės šaltiniai, kurių visada yra aplinkoje (pvz., grunte, statybinėse medžiagose



11 pav. ^{90}Sr ir ^{90}Y skilimo schema. Schemoje pateikti pusamžis, didžiausios β dalelių energijos ir atitinkamų β skilimų tikimybės

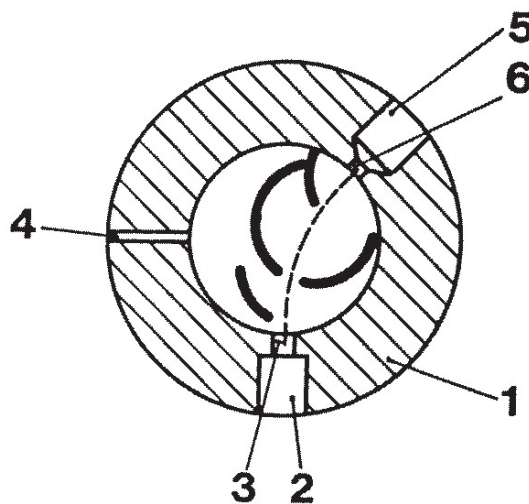
ir ore). Kadangi skaitiklis detektuoja ir β , ir γ spinduliuotę, tai iš matavimo rezultatų reikia atimti γ spinduliuotės indėlį. Gama spinduliuotės dėmuo randamas, pakeitus magnetinio lauko ženklą. Tada Lorencio jėga nukreipia elektronus į šalį nuo detektoriaus, todėl jis detektuoja tik γ spinduliuotę, kuri nepriklauso nuo magnetinio lauko.

Be to, reikia atkreipti dėmesį į tai, kad $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ šaltinio atveju turime du nuoseklius β^- skilimus: $^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ (žr. 11 pav.). Todėl šiuo atveju išmatuotasis β dalelių spektras yra dviejų spektrų sanklota. Kadangi ^{90}Y spinduliuojamų β dalelių didžiausioji energija yra maždaug 4 kartus didesnė už ^{90}Sr spinduliuojamų β dalelių energiją, tai ^{90}Y β dalelių spektras „paslepia“ ^{90}Sr β dalelių spektrą, ir yra įmanoma išmatuoti tik ^{90}Y β dalelių spektro dalį, kuri atitinka aukščiausių energijų β daleles (tiksliau, energijas, kurios yra didesnės už didžiausiąją ^{90}Sr β dalelių energiją).

4.2. Beta skilimo energijos nustatymas pagal išmatuotą spektrą

Yra žinoma, kad beta skilimo energija Q yra praktiškai lygi beta dalelių didžiausiai energijai, t. y., energijos vertei, kurią viršijus, spektras tampa tapačiai lygus nuliui (pvz., žr. 6 pav.). Todėl gali atrodyti, kad skilimo energiją Q reikėtų matuoti taip: didinti magnetinę indukciją, kol dalelių skaičiavimo sparta nesumažėja iki nulio. Didžiausia magnetinė indukcija, kuriai esant skaičiavimo sparta dar yra nenulinė (arba mažiausia magnetinė indukcija, kuriai esant skaičiavimo sparta jau yra lygi nuliui) atitinka skilimo energiją pagal (4.1.9) formulę. Tačiau toks matavimo būdas yra neracionalus dėl dviejų priežasčių:

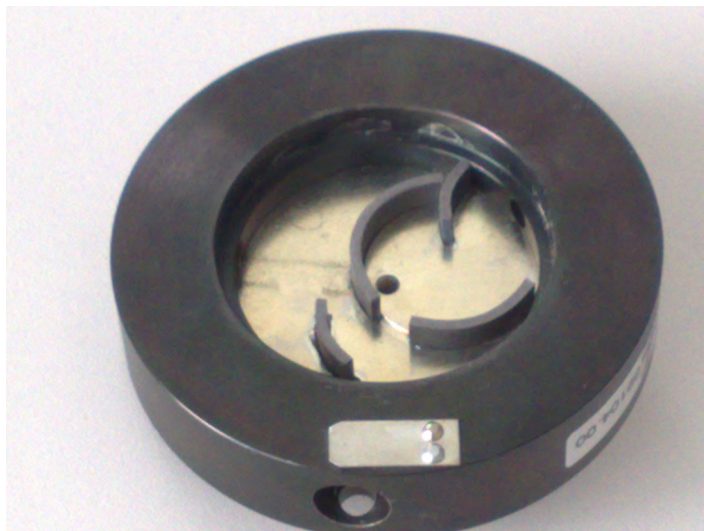
- 1) Beta dalelių spektras artėja prie nulio netiesiškai. Spektro dešiniajame krašte spektro mažėjimas sulėtėja, t. y. jo išvestinė artėja prie nulio (šis sulėtėjimas matomas ir 6 pav.). Taške, kuris atitinka didžiausią β dalelių energiją, išvestinė tampa tiksliai lygi nuliui. Tai reiškia, kad arti spektro dešinėsios ribos dalelių skaičiavimo sparta yra ypač maža. Todėl, norint toje spektro srityje išskirti tiriamąją beta spinduliuotę iš pašalinės spinduliuotės „fono“, reikėtų labai ilgų matavimų.
- 2) Esant kiekvienai magnetinės indukcijos vertei, detektorių pasiekia ne tiksliai apibrėžtos energijos beta dalelės, o dalelės, kurių energijos priklauso tam tikram baigtinio pločio intervalui. Tą dalelių energijos neapibrėžtumą lemia diafragmų sistemos geometrija. Kaip matome 12 pav. ir 13 pav., plyšiai, pro kuriuos praeina beta dalelės magnetinio spektrometro kameros viduje, yra palyginti platūs. Jų plotis siekia 5 – 6 mm, o tai yra maždaug dešimtadalis vidutinio trajektorijos spindulio (pastarasis, kaip minėta, yra 50 mm). Todėl, esant kiekvienai magnetinės indukcijos vertei, egzistuoja ne viena, o daug skirtingo spindulio apskritų trajektorių, kuriomis gali netrukdomai judėti β dalelės prieš pasiekdamos detektoriaus langelį (tų trajektorių spinduliai kinta nuo maždaug 47 mm iki maždaug 53 mm). Šiame darbe taikant (4.1.9) formulę, reikia naudoti vidutinį trajektorijos spindulį $r = 50$ mm. Tada gauname vidutinę detektuojamų dalelių energiją. Tačiau, net kai magnetinė indukcija B padidėja tiek, kad šitaip apskaičiuota energija tampa didesnė už Q , gali būti detektuojamos mažesnės trajektorijos spindulio dalelės, kurių energija (pagal tą pačią formulę) vis dar gali būti mažesnė už Q . Todėl išmatuotojo spektro dešinysis kraštas yra pasislinkęs į didelių energijų pusę. Vadinasi, pagal jį nustatytoji Q vertė visada yra didesnė už tikrąją.



12 pav. Beta spektrometro kameros skerspjūvis: 1) kameros sienelės (jos pagamintos iš neįmagnetėjančios medžiagos); 2) anga tiriamajam bandiniui; 3) diafragma; 4) anga Holo zondui; 5) Geigerio ir Miulerio skaitiklio vamzdelio laikiklis; 6) diafragma

Pastarieji spektro formos iškraipymai turi mažesnę įtaką energijai, kuri atitinka spektro *maksimumą* (o ne spektro kraštą). „Spektro maksimumas“ – tai spektro taškas, kuriame dalelių skaičiavimo sparta yra didžiausia, t. y. taškas, kuris atitinka didžiausią dN/dE vertę (o ne didžiausią energiją). Teoriškai įrodyta, kad tuo atveju, kai tiriamasis spektras atitinka ^{90}Sr arba ^{90}Y β^- skilimą, spektro maksimumo energija yra maždaug tris kartus mažesnė už β skilimo energiją Q . Todėl tiksliausias ir trumpiausias Q matavimo būdas yra toks: reikia išmatuoti spektro maksimumo energiją E_0 , o paskui ją padauginti iš trijų:

$$Q = 3E_0. \quad (4.2.1)$$



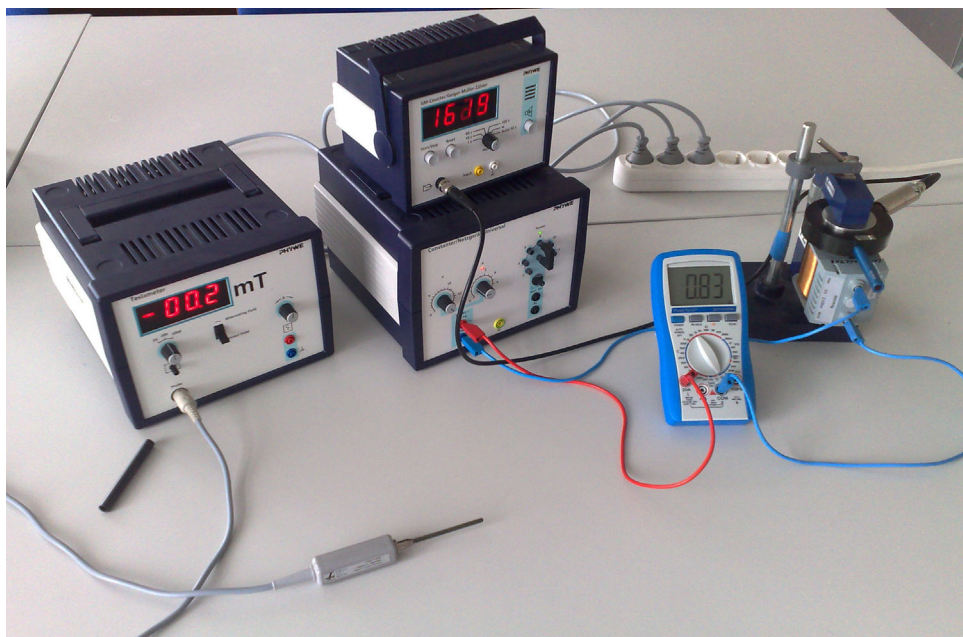
13 pav. Beta spektrometro kameros vidus. Matosi švino diafragmų sistema. Priekyje matoma anga radioaktyviam bandiniui įkišti

4.3. Darbo priemonės ir matavimo tvarka

Šiam darbui naudojama Vokietijos kompanijos „Phywe Systeme“ mokomoji beta spektroskopijos įranga. Darbo įrangą sudaro:

- 1) beta spektrometro kamera (jos skerspjūvis parodytas 13 pav.);
- 2) 600 apvijų ritė;
- 3) ritės feromagnetinė šerdis;
- 4) $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ radioaktyvusis šaltinis (aktyvumas – 74 kBq);
- 5) Geigerio ir Miulerio skaitiklis;
- 6) skaitiklio impulsų skaičiavimo įrenginys;
- 7) ritės srovės šaltinis;
- 8) skaitmeninis teslametras (rodo magnetinę indukciją kameros viduje);
- 9) Holo zondas (magnetinio lauko jutiklis), kuris yra prijungtas prie teslametro.

Be to, darbo metu gali būti naudojamas skaitmeninis multimetras, kuris rodo ritės srovę (tas multimetras parodytas 14 pav.). Tačiau, jeigu magnetinė indukcija yra matuojama tiesiogiai, o ne skaičiuojama pagal ritės srovę, tada multimetras nėra būtinas (tokiu atveju laidas, kuris 14 pav. prijungtas prie multimetro dešiniojo išvado, turėtų būti jungiamas prie ritės srovės šaltinio viršutinio išvado).



14 pav. Beta spektroskopijos įrangos bendras vaizdas

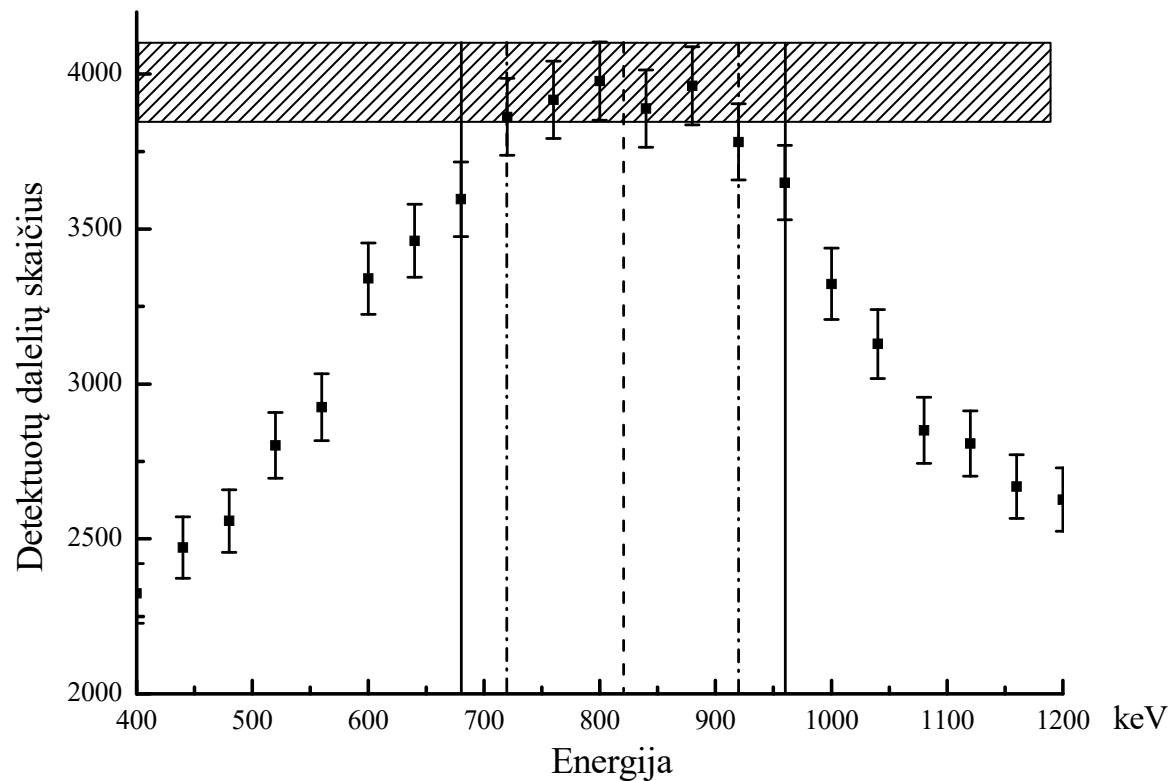
Matavimo tvarka yra tokia:

1. Įranga sujungiama taip, kaip parodyta 14 pav.
2. Įjungiami teslametras, Geigerio ir Miulerio skaitiklio impulsų skaičiavimo įrenginys ir ritės srovės šaltinis. Į atitinkamą beta spektrometro kameros angą įstatomas tiriamasis radioaktyvusis šaltinis ($^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$). Srovės ženklas turi būti toks, kad β dalelės būtų nukreipiamos link detektoriaus.
3. Holo zondas (t. y. magnetinio lauko jutiklis) įkišamas į atitinkamą kameros angą (12 pav. – Nr. 4) iki atsirėmimo.
4. Išmatuojama β dalelių skaičiavimo spartos priklausomybė nuo magnetinės indukcijos. Magnetinė indukcija keičiama srovės reguliatoriumi nuo 10 mT iki 200 mT kas 5–10 mT. Esant kiekvienai magnetinės indukcijos vertei, išmatuojamas dalelių skaičius per 60 s. Matavimo duomenys surašomi į lentelę.
5. Matavimo įranga išjungžiama. Po lentelės su matavimo duomenimis pasirašo darbo vadovas arba laborantas.

Prie matavimo įrangos yra atskiras matavimo tvarkos aprašas, kuris yra daug smulkesnis, negu tas, kuris pateiktas čia. Tuo aprašu reikia naudotis tik matavimo metu. Baigus matuoti, jį reikia palikti prie matavimo įrangos. Ruošiantis darbui, nebūtina žinoti visų matavimo tvarkos smulkmenų. Jeigu matavimo tvarkos nurodymai, kurie buvo pateikti anksčiau, neatitinka nurodymų, kurie pateikti detalijame apraše, tada matuojant reikia vadovautis detalioju aprašu.

4.4. Matavimo duomenų analizė

1. Kiekvienai magnetinės indukcijos vertei pagal (4.1.9) formulę apskaičiuojama elektrono kinetinė energija.
2. Iš visų išmatuotų dalelių skaičių atimamas fonas.
3. Nubraižomas $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ spinduliuojamų β dalelių energijos spektras (ant ordinačių ašies turi būti atidėtas dalelių skaičius per 60 s, o ant absčių ašies – energija).
4. Pagal gautuosius spektrus apytiksliai nustatoma ^{90}Y spinduliuojamų β dalelių spektrų maksimumo energija E_0 . Tai yra energija, kuri atitinka didžiausią dalelių skaičių per 60 s.
5. Apskaičiuojama energijos E_0 paklaida ΔE_0 . Reikia remtis tuo, kad kiekvienos energijos dalelių skaičiaus statistinis skirstinys yra Puasono skirstinys. Šio skirstinio ypatybė yra ta, kad standartinis nuokrypis yra lygus kvadratinei šakniai iš vidurkio. Vadinasi, kvadratinė šaknis iš dalelių, kurių energija yra E , skaičiaus $N(E)$ yra apytiksliai lygi to skaičiaus standartiniam nuokrypiui $\sigma_N(E)$, o to skaičiaus 95% pasikliautinis intervalas yra nuo $N(E) - 2\sigma_N(E) = N(E) - 2\sqrt{N(E)}$ iki $N(E) + 2\sigma_N(E) = N(E) + 2\sqrt{N(E)}$. Todėl energijos, kuri atitinka spektro maksimumą, pasikliautinąjį intervalą galima apibrėžti kaip energijos (E) verčių intervalą, kurį atitinkančių dalelių skaičių ($N(E)$) 95% pasikliautiniai intervalai persikloja su didžiausio dalelių skaičiaus 95% pasikliautiniu intervalu (žr. 16 pav.). Be to, reikėtų prijungti ir du taškus, kurie yra abipus to intervalo (15 pav. atveju tie taškai atitinka 680 keV ir 960 keV energiją). Taip yra todėl, kad nėra informacijos apie tai, kaip detektuotų dalelių skaičius priklauso nuo energijos tuose intervaluose (15 pav. atveju – intervale nuo 680 keV iki 720 keV ir intervale nuo 920 keV iki 960 keV).
6. Pagal (4.2.1) formulę apskaičiuojama didžiausioji β dalelių energija Q ir jos paklaida ΔQ . Apskaičiuotoji energija palyginama su tiksliaja.



15 pav. Spektro maksimumą atitinkančios energijos E_0 ir jos paklaidos nustatymas. Vertikalūs brūkšneliai prie kiekvieno taško nusako kiekvieno dalelių skaičiaus 95 % pasikliautinąjį intervalą (du standartiniai nuokrypiai į viršų ir du standartiniai nuokrypiai į apačią). Brūkšniuotoji juosta nusako didžiausio dalelių skaičiaus 95 % pasikliautinąjį intervalą (šiam pavyzdyje didžiausias dalelių skaičius atitinka 800 keV energiją). Tas intervalas susikerta su dar 5 taškų 95 % pasikliautinaisiais intervalais – dviejų taškų į kairę nuo maksimumo ir trijų taškų į dešinę nuo maksimumo (visi tie taškai yra viduje intervalo, kurį apibrėžia dvi brūkšninės-taškinės linijos). Prijungę dar po vieną tašką iš kiekvienos pusės, gauname, kad maksimumą atitinkančio kanalo 95 % pasikliautinasis intervalas yra nuo 680 keV iki 960 keV (to intervalo kraštai atitinka dvi vertikalias išsines linijas), t. y. $E_0 = (820 \pm 140)$ keV.

