

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Fizikos fakultetas

Mokomoji atomo ir branduolio fizikos laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 11

**ALFA DALELIŲ ENERGIJOS MATAVIMAS
PUSLAIDININKINIŲ DETEKTORIUMI**

Parengė A. Poškus

2024-10-12

Turinys

Darbo tikslas	2
1. Užduotys	2
2. Kontroliniai klausimai	2
3. Radioaktyvumas	3
3.1. Branduolio sandara. Izotopai	3
3.2. Branduolio masė ir ryšio energija	4
3.3. Radioaktyvumo sąvoka. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis	6
3.4. Alfa skilimas	8
3.5. Skilimų grandinės. Radioaktyviosios šeimos	12
4. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių savybės	17
4.1. Supaprastintas detektoriaus modelis	17
4.2. Detektoriaus veikla	18
4.3. Impulsų amplitudžių spektrai	19
4.4. Detektoriaus energinė skyra	20
4.5. Puslaidininkinio detektoriaus veikimo principas	21
4.6. Elektrono energijos lygmenys kietajame kūne	22
4.6.1. Energijos juostos. Dielektrikai, metalai ir puslaidininkiai	22
4.6.2. Priemaišiniai energijos lygmenys	24
4.6.3. <i>n</i> ir <i>p</i> puslaidininkiai	25
4.7. Potencialo barjeras dviejų puslaidininkių arba metalo ir puslaidininkio sandūroje	26
4.7.1. Kontaktinis potencialų skirtumas	26
4.7.2. Nuskurdintasis sluoksnis ir jo storio priklausomybė nuo išorinės įtampos	27
4.7.3. Nuskurdintojo sluoksnio vaidmuo puslaidininkiniame detektoriuje	28
4.7.4. Nuskurdintojo sluoksnio formavimo technologija. Detektoriai su paviršine barjerine sandūra	28
4.8. Jonizuojančiosios spinduliuotės poveikis puslaidininkiui	29
4.8.1. Sunkiųjų elektringųjų dalelių sąveika su medžiaga	29
4.8.2. Jonizacijos energija	31
4.8.3. Laisvųjų krūvininkų atsiradimo ir išnykimo dinamika	32
5. Tyrimo metodika	33
5.1. Tyrimo metodo teorija	33
5.2. Darbo priemonės ir matavimo tvarka	34
5.3. Pagrindiniai skaičiavimai analizuojant matavimo duomenis	36

Darbo tikslas

Išmatuoti alfa dalelių energijos spektrą puslaidininkiniu spektrometru; patikrinti kai kurias alfa dalelių energijos spektro bei jo matavimo metodo ypatybes (dalelių energijų diskretumas, tipiškos alfa dalelių energijos, detektoriaus impulso vidutinės amplitudės proporcingumas ji sukėlusios dalelės energijai), ištirti alfa dalelių sąveikos su medžiaga įtaką dalelių spektro pavidalui (dalelių vidutinės energijos mažėjimas ir jų energijos skirstinio platėjimas, joms praeinant pro sugėrikli).

1. Užduotys

1. Išmatuoti radžio izotopo ^{226}Ra , kuris yra radioaktyviojoje pusiausvyroje su savo skilimo produktais, α dalelių energijos spektrą.
2. Naudojant atvirą americio ^{241}Am šaltinį, išmatuoti kalibracinį spektrą tomis pačiomis matavimų sąlygomis, kaip ir atliekant pirmąją užduotį.
3. Apskaičiuoti dalelių energijas, kurios atitinka ^{226}Ra spektro smailes.
4. Apskaičiuoti energijų, atitinkančių įvairias ^{226}Ra spektro smaيليų poras, skirtumus.
5. Palyginti apskaičiuotus energijų skirtumus su tikrųjų (pradinių) energijų, atitinkančių įvairias ^{226}Ra skilimo grandinės nuklidų poras, skirtumais. Jeigu visos alfa dalelės praranda vienodą energijos kiekį šaltinio apvalkale, eksperimentiniai energijų skirtumai turėtų būti lygūs pradinių energijų skirtumams. Remiantis to palyginimo rezultatais, nustatyti ^{226}Ra skilimo grandinės nuklidus, kurie atitinka išmatuoto spektro smailes.
6. Aptarti spektro ypatybes (^{241}Am ir ^{226}Ra spektrų smaيليų pločių skirtingumas, ^{226}Ra spektro smaيليų padėtys, jų integralų panašumai ir skirtumai), paaiškinti jas remiantis teorinėmis žiniomis apie alfa dalelių sąveiką su medžiaga (t. y. su uždarojo ^{226}Ra šaltinio apvalkalu) ir apie radioaktyviąją pusiausvyrą.

2. Kontroliniai klausimai

1. Kas yra branduolio masės defektas? Kaip jis susijęs su branduolio ryšio energija?
2. Kas yra radioaktyvumas? Stabilumo srities sąvoka. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis. Skilimo pusamžio sąvoka.
3. Kas yra alfa skilimas? Kokie yra jo pagrindiniai dėsningumai?
4. Geigerio ir Netolo dėsnis; jo fizikinis aiškinimas.
5. Antrinio radioaktyviojo nuklido kiekio priklausomybė nuo laiko (su išvedimu). Šios priklausomybės ribiniai atvejai, priklausomai nuo pirminio ir antrinių nuklidų pusamžių santykio. Skilimų grandinės ir radioaktyviosios pusiausvyros sąvoka.
6. Kas yra detektoriaus impulsų amplitudžių spektras ir energinė skyra?
7. Koks yra puslaidininkinio detektoriaus veikimo principas? Kas yra energijos juostos? Kokie yra laisvieji krūvininkai puslaidininkyje? Kas yra pn sandūra ir paviršinė barjerinė sandūra? Kokios tų sandūrų ypatybės yra svarbios puslaidininkinio detektoriaus veikimui?
8. Kaip alfa dalelės sąveikauja su puslaidininkiu? Kas yra ilginė stabdymo geba ir nuo ko ji priklauso?

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. 72 – 96.
3. Krane K. S. Introductory Nuclear Physics. New York: John Wiley & Sons, 1988. p. 160 – 165, 170 – 173, 213 – 220, 246 – 257.
4. Lilley J. Nuclear Physics: Principles and Applications. New York: John Wiley & Sons, 2001. p. 84 – 90.
5. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. 3rd Edition. New York: John Wiley & Sons, 2000. p. 353 – 378, 382 – 384, 387 – 389, 391 – 393.
6. Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Москва: Энергоатомиздат, 1985. 488 с.
7. Laboratory Experiments. Phywe Systeme GmbH, 2005 (*kompaktinis diskas*).

3. Radioaktyvumas

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. Neutro- no 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 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 sukiny, t. y. $1/2$. Todėl branduolys turi sukininį judesio kiekio momentą, kuris lygus nukleonų sukinijų 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.

Laisvos būsenos protonas yra stabilus. Tačiau kai kurių nuklidų branduoliuose protonas gali savaime virsti neutronu ir pozitronu. **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. 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 keliomis dešimtosiomis procento mažesnė už jų sudarančių nukleonų masių sumą. T. y. branduolio masę galima išreikšti šitaip:

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m; \quad (3.2.1)$$

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 energija E_R , tai branduolio masė sumažėja dydžiu

$$\Delta m = E_R / c^2. \quad (3.2.2)$$

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

$$E_R = \Delta m c^2. \quad (3.2.3)$$

Išreiškę Δm iš (3.2.1) ir įrašę į (3.2.3), matome:

$$E_R = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2. \quad (3.2.4)$$

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

$$E_R = 931.1 \cdot [Zm_p + (A - Z)m_n - M]. \quad (3.2.5a)$$

Šioje formulėje vietoj protono masės m_p galima imti vandenilio *atomo* masę $m_H = 1,007825$ 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 tikslas vertes galima rasti, pvz., [3] ir [4] knygose ir tinklalapyje <<http://amdc.in2p3.fr/web/mass95.html>>). Taigi, kitu pavidalu branduolio ryšio energijos išraišką (3.2.5a) galima užrašyti šitaip:

$$E_R = 931.1 \cdot [Zm_H + (A - Z)m_n - M_a]. \quad (3.2.5b)$$

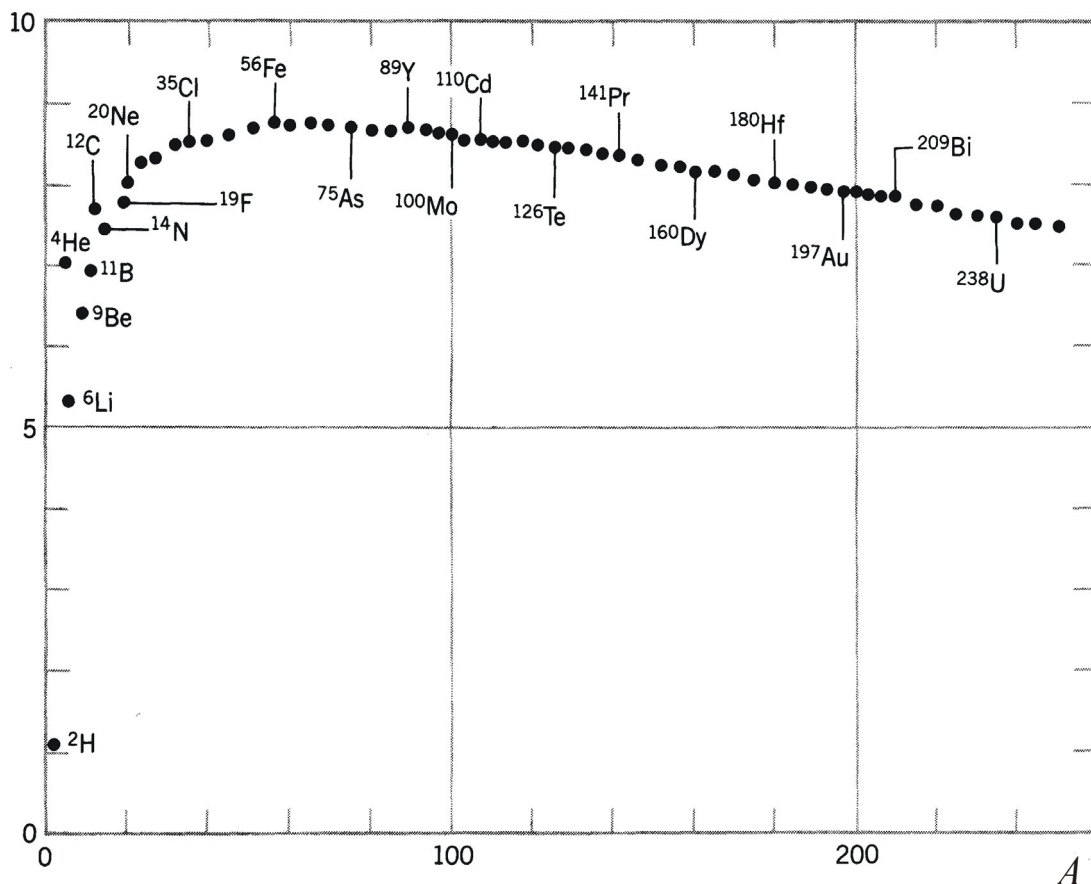
Kita sąvoka, kuri turi didelę praktinę vertę, yra **savitoji ryšio energija** δE_R – ryšio energija, atitinkanti vieną nukleoną:

$$\delta E_R = \frac{E_R}{A} = \frac{931.1}{A} \cdot [Zm_p + (A - Z)m_n - M]. \quad (3.2.6)$$

1 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: $\delta E_R = (7,5 - 9)$ 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, išotindamas 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 **artieskė**: jos veikimo atstumas yra nukleono matmenų eilės, t. y. 10^{-15} m.

Staigus δE_R sumažėjimas mažėjant A (žr. 1 pav.) aiškinamas tuo, kad branduolio paviršiuje esantys nukleonai nepilnai išotina 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

$\delta E_R / \text{MeV}$



1 pav. Savitosios ryšio energijos priklausomybė nuo branduolio masės skaičiaus A (iš [3])

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. 1 pav.). Sunkiausio gamtinio elemento ${}^{238}_{92}\text{U}$ δE_R vertė lygi 7,5 MeV. Šis nedidelis sumažėjimas aiškinamas protonų elektrostatinė (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 .

3.3. Radioaktyvumo sąvoka. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis

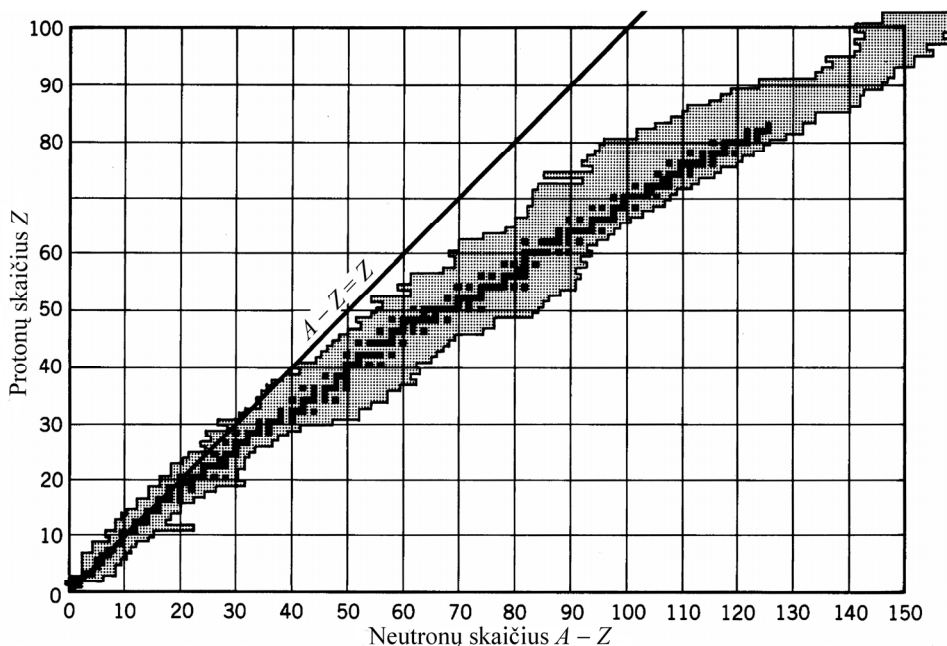
Radioaktyvumas – tai yra kai kurių nuklidų branduolių savaiminis virtimas kitų nuklidų branduoliais. Tokio virsmo ypatybė yra ta, kad jo metu vietoj vieno (*pirminio*) branduolio atsiranda dvi arba daugiau *antrinių* dalelių (pvz., kito nuklido branduolys ir elektronas arba du lengvesni branduoliai). 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, 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. Sunkiausiems stabiliejiems nuklidams neutronų skaičiaus $A - Z$ ir protonų skaičiaus Z santykis $(A - Z) / Z$ padidėja iki $\approx 1,5$. 2 pav. grafiškai pavaizduoti protonų ir neutronų skaičiai, kurie atitinka šiuo metu žinomus stabiluosius nuklidus (juodos sritys) ir radioaktyvius 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, 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**.

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



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

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N; \quad (3.3.1)$$

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 [1] knygos 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 (3.3.1) sprendinys yra eksponentinė laiko funkcija:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}; \quad (3.3.2)$$

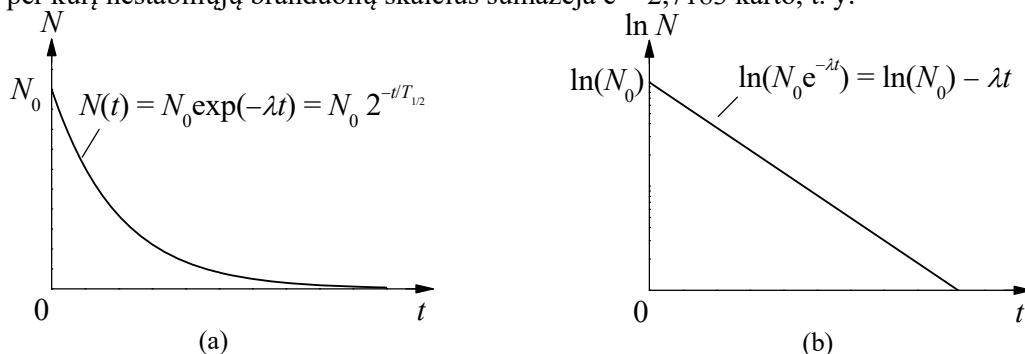
čia N_0 yra radioaktyviojo nuklido branduolių skaičius pradinio laiko momentu $t = 0$. Vadinasi, radioaktyviojo nuklido atomų skaičiaus bandinyje priklausomybė nuo laiko – tai mažėjimas pagal eksponentinį dėsnį (žr. 3 pav.). (3.3.1) arba (3.3.2) lygybė reiškia **pagrindinį radioaktyviojo skilimo dėsnį**. Šį dėsnį galima užrašyti šitaip:

$$N(t) = N_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}; \quad (3.3.3)$$

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

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (3.3.4)$$

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** τ – tai vidutinis laikas iki branduolio skilimo. τ yra lygi laikui, per kurį nestabiliųjų branduolių skaičius sumažėja $e = 2,7183$ karto, t. y.



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

$$\tau = 1/\lambda. \quad (3.3.5)$$

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

$$\lambda = \sum_{k=1}^K p_k \lambda_k; \quad (3.3.6)$$

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 .

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \sum_{k=1}^K \frac{p_k}{T_{1/2}^{(k)}}, \quad (3.3.7a)$$

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{k=1}^K \frac{p_k}{\tau_k}; \quad (3.3.7b)$$

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

$$\Phi \equiv -\frac{dN}{dt} \quad (3.3.8)$$

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. Tačiau reikia turėti omenyje, kad užregistruotų dalelių skaičius yra tik proporcingas aktyvumui, bet visada mažesnis už aktyvumą, nes detektorius užregistruoja tik dalį išspinduliuotų dalelių (dažniausiai – labai mažą dalį, nes dalelės išlekia visomis kryptimis, ir tik maža jų dalis pataiko į detektorius). Be to, kartais branduoliai gali skilti keliais būdais, ir ne kiekvieno skilimo metu atsiranda būtent tos rūšies dalelės, kurioms yra jautrus naudojamas detektorius.

Pagal radioaktyviojo skilimo dėsnio diferencialinę formą (3.3.1) ir pagal aktyvumo apibrėžtį (3.3.8) šaltinio aktyvumas Φ ir nestabiliųjų branduolių skaičius N kiekvienu laiko momentu susiję sąryšiu

$$\Phi = \lambda N. \quad (3.3.9)$$

Šaltinio aktyvumo priklausomybės nuo laiko grafikas vadinamas **skilimo kreive**. Iš (3.3.9) išplaukia, kad aktyvumo Φ priklausomybė nuo laiko yra to paties pavidalo kaip ir radioaktyviųjų branduolių skaičiaus N laikinė priklausomybė (žr. 3 pav.); atsiranda tik pastovus papildomas daugiklis λ :

$$\Phi(t) = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \Phi_0 e^{-\lambda t} = \Phi_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}; \quad (3.3.10)$$

čia Φ_0 yra pradinis šaltinio aktyvumas:

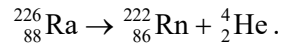
$$\Phi_0 = \lambda N_0. \quad (3.3.11)$$

3.4. Alfa skilimas

Alfa (α) skilimas yra toks atomo branduolio virsmas, kurio metu branduolys savaime išspinduliuoja α dalelę (^4_2He branduolį). Kai branduolys išspinduliuoja α dalelę, branduolio krūvio skaičius sumažėja 2 vienetais (nes α dalelės krūvio skaičius lygus 2), o masės skaičius sumažėja 4 vienetais (nes α dalelės masės skaičius lygus 4). T. y., jeigu pradinį nuklidą pažymėsime ^A_ZX , tada po α dalelės išspinduliavimo susidaro nuklidas $^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$. Vadinasi, α skilimo metu susidaro naujas elementas, kuris periodinėje elementų sistemoje yra pasislinkęs dviem vietomis į pradžią spinduliuojančio elemento atžvilgiu. Apibendrintoji α skilimo lygtis yra šitokia:



Pvz., radis ${}_{88}^{226}\text{Ra}$, išspinduliuavęs α dalelę, virsta radonu:



Toliau išvardytos pagrindinės α skilimo ypatybės:

- 1) išskyrus keletą retų išimčių, α skilimas yra būdingas tik branduoliams, kurių $Z > 82$ (elementai, kurie periodinėje elementų sistemoje yra už Pb);
- 2) kiekvienas α radioaktyvus nuklidas spinduliuoja kelių tiksliai apibrėžtų energijų α daleles;
- 3) daugumos žinomų α radioaktyvių nuklidų spinduliuojamų α dalelių kinetinės energijos priklauso palyginti siauram intervalui:

$$E = (4-8,7) \text{ MeV};$$

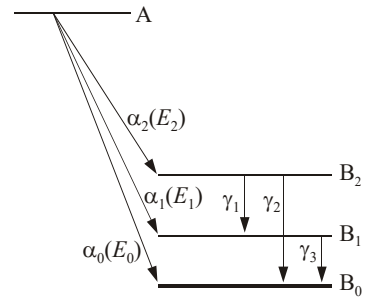
pagal kinetinės energijos apibrėžtį ($Mv^2/2$, kur M yra dalelės masė, o v – jos greitis) tai atitinka keliolikos tūkstančių km/s greitį;

- 4) α radioaktyvių nuklidų pusamžių kitimo ribos yra labai plačios. Pvz., ${}^{212}\text{Po}$ pusamžis lygus $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-7}$ s, o ${}^{238}\text{U}$ pusamžis $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ metų. Be to, $T_{1/2}$ yra susijęs su α dalelių energija E :

$$\lg T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}}. \quad (3.4.2)$$

Šį sąryšį 1911 m. empiriškai atrado vokiečių fizikas Hansas Geigeris (*Geiger*) ir britų fizikas J. M. Nėtolas (*Nuttall*), todėl tas sąryšis vadinamas **Geigerio ir Netolo dėsniu**. Konstantos C ir D silpnai priklauso nuo atominio numerio Z : jeigu energija E išreikšta MeV, o pusamžis $T_{1/2}$ – s, tada, kai $Z = 84$, šios konstantos lygios $C = -50,15$ ir $D = 128,8$, o kai $Z = 90$, $C = -51,94$, $D = 139,4$. Pusamžio priklausomybė nuo α dalelių kinetinės energijos (3.4.2) yra labai stipri: sumažėjus energijai 1 %, pusamžis padidėja eile, o sumažėjus energijai 10 %, pusamžis padidėja 2–3 eilėmis.

Pirmąją iš anksčiau minėtų α skilimo savybių lemia tai, kad α skilimas susijęs su branduolio nukleonų Kulono stūma. Didėjant branduolio krūvio skaičiui Z , branduolio paviršiuje kiekvieną nukleoną veikianti Kulono stūmos jėga didėja apytiksliai proporcingai Z (nes ši jėga yra toliasiekė), o branduolinės traukos jėga kinta nedaug (nes ši jėga yra artiesiekė). Gali iškilti klausimas, kodėl iš branduolio išlekia būtent α dalelė, o ne protonas arba kitokios sudėties dalelė. Taip yra todėl, kad α skilimas, kaip ir bet kuris kitas savaiminis vyksmas, gali vykti tik tada, kai skilimo produktų pilnutinė rimties energija yra mažesnė už pradinio branduolio rimties energiją. Kitaip sakant, skilimo produktų pilnutinė ryšio energija turi būti didesnė už pradinio branduolio ryšio energiją (žr. 3.2 poskyrį). Kaip matome 1 pav., savitosios ryšio energijos priklausomybė nuo branduolio masės skaičiaus turi ryškų maksimumą ties $A = 4$. Šis maksimumas atitinka ${}^4\text{He}$ branduolį, t. y. α dalelę. Taigi, α dalelė yra ypač stabilus darinys, kurio rimties masė yra palyginti maža. Būtent todėl α skilimas tampa „energiškai naudingas“, t. y. jo metu pilnutinė rimties energija sumažėja, ir šis sumažėjimas yra lygus išsiskyrusiai energijai (skilimo produktų kinetinei energijai). 1 lentelėje yra palygintos energijos, kurios išsiskirtų, jeigu ${}^{232}\text{U}$ branduolys spinduliuotų kitus lengvuosius branduolius. Kaip matome, energiškai naudingas yra tik α skilimas.



4 pav. α dalelių greičių pasiskirstymo aiškinimas

1 lentelė. Išsiskyrusi energija įvairiems ${}^{232}\text{U}$ branduolio skilimo tipams

Išspinduliuota dalelė	Išsiskyrusi energija (MeV)	Išspinduliuota dalelė	Išsiskyrusi energija (MeV)
n	-7,26	${}^4\text{He}$	+5,41
${}^1\text{H}$	-6,12	${}^5\text{He}$	-2,59
${}^2\text{H}$	-10,70	${}^6\text{He}$	-6,19
${}^3\text{H}$	-10,24	${}^6\text{Li}$	-3,79
${}^3\text{He}$	-9,92	${}^7\text{Li}$	-1,94

α skilimo ypatybę Nr. 2 lemia tai, kad α dalelės energija yra lygi pirminio ir antrinio branduolių energijų skirtumui, o antrinis branduolys gali būti įvairiuose energijos lygmenyse (žr. 4 pav.). 4 pav. pavaizduotoje lygmenų diagramoje viršutinis lygmuo (A) žymi pirminio branduolio pagrindinę būseną, o lygmenys B_0 , B_1 ir B_2 – antrinio branduolio pagrindinę ir dvi sužadintas būsenas. Šiame pavyzdyje α

dalelės energija gali būti lygi trimis vertėms, priklausomai nuo to, kuriame lygmenyje atsiduria branduolys po α dalelės išspinduliavimo.

3) ir 4) α skilimo ypatybės paaiškina teorija, kurią 1928 m. sukūrė rusų kilmės amerikiečių fizikas G. Gamovas (*Gamow*). Pagal šią teoriją α dalelės potencinės energijos U priklausomybė nuo atstumo x tarp branduolio centro ir α dalelės yra apytiksliai tokia:

$$U(x) \approx \begin{cases} Ze^2 / (2\pi\epsilon_0 x), & \text{kai } x > d, \\ U_0 < 0, & \text{kai } x \leq d. \end{cases} \quad (3.4.3)$$

Atstumas d – tai skilimo produktų (α dalelės ir taške $x = 0$ esančio antrinio branduolio) spindulių suma (10^{-15} m eilės dydis), o Z – antrinio branduolio krūvio skaičius. (3.4.3) išraiškoje akivaizdu, kad erdvės srityje $x > d$ funkcija $U(x)$ sutampa su taškinių elektros krūvių $+Ze$ ir $+2e$ Kulono sąveikos energija. U priklausomybė nuo atstumo iki branduolio centro pavaizduota 5 pav. Pagal potencinės energijos apibrėžtį jos išvestinė x atžvilgiu yra priešinga radialiajai jėgai F , kuri veikia α dalelę. Kaip akivaizdu 5 pav., nutolus nuo branduolio centro atstumu d , ši išvestinė staigiai padidėja. Taip yra todėl, kad tokiu atstumu nuo branduolio tarp jo ir α dalelės veikia stipri branduolinė traukos jėga ($F = -dU/dx < 0$). Būtent dėl šios priežasties pirminis branduolys A_ZX gali egzistuoti. Kai $x < d$, koordinatė x netenka prasmės, nes abu skilimo produktai susilieja į vieną (pirminį) branduolį. Kai $x > d$, potencinės energijos išvestinė x atžvilgiu yra neigiama, nes tarp dviejų vieno ženklo krūvių veikia Kulono stūmos jėga ($F = -dU/dx = Ze^2 / (2\pi\epsilon_0 x^2) > 0$).

Vadinasi, α dalelės išlėkimui iš branduolio egzistuoja potencialo barjeras, kurio aukštis apytiksliai lygus

$$U_{\max} \approx U(d) = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 d}. \quad (3.4.4)$$

Sunkiųjų branduolių, kurių masės skaičius $A > 200$, spindulys yra $(7-8) \cdot 10^{-15}$ m (tai išplaukia iš (3.1.5)). Vadinasi, $d \approx 10^{-14}$ m. Todėl, jeigu $Z = 100$, tai $U_{\max} \approx 30$ MeV. Palyginus šią vertę su išlekiančių iš branduolio α dalelių energija (4–8,7 MeV), akivaizdu, kad α dalelių energija yra mažesnė už potencialo barjero aukštį¹. Toks reiškinys, kai dalelė pereina pro potencialo barjerą, kurio aukštis didesnis už dalelės energiją, vadinamas tuneliniu reiškiniu. Vienmačio judėjimo atveju dalelės tuneliavimo tikimybė (barjero skaidris) apytiksliai išreiškiamas šitaip:

$$D = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2M(U(x) - E)} dx \right]; \quad (3.4.5)$$

čia x_1 ir x_2 yra lygties $U(x) = E$ sprendiniai (žr. 5 pav.). (3.4.5) formulė galioja tik ribiniu mažo skaidrio atveju, kai eksponentinės funkcijos argumento modulis daug didesnis už vienetą:

$$-\ln D = \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2M(U(x) - E)} dx \gg 1 \quad (3.4.6)$$

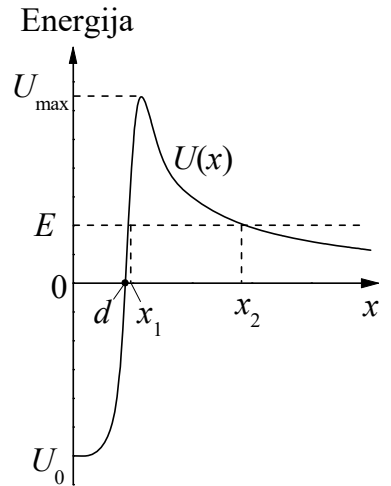
(tada $D \ll 1$). Apskaičiuosime D eilę α skilimo atveju. 5 pav. akivaizdu, kad $x_1 \approx d \approx 10^{-14}$ m. Įrašę $U(x)$ išraišką (3.4.3) į lygtį $U(x) = E$, matome:

$$x_2 = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 E}. \quad (3.4.7)$$

Jeigu $Z = 100$, o $E = 10$ MeV, tai $x_2 - x_1 \approx 1,88 \cdot 10^{-14}$ m. Remdamiesi prielaida, kad vidutinė $U - E$ vertė pointegraliniame reiškinyje lygi $0,5 \cdot (U_{\max} - E) \approx 10$ MeV, gauname $D \approx \exp(-52) \approx 2 \cdot 10^{-23}$. Taigi, (3.4.6) sąlyga iš tikrųjų galioja.

Žinant barjero skaidrį D , skilimo konstantą λ (tunelinės pereinimo tikimybę per laiko vienetą arba α dalelių išlėkimo vidutinį dažnį) galima apskaičiuoti taip: jeigu α dalelės greitis spindulio d branduolyje lygus v , tai dalelė atsiduria branduolio krašte vidutiniškai v/d kartų per laiko vienetą. Taigi,

¹ Energija E , kuri parodyta 5 pav. – tai α dalelės ir antrinio branduolio kinetinių energijų suma. Tačiau didesniąją šios energijos dalį nusineša α dalelė, nes jos masė yra daug mažesnė už branduolio masę. Todėl, kad būtų trumpiau, energiją E vadinsime „ α dalelės energija“.



5 pav. α dalelės ir antrinio branduolio sąveikos energijos U priklausomybė nuo atstumo tarp jų

$$\lambda \approx \frac{v}{d} D. \quad (3.4.8)$$

α dalelės greičio branduolyje eilę galima nustatyti, tarus, kad dalelės pilnutinė energija E apytiksliai lygi jos kinetinei energijai ($E - U_0$) branduolyje, ir remiantis klasikine kinetinės energijos išraiška $E = Mv^2/2$. Jeigu $E = 10 \text{ MeV}$, tai $v \approx 2 \cdot 10^7 \text{ m/s}$. Kadangi v yra proporcingas $\sqrt{E}$, o E kitimo ribos yra palyginti siauros, tai šią v vertę galima naudoti skaičiuojant ir kitų energijų α dalelių išlėkimo iš branduolio dažnį. Vadinasi,

$$\lambda \approx 10^{21} \cdot D \text{ [s}^{-1}\text{]}. \quad (3.4.9)$$

Įrašę λ vertę (3.4.9) į pusamžio išraišką (3.3.4), išvedame tokią apytikslę pusamžio dešimtainio logaritmo išraišką:

$$\lg T_{1/2} \approx B - 0.434 \ln D; \quad (3.4.10)$$

čia pusamžis $T_{1/2}$ išreikštas sekundėmis, o konstanta B yra artima -21 . Dydzio $-\ln D$ priklausomybę nuo energijos E nesunku apskaičiuoti, pastebėjus, kad beveik visoje (3.4.6) integralo integravimo srityje galioja nelygybė $E \ll U$ (išskyrus integravimo rėžius, kuriuose $U = E$). Dėl to, apytiksliai skaičiuojant, galima neatsižvelgti į dėmenį $-E$ po šaknies ženklų. Tada, įrašę $U(x)$ išraišką (3.4.3) ir viršutiniojo rėžio išraišką (3.4.7) į (3.4.6) integralą, gauname, kad $-\ln D$ proporcingas $1/\sqrt{E}$, t. y. išvedame Geigerio ir Netolo dėsnį (3.4.2).

Taigi, α skilimo aprašymas tunelinio reiškinių pagrindu leidžia paaiškinti pusamžio priklausomybę nuo α dalelių energijos (Geigerio ir Netolo dėsnį). Ši priklausomybė yra tokia stipri todėl, kad $T_{1/2}$ išraiškoje energija yra laipsnio rodiklyje, į kurį įeina labai didelis koeficientas $1/\hbar$ (žr. (3.4.5) ir (3.4.10)). Žinomų α radioaktyviųjų nuklidų spinduliuojamų α dalelių energijų intervalas yra toks siauras dėl to, kad nuklidų, kurie spinduliuoja kitų energijų α daleles, skilimą sunku aptikti eksperimentiškai: branduolių, kurių spinduliuojamų dalelių energija būtų didesnė negu 9 MeV , gyvavimo trukmė yra pernelyg maža, o branduolių, kurių spinduliuojamų α dalelių energija mažesnė negu 4 MeV , gyvavimo trukmė yra tokia didelė, kad juos galima laikyti stabiliais. Kai kurių α radioaktyviųjų nuklidų spinduliuojamų α dalelių energijos ir pusamžiai pateikti 2a lentelėje. 2b lentelėje tie patys nuklidai išdėstyti energijos didėjimo tvarka.

2a lentelė. Kai kurių nuklidų spinduliuojamų α dalelių energijos ir pusamžiai (nuklidai išdėstyti atominio numerio didėjimo tvarka)

Elemento atominis numeris	Nuklido masės skaičius	Elemento žymuo ir senasis nuklido žymuo	α dalelių energija, MeV	Pusamžis
83	209	Bi	3,2	$2 \cdot 10^{17} \text{ m.}$
83	211	Bi (AcC)	6,62 (84 %); 6,28 (16 %)	2,13 min.
83	212	Bi (ThC)	6,05 (25 %); 6,09 (10 %)	60,60 min.
84	210	Po (RaF)	5,305	138,4 d.
84	211	Po (AcC')	7,45 (99 %)	0,52 s
84	212	Po (ThC')	8,78	$3,04 \cdot 10^{-7} \text{ s}$
84	214	Po (RaC')	7,69	$1,64 \cdot 10^{-4} \text{ s}$
84	215	Po (AcA)	7,38	$1,778 \cdot 10^{-3} \text{ s}$
84	216	Po (ThA)	6,78	0,145 s
84	218	Po (RaA)	6,00	3,05 min.
86	220	Rn (Tn)	6,29	53 s
86	222	Rn	5,49	3,8229 d.
88	224	Ra (ThX)	5,68 (94 %); 5,45 (6 %)	3,64 d.
88	226	Ra	4,78 (94 %); 4,60 (6 %)	1620 m.
90	228	Th (RdTh)	5,43 (71 %); 5,34 (28 %)	1,91 m.
90	230	Th	4,68 (76 %); 4,62 (24 %)	$8,0 \cdot 10^4 \text{ m.}$
90	232	Th	4,01 (76 %); 3,95 (24 %)	$1,41 \cdot 10^{10} \text{ m.}$
91	231	Pa	5,01 (24 %); 5,02 (23 %); 4,95 (22 %); 5,06 (10 %)	$3,25 \cdot 10^4 \text{ m.}$
92	233	U	4,82 (83 %); 4,78 (15 %)	$1,62 \cdot 10^5 \text{ m.}$
92	234	U (U _{II})	4,77 (72 %); 4,72 (28 %)	$2,47 \cdot 10^5 \text{ m.}$
92	235	U (AcU)	4,40 (57 %); 4,58 (8 %)	$7,1 \cdot 10^8 \text{ m.}$
92	238	U (U _I)	4,20 (75 %); 4,15 (25 %)	$4,51 \cdot 10^9 \text{ m.}$
93	237	Np	4,78 (75 %); 4,65 (12 %)	$2,14 \cdot 10^6 \text{ m.}$
94	239	Pu	5,16 (88 %); 5,11 (11 %)	24390 m.
95	241	Am	5,486 (85 %); 5,443 (13 %); 5,388 (2 %)	458 m.

2b lentelė. Kai kurių nuklidų spinduliuojamų α dalelių energijos ir pusamžiai (nuklidai išdėstyti energijos didėjimo tvarka)

Elemento atominis numeris	Nuklido masės skaičius	Elemento žymuo ir senasis nuklido žymuo	α dalelių energija, MeV	Pusamžis
83	209	Bi	3,2	$2 \cdot 10^{17}$ m.
90	232	Th	4,01 (76 %); 3,95 (24 %)	$1,41 \cdot 10^{10}$ m.
92	238	U (U _I)	4,20 (75 %); 4,15 (25 %)	$4,51 \cdot 10^9$ m.
92	235	U (AcU)	4,40 (57 %); 4,58 (8 %)	$7,1 \cdot 10^8$ m.
90	230	Th	4,68 (76 %); 4,62 (24 %)	$8,0 \cdot 10^4$ m.
92	234	U (U _{II})	4,77 (72 %); 4,72 (28 %)	$2,47 \cdot 10^5$ m.
93	237	Np	4,78 (75 %); 4,65 (12 %)	$2,14 \cdot 10^6$ m.
88	226	Ra	4,78 (94 %); 4,60 (6 %)	1620 m.
92	233	U	4,82 (83 %); 4,78 (15 %)	$1,62 \cdot 10^5$ m.
91	231	Pa	5,01 (24 %); 5,02 (23 %); 4,95 (22 %); 5,06 (10 %)	$3,25 \cdot 10^4$ m.
94	239	Pu	5,16 (88 %); 5,11 (11 %)	24390 m.
84	210	Po (RaF)	5,305	138,4 d.
90	228	Th (RdTh)	5,43 (71 %); 5,34 (28 %)	1,91 m.
86	222	Rn	5,49	3,8229 d.
95	241	Am	5,486 (85 %); 5,443 (13 %); 5,388 (2 %)	458 m.
88	224	Ra (ThX)	5,68 (94 %); 5,45 (6 %)	3,64 d.
84	218	Po (RaA)	6,00	3,05 min.
83	212	Bi (ThC)	6,05 (25 %); 6,09 (10 %)	60,60 min.
86	220	Rn (Tn)	6,29	53 s
83	211	Bi (AcC)	6,62 (84 %); 6,28 (16 %)	2,13 min.
84	216	Po (ThA)	6,78	0,145 s
84	215	Po (AcA)	7,38	$1,778 \cdot 10^{-3}$ s
84	211	Po (AcC')	7,45 (99 %)	0,52 s
84	214	Po (RaC')	7,69	$1,64 \cdot 10^{-4}$ s
84	212	Po (ThC')	8,78	$3,04 \cdot 10^{-7}$ s

3.5. Skilimų grandinės. Radioaktyviosios šeimos

Antrinis branduolys, kuris susidaro skylant pirminiam branduoliui dažnai pats būna radioaktyvus. Jo skilimo produktas taip pat gali būti radioaktyvus ir t. t. Tokia radioaktyviųjų skilimų seka vadinama **skilimų grandine**. Tarkime, yra duota skilimų grandinė $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow \dots$, kurios narių skilimo konstantos yra $\lambda_A, \lambda_B, \lambda_C$ ir t. t. Kadangi nuklido A branduolių skaičius nėra papildomas, jis mažėja laike eksponentiškai pagal (3.3.2):

$$N_A(t) = N_A(0)e^{-\lambda_A t}. \quad (3.5.1)$$

Kadangi nuklido B branduoliai ne tik skyla, bet ir atsiranda (dėl pirminio nuklido A skilimo), tai diferencialinė lygtis, kuri nusako nuklido B branduolių skaičiaus kitimą laike, turi papildomą dėmenį, kuris atspindi nuklido A skilimą:

$$\frac{dN_B}{dt} = -\lambda_B N_B + \lambda_A N_A. \quad (3.5.2)$$

Laiko funkciją $N_B(t)$ galima gauti šitaip. Perkeliame (3.5.2) lygties dešinėsios pusės pirmąjį dėmenį į kairiąją pusę ir padauginame abi lygybės puses iš $e^{\lambda_B t}$. Tada pagal eksponentinės funkcijos išvestinės apskaičiavimo taisyklę kairiojoje lygybės pusėje gauname sandaugos $N_B e^{\lambda_B t}$ išvestinę laiko atžvilgiu:

$$\frac{d}{dt}(N_B e^{\lambda_B t}) = \lambda_A N_A e^{\lambda_B t}. \quad (3.5.3)$$

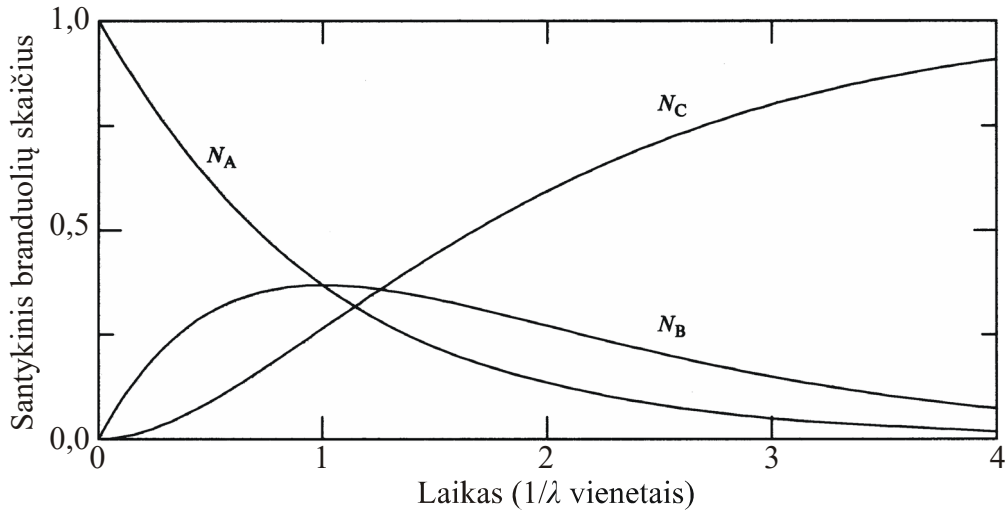
Irašę $N_A(t)$ išraišką (3.5.1) į (3.5.3), matome:

$$\frac{d}{dt}(N_B e^{\lambda_B t}) = \lambda_A N_A(0) e^{(\lambda_B - \lambda_A)t}. \quad (3.5.4)$$

Apskaičiavę šios lygybės abiejų pusių integralus, išvedame:

$$N_B e^{\lambda_B t} = \lambda_A N_A(0) \int e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} dt = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(0) e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} + K; \quad (3.5.5)$$

čia K yra integravimo konstanta. Ji priklauso nuo pradinių sąlygų. Jeigu pradiniu laiko momentu ($t = 0$) nuklido B nebuvo (t. y. $N_B(0) = 0$), iš (3.5.5) išplaukia, kad



6 pav. Nuklidų A, B ir C kiekių kitimas laike skilimų grandinėje $A \rightarrow B \rightarrow C$, kai $\lambda_A = \lambda_B = \lambda$, o nuklidas C yra stabilus. Visais laiko momentais galioja lygybė $N_A + N_B + N_C = 1$

$$K = -\frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(0). \quad (3.5.6)$$

Įrašę (3.5.6) į (3.5.5), galutinai išvedame:

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(0) (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}). \quad (3.5.7)$$

Lygtys, kurios analogiškos (3.5.3) lygčiai, nusako ir vėlesniųjų grandinės narių kiekio priklausomybę nuo laiko. 6 pav. parodyta nuklidų A, B ir C branduolių skaičiaus priklausomybė nuo laiko, kai $\lambda_A = \lambda_B = \lambda$, o C yra stabilusis nuklidas.

Jeigu antrinio nuklido skilimo pusamžis yra daug didesnis už pirminio nuklido (t. y. skilimo konstanta yra daug mažesnė; $\lambda_B \ll \lambda_A$), tada galima laikyti, kad branduoliai skyla dviem etapais: visų pirma visi nuklido A branduoliai greitai skyla virsdami nuklido B branduoliais ($A \rightarrow B$), o paskui palyginti lėtai skyla nuklidas B ($B \rightarrow C$). Šiuo atveju, praėjus laikui, kuris daug ilgesnis už $1/\lambda_A$, iš (3.5.7) lygties išplaukia, kad

$$N_B(t) \approx N_A(0) e^{-\lambda_B t}. \quad (3.5.8)$$

Kitu atveju, kai pirminis nuklidas yra ilgaamžiškesnis negu antrinis ($\lambda_A < \lambda_B$), N_B iš pradžių didėja ir galų gale (po pakankamai ilgo laiko, kad galiojūt nelygybė $e^{-\lambda_A t} \gg e^{-\lambda_B t}$) pradeda galioti apytikslė lygybė

$$N_B(t) \approx \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(0) e^{-\lambda_A t} \equiv \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(t) \quad (3.5.9)$$

(kuo ilgesnis t , tuo tikslesnė ši apytikslė lygybė). Vadinasi, kai pirminis nuklidas yra ilgaamžiškesnis už antrinį, per tam tikrą laiką nusistovi vadinamoji **radioaktyvioji pusiausvyra**: abiejų nuklidų kiekių *santykis* yra pastovus ir lygus

$$\frac{N_B}{N_A} = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A}. \quad (3.5.10)$$

Jeigu $\lambda_A \ll \lambda_B$, tada

$$\frac{N_B}{N_A} \approx \frac{\lambda_A}{\lambda_B} = \frac{T_B}{T_A}; \quad (3.5.11)$$

čia T_A ir T_B yra nuklidų A ir B skilimo pusamžiai. Pastarąją apytikslę lygybę galima užrašyti šitaip: $\lambda_A N_A \approx \lambda_B N_B$. Pagal (3.3.9) formulę sandaugos $\lambda_A N_A$ ir $\lambda_B N_B$ yra atitinkamai nuklidų A ir B aktyvumai. Vadinasi, jeigu pirminio nuklido skilimo pusamžis yra daug didesnis už visų nestabiliųjų antrinių nuklidų skilimo pusamžius, tada radioaktyviosios pusiausvyros sąlygą galima suformuluoti šitaip: *esant radioaktyviajai pusiausvyrai, visų duotosios skilimo grandinės radioaktyviųjų nuklidų aktyvumas yra vienodas*.

Jeigu pirminio nuklido pusėjimo trukmė yra daug didesnė už visų antrinių radioaktyviųjų nuklidų (kurie priklauso tai pačiai skilimo grandinei) pusėjimo trukmes, tada radioaktyviosios pusiausvyros sąlygomis (3.5.11) lygybė galioja *bet kuriems* dviems tos grandinės nuklidams (su sąlyga, kad nėra

grandinės „išsišakojimų“, t. y. nėra galimi keli skilimo kanalai, arba vieno skilimo kanalo tikimybė yra daug didesnė negu visų kitų kanalų). Šį teiginį galima paaiškinti taip. Jeigu nuklidas B yra pusiausvyroje su nuklidu A, tada pagal (3.5.11) nuklido B skilimo sparta (t. y. $\lambda_B N_B$) yra lygi jo atsiradimo spartai (t. y. $\lambda_A N_A$). Tai reiškia, kad N_B mažėja laike su ta pačia laiko konstanta (ir pusėjimo trukme) kaip N_A . Jeigu nuklido A pusėjimo trukmė yra daug didesnė už matavimo trukmę, tada N_A ir N_B (kaip ir atitinkami aktyvumai $\lambda_A N_A$ ir $\lambda_B N_B$) yra praktiškai pastovūs viso matavimo metu. Jeigu radioaktyviojo nuklido kūrimo sparta yra pastovi, tada jo skilimo sparta didėja, asimptotiškai artėdama prie kūrimo spartos (šį teiginį galima įrodyti matematiškai, išsprendus lygtį (3.5.2), kurioje vietoj $\lambda_A N_A$ yra bet kokia teigiama konstanta, nusakanti nuklido B kūrimo spartą). Tai reiškia, kad jo kiekis taip pat ilgainiui nusistovės, *nepriklausomai nuo jo pusėjimo trukmės*. Kadangi trečiasis skilimo grandinės nuklidas (C) atsiranda dėl nuklido B skilimo, tai nuklido C kūrimo sparta yra lygi B skilimo spartai $\lambda_B N_B$. Kadangi pastaroji sparta yra praktiškai pastovi, tai nuklido C skilimo sparta $\lambda_C N_C$ po tam tikro laiko taip pat taps lygi $\lambda_B N_B$. Taigi, gauname šį sąryšį:

$$\frac{N_C}{N_B} \approx \frac{\lambda_B}{\lambda_C} = \frac{T_C}{T_B}. \quad (3.5.12)$$

Šis rezultatas buvo gautas naudojantis tik tuo, kad $T_A \gg T_B$ ir $T_A \gg T_C$, tačiau santykio T_B / T_C vertė gali būti bet kokia (pvz., T_B gali būti mažesnis už T_C). Taip pat samprotaujant, analogiškai sąryšiai yra gaunami bet kuriai kitai skilimo grandinė narių porai (pvz., C ir D, D ir E ir t. t.), įskaitant nuklidus, kurie skilimo grandinėje nėra greta vienas kito (pvz. B ir D, A ir C, A ir D ir t. t.), su sąlyga, kad visų antrinių nuklidų (B, C, D ir t. t.) pusėjimo trukmės yra daug mažesnės už T_A . Antrinių nuklidų pusėjimo trukmės T_B , T_C , T_D lemia tik laiką, per kurį tam tikras antrinis nuklidas (B, C, D ir t. t.) atsidurs pusiausvyroje su nuklidu A. Šis laikas yra 4 – 5 kartus didesnis už didžiausią antrinių nuklidų sekos, kuri baigiasi duotuoju nuklidu, pusėjimo trukmę. Pvz., skilimo grandinės pradinė dalis, kurią sudaro trys nuklidai A, B ir C, pasieks radioaktyviosios pusiausvyros būseną per laiką, kuris apytiksliai lygus $4 \cdot \max(T_B, T_C)$, čia „ $\max(T_B, T_C)$ “ reiškia didesniąją iš dviejų pusėjimo trukmių T_B ir T_C .

Dažniausiai aptinkami radioaktyviojo skilimo tipai yra α skilimas ir β skilimas (kaip minėta, pastarasis yra trijų rūšių: β^- , β^+ ir elektrono pagavimas). Iš šių skilimo tipų tik α skilimas pakeičia branduolio masės skaičių (α skilimo metu masės skaičius sumažėja 4). Todėl, išreikšus branduolių masės skaičius reiškinium $A = 4n + k$, dėmuo k bus vienodas visiems duotosios skilimų grandinės nariams (jo galimosios vertės yra $k = 0, 1, 2, 3$). Atitinkamai visus gamtoje egzistuojančius radioaktyviuosius nuklidus galima suskirstyti į 4 klases, kurios vadinamos **radioaktyviosiomis šeimomis**. Kiekvienos skilimų grandinės visi nariai priklauso vienai iš tų keturių šeimų. Radioaktyviosios šeimos pradininku susitarta laikyti ilgaamžiškiausią iš radioaktyviųjų nuklidų, kurie priklauso tai šeimai (nors tas nuklidas yra kitų nuklidų skilimo produktas). Natūraliomis sąlygomis aptinkamos trys iš minėtųjų 4 radioaktyviųjų šeimų, kurių pradininkai nespėjo suskilti per Žemės egzistavimo laiką (dėl ypač didelio skilimo pusamžio): **torio šeima** ($A = 4n$, pradininkas – torio izotopas ^{232}Th), **urano šeima** ($A = 4n + 2$, pradininkas – urano izotopas ^{238}U) ir **aktinio šeima** ($A = 4n + 3$; pradininkas – urano izotopas ^{235}U). Šių trijų šeimų galutiniai nuklidai yra stabilieji švino izotopai (atitinkamai ^{208}Pb , ^{206}Pb ir ^{207}Pb). Ketvirtoji šeima – **neptūnio šeima** ($A = 4n + 1$; pradininkas – neptūnio izotopas ^{237}Np) – natūraliomis sąlygomis nepasitaiko, nes visų jos narių pusamžiai yra daug mažesni už Žemės amžių (pvz., ^{237}Np pusamžis yra $2,14 \cdot 10^6$ m.). Neptūnio šeimos galutiniu nuklidu galima laikyti bismuto izotopą ^{209}Bi , nes jo skilimo pusamžis yra toks didelis, kad jį galima laikyti praktiškai stabilium (^{209}Bi pusamžis yra maždaug $2 \cdot 10^{19}$ m.). Pagrindiniai kiekvienos šeimos nuklidai yra išvardyti 3a–d lentelėse.

Lygybės (3.5.11) ir (3.5.12) tinka skilimų grandinei, kurios pradininkas yra radžio izotopas ^{226}Ra . Pastarojo nuklido skilimo pusamžis yra 1622 metai, o labiausiai ilgaamžio iš jo skilimo produktų (švino izotopo ^{210}Pb) skilimo pusamžis yra 22 metai (žr. 3b lentelę). Todėl, jeigu laikas, praėjęs nuo šaltinio medžiagos (į kurios sudėtį įeina ^{226}Ra) pagaminimo, yra daug didesnis negu 22 m. ir jeigu šaltinis yra sandarus (t. y. radonas ^{222}Rn , kuris yra inertinės dujos, neišsiskiria į aplinką), tada šioje skilimo grandinėje visi nuklidai yra radioaktyviojoje pusiausvyroje ir kiekvieno nuklido kiekis yra tiesiog proporcingas jo skilimo pusamžiui, t. y. atvirkščiai proporcingas jo skilimo konstantai (pagal (3.5.11)). Jeigu šaltinio medžiagos amžius nėra daug didesnis negu 22 m., tada radioaktyviojoje pusiausvyroje yra tik nuklidai, kurie yra tarp ^{226}Ra ir ^{210}Pb (žr. 3b lentelę). 3e lentelė yra 3b lentelės dalis, kurioje palikti tik pagrindiniai nuklido ^{226}Ra skilimo grandinės nariai (šioje lentelėje nepaminėti kiti skilimo kanalai, kurių tikimybė yra labai maža ir dėl kurių atsiranda nuklidai ^{218}At , ^{218}Rn , ^{210}Tl ir ^{206}Tl).

3a lentelē. Torio šeima ($A = 4n$)

Nuklidas	Skilimo rūšis	Pusamžis	Skilimo enerģija (MeV)	Skilimo produkts
^{232}Th	α	$1,405 \cdot 10^{10}$ m.	4,081	^{228}Ra
^{228}Ra	β^-	5,75 m.	0,046	^{228}Ac
^{228}Ac	β^-	6,25 h	2,124	^{228}Th
^{228}Th	α	1,9116 m.	5,520	^{224}Ra
^{224}Ra	α	3,6319 d.	5,789	^{220}Rn
^{220}Rn	α	55,6 s	6,404	^{216}Po
^{216}Po	α	0,145 s	6,906	^{212}Pb
^{212}Pb	β^-	10,64 h	0,570	^{212}Bi
^{212}Bi	β^- (64,06 %) α (35,94 %)	60,55 min	2,252 6,208	^{212}Po ^{208}Tl
^{212}Po	α	299 ns	8,955	^{208}Pb
^{208}Tl	β^-	3,053 min	4,999	^{208}Pb
^{208}Pb	—	stabilus	—	—

3b lentelē. Urano šeima ($A = 4n + 2$)

Nuklidas	Skilimo rūšis	Pusamžis	Skilimo enerģija (MeV)	Skilimo produkts
^{238}U	α	$4,468 \cdot 10^9$ m.	4,270	^{234}Th
^{234}Th	β^-	24,10 d.	0,273	^{234}Pa
^{234}Pa	β^-	6,70 h	2,197	^{234}U
^{234}U	α	245500 m.	4,859	^{230}Th
^{230}Th	α	75380 m.	4,770	^{226}Ra
^{226}Ra	α	1602 m.	4,871	^{222}Rn
^{222}Rn	α	3,8235 d.	5,590	^{218}Po
^{218}Po	α (99,98 %) β^- (0,02 %)	3,10 min	6,115 0,265	^{214}Pb ^{218}At
^{214}Pb	β^-	26,8 min	1,024	^{214}Bi
^{218}At	α (99,90 %) β^- (0,10 %)	1,5 s	6,874 2,883	^{214}Bi ^{218}Rn
^{218}Rn	α	35 ms	7,263	^{214}Po
^{214}Bi	β^- (99,98 %) α (0,02 %)	19,9 min	3,272 5,617	^{214}Po ^{210}Tl
^{214}Po	α	0,1643 ms	7,883	^{210}Pb
^{210}Tl	β^-	1,30 min	5,484	^{210}Pb
^{210}Pb	β^-	22,3 m.	0,064	^{210}Bi
^{210}Bi	β^- (99,99987 %) α (0,00013 %)	5,013 d.	1,426 5,982	^{210}Po ^{206}Tl
^{210}Po	α	138,376 d.	5,407	^{206}Pb
^{206}Tl	β^-	4,199 min	1,533	^{206}Pb
^{206}Pb	—	stabilus	—	—

3c lentelė. Aktinio šeima ($A = 4n + 3$)

Nuklidas	Skilimo rūšis	Pusamžis	Skilimo energija (MeV)	Skilimo produktas
^{235}U	α	$7,04 \cdot 10^8$ m.	4,678	^{231}Th
^{231}Th	β^-	25,52 h	0,391	^{231}Pa
^{231}Pa	α	32760 m.	5,150	^{227}Ac
^{227}Ac	β^- (98,62 %) α (1,38 %)	21,772 m.	0,045 5,042	^{227}Th ^{223}Fr
^{227}Th	α	18,68 d.	6,147	^{223}Ra
^{223}Fr	β^-	22,00 min	1,149	^{223}Ra
^{223}Ra	α	11,43 d.	5,979	^{219}Rn
^{219}Rn	α	3,96 s	6,946	^{215}Po
^{215}Po	α (99,99977 %) β^- (0,00023 %)	1,781 ms	7,527 0,715	^{211}Pb ^{215}At
^{215}At	α	0,1 ms	8,178	^{211}Bi
^{211}Pb	β^-	36,1 min	1,367	^{211}Bi
^{211}Bi	α (99,724 %) β^- (0,276 %)	2,14 min	6,751 0,575	^{207}Tl ^{211}Po
^{211}Po	α	516 ms	7,595	^{207}Pb
^{207}Tl	β^-	4,77 min	1,418	^{207}Pb
^{207}Pb	–	stabilus	–	–

3d lentelė. Neptūnio šeima ($A = 4n + 1$)

Nuklidas	Skilimo rūšis	Pusamžis	Skilimo energija (MeV)	Skilimo produktas
^{237}Np	α	$2,14 \cdot 10^6$ m.	4,959	^{233}Pa
^{233}Pa	β^-	27,0 d.	0,571	^{233}U
^{233}U	α	$1,592 \cdot 10^5$ m.	4,909	^{229}Th
^{229}Th	α	$7,54 \cdot 10^4$ m.	5,168	^{225}Ra
^{225}Ra	β^-	14,9 d.	0,36	^{225}Ac
^{225}Ac	α	10,0 d.	5,935	^{221}Fr
^{221}Fr	α	4,8 min	6,3	^{217}At
^{217}At	α	32 ms	7,0	^{213}Bi
^{213}Bi	α	45,6 min	5,87	^{209}Tl
^{209}Tl	β^-	2,2 min	3,99	^{209}Pb
^{209}Pb	β^-	3,25 h	0,644	^{209}Bi
^{209}Bi	α	$1,9 \cdot 10^{19}$ m.	3,14	^{205}Tl
^{205}Tl	–	stabilus	–	–

3e lentelė. Pagrindiniai nuklidai, kurie priklauso ^{226}Ra skilimo grandinei

Nuklidas	Skilimo tipas	Skilimo pusamžis	α dalelių energija (MeV)
^{226}Ra	α	1602 m.	4,78
^{222}Rn	α	3,825 d.	5,49
^{218}Po	α	3,05 min	6,00
^{214}Pb	β^-	26,8 min	–
^{214}Bi	β^-	19,7 min	–
^{214}Po	α	$1,6 \cdot 10^{-4}$ s	7,68
^{210}Pb	β^-	22 m.	–
^{210}Bi	β^-	5,01 d.	–
^{210}Po	α	138,4 d.	5,30
^{206}Pb	Stabilus		

4. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių savybės

4.1. Supaprastintas detektoriaus modelis

Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorius – tai įtaisas jonizuojančiajai spinduliuotei aptikti ir jos energijai pakeisti kitų rūšių energija, kurią būtų galima matuoti. Kad būtų įmanoma aptikti spinduliuotę, ji turi sąveikauti su detektoriaus darbine medžiaga. Šios sąveikos rūšys ir fizikiniai mechanizmai priklauso nuo spinduliuotės prigimties ir jos dalelių energijos. Skirtingų tipų detektoriai „reaguoja“ į skirtingo tipo sąveiką. Dažniausiai spinduliuotė detektuojama dėl jonizacijos reiškinių (t. y. dėl elektronų išlaisvinimo iš medžiagos atomų, kai su jais sąveikauja krintančiosios spinduliuotės dalelės). Sąveikos rezultatas – tai detektoriaus *signalas*, kurį galima matuoti. Skirtinguose detektoriuose naudojami skirtingi signalai: tai gali būti elektros srovės impulsai, dalelių pėdsakai branduolinėje emulsijoje ir kt. Šių signalų registravimo ir matavimo metodai taip pat labai įvairūs. Prieš aptardami konkrečių tipų detektorius, išnagrinėsime hipotetinį detektorių, kuris veikia pagal tokį bendrą modelį:

- 1) spinduliuotė sukuria laisvuosius krūvininkus detektoriaus darbinėje medžiagoje;
- 2) veikiami elektrinio lauko, kuris yra sukurtas detektoriuje, krūvininkai juda ir sukelia elektros srovę apkrovos grandinėje.

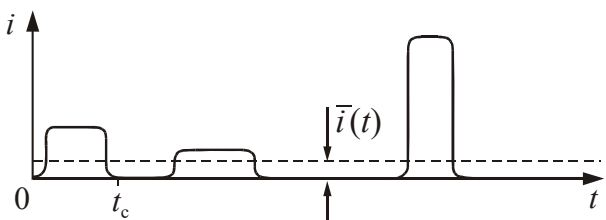
Toks detektoriaus modelis tinka analizuojant dujinius ir puslaidininkinius detektorius¹.

Sakykime, kad vienos dalelės sąveika su detektoriumi pasireiškia tuo, kad detektoriaus tūryje atsiranda vienodas skaičius teigiamųjų ir neigiamųjų laisvųjų krūvininkų, kurių pilnutiniai krūviai yra lygūs atitinkamai $+Q$ ir $-Q$. Trumpiau tą patį teiginį galima suformuluoti šitaip: „detektoriaus tūryje atsiranda krūvis Q “. Laikas, per kurį šis krūvis atsiranda – tai laikas, per kurį krintančioji dalelė (ir antrinės elektringosios dalelės, kurios atsirado dėl krintančiosios dalelės sąveikos su detektoriaus medžiaga) praranda visą savo energiją. Šis laikas būna 10^{-9} s eilės dujose ir 10^{-12} s eilės kietosiose medžiagose. Daugeliu atvejų šis laikas yra toks mažas, kad galima laikyti, jog krūvis Q sukuriamas praktiškai akimirksniu. Tarkime, kad krūvis Q sukuriamas laiko momentu $t = 0$. Šį įvykį vadinsime „sąveikos įvykiu“, nors mikroskopiniu lygiu jį sudaro daug sąveikos įvykių (pvz., viena krintančioji dalelė gali jonizuoti kelias dešimtis tūkstančių atomų). Vartosime žodį „įvykis“, o ne „vyksmas“, siekdami pabrėžti, kad tai yra praktiškai akimirksninė sąveika, kurios laiko momentas yra tiksliai apibrėžtas. Paskui sukurtasis krūvis yra surenkamas. Tam naudojamas elektrinis laukas, kuris priverčia sukurtuosius teigiamus ir neigiamus krūvininkus judėti priešingomis kryptimis. Krūvio surinkimo trukmė priklauso nuo detektoriaus rūšies. Pvz., dujiniuose detektoriuose krūvio surinkimo trukmė gali siekti kelias milisekundes, o puslaidininkiniuose detektoriuose ši trukmė yra tik 10^{-9} s eilės. Šis laikas priklauso nuo krūvininkų judrio ir nuo atstumo, kurį jie turi nueiti iki detektoriaus elektrodų. Krūvininkams judant link detektoriaus elektrodų, kinta tuose elektroduose indukuotas krūvis, t. y. prie tų elektrodų prijungtoje apkrovos grandinėje teka elektros srovė. Ši srovė yra lygi laidumo srovei detektoriaus tūryje.

Taigi, detektorių galima modeliuoti srovės šaltiniu, kuris generuoja srovės impulsą $i(t)$ kiekvieną kartą, kai su detektoriaus darbine medžiaga sąveikauja dalelė. Skirtingų impulsų amplitudės (aukščiai) ir trukmės (pločiai) gali būti įvairūs, priklausomai nuo juos sukėlusių sąveikos įvykių ypatybių (žr. 7 pav.). Kiekvieno srovės impulso trukmė yra lygi krūvio surinkimo trukmei. Tą trukmę žymėsime t_c (žr. 7 pav.) Srovės impulso integralas laiko atžvilgiu yra lygus pilnutiniam sukurtam krūviui Q :

$$\int_0^{t_c} i(t) dt = Q. \quad (4.1.1)$$

Jeigu sąveikos įvykių dažnis yra didelis, tada kai kurie srovės impulsai gali persikloti vienas su kitu. Toliau laikysime, kad sąveikos įvykiai yra palyginti reti, todėl impulsai nepersikloja laike. Reikia turėti omenyje, kad laiko intervalai tarp srovės impulsų yra atsitiktiniai, nes spinduliuotės dalelių pataikymas į detektorių yra atsitiktinis vyksmas, kuris aprašomas Puasono skirstiniu (žr. [1] knygos G priedą).



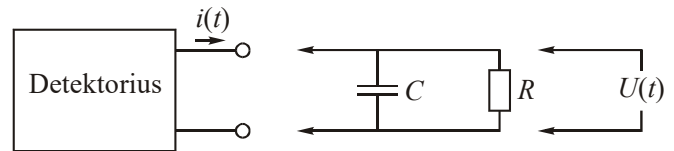
7 pav. Detektoriaus srovės impulsų pavyzdžiai. Brūkšninė linija nusako srovės laikinį vidurkį $\bar{i}(t)$

¹ Šį modelį galima taikyti ir blyksimojo detektoriaus analizėje, tačiau reikia turėti omenyje, kad blyksimojo detektoriaus elektrinį signalą tiesiogiai sukuria ne detektoriaus darbinėje medžiagoje atsiradę krūvininkai, o detektoriaus fotodaugintuve atsiradę elektronai.

4.2. Detektoriaus veika

Detektoriaus veika gali būti impulsinė veika ir nuolatinės srovės veika. **Impulsinės veikos** matavimo įrenginiai, kurie jungiami prie detektoriaus, yra sukonstruoti taip, kad atskirai registruotų *kiekvieną* srovės impulsą, kurį sukelia sąveikos įvykis detektoriuje. Taip registruojamos atskiros dalelės, kurios sąveikauja su detektoriumi. Matuojant atskirų dalelių energiją (radiacinė spektroskopija), visada naudojama impulsinė veika. Tada matuojamas kiekvieno srovės impulso integralas (4.1.1), t. y. pilnutinis krūvis Q , kuris tiesiogiai susijęs su dalelės energijos nuostoliais detektoriuje. Kitas atvejis, kai reikalinga impulsinė veika – tai dalelių (t. y. srovės impulsų) skaičiavimas nepriklausomai nuo Q vertės. Tokie matavimai naudingi tada, kai reikia žinoti tik dalelių pataikymo į detektorių vidutinį dažnį, bet ne atskirų dalelių energijas (pavyzdys – radioaktyviojo šaltinio aktyvumo matavimas). Kai sąveikos įvykių dažniai yra labai dideli, impulsinę veiką gali būti sunku arba net neįmanoma realizuoti, nes intervalai tarp srovės impulsų gali pasidaryti per maži, kad tuos impulsus būtų galima išskirti, arba gretimi impulsai gali persikloti vienas su kitu. Tokiais atvejais naudojama **nuolatinės srovės veika**, kai matuojama tik vidutinė srovė per laiką, kuris daug ilgesnis už intervalus tarp sąveikos įvykių. Toliau bus aptariama tik impulsinė veika.

Impulsinėje veikoje detektoriaus srovės impulsas yra paverčiamas įtampos impulsu, kuris paskui yra stiprinamas ir registruojamas arba analizuojamas. Į daugelio detektorių sudėtį įeina specialus įtaisas, kuris detektoriaus srovės impulsą paverčia įtampos impulsu. Tas įtaisas vadinamas **priešstiprintuvu** (toks pavadinimas atspindi tą faktą, kad priešstiprintuvio įtampos impulso amplitudė dažnai būna nepakankamai didelė, kad tą impulsą būtų galima analizuoti, todėl impulsas dar yra stiprinamas). Supaprastintoje analizėje prie detektoriaus elektrodų prijungtą įrangą (pvz., priešstiprintuvį arba stiprintuvą) galima pakeisti ekvivalentine lygiagrečiąja RC grandine kaip parodyta 8 pav. Šioje schemoje R yra grandinės įėjimo varža, o C yra detektoriaus talpda¹ ir prie jo elektrodų prijungtos įrangos įėjimo talpos suma (talpą C vadinsime detektoriaus „ekvivalentine talpa“). Matuojamas signalas – tai įtampos kritimas $U(t)$ varžoje R (ekvivalentinės RC grandinės „išėjimo įtampa“). Šį įtampos impulsą toliau taip ir vadinsime: „matuojamas signalas“, „matuojamas impulsas“ arba „matuojama įtampa“. Šį impulsą reikia skirti nuo detektoriaus srovės impulso: „detektoriaus srovė“ vadinsime minėtos ekvivalentinės RC grandinės (priešstiprintuvio) „įėjimo srovė“ $i(t)$ (žr. 8 pav.). Bendroji impulso $U(t)$ išraiška, esant bet kokiam srovės $i(t)$ pavidalui, yra



8 pav. Detektoriaus impulsinės veikos supaprastinta ekvivalentinė schema

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{RC}\right) dt'. \quad (4.2.1)$$

Praktikoje dažniausiai galioja nelygybė $RC \gg t_c$. Tada krūvio surinkimo metu (kol $t < t_c$) eksponentinis daugiklis (4.2.1) integralo pointegraliniame reiškinyje yra artimas vienetui, todėl

$$U(t) \approx \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt \quad (0 \leq t \leq t_c). \quad (4.2.2)$$

Todėl tokią detektoriaus veiką (su didele trukmės konstanta RC) galima vadinti „srovės integravimo veika“. Krūvio surinkimo metu įtampa $U(t)$ didėja. Ši įtampos impulso dalis vadinama impulso „priekiniu frontu“.

(4.2.2) lygybės fizikinis turinys yra toks. Esant didelei trukmės konstantai, elektros srovė, kuri teka rezistoriumi R krūvio surinkimo metu, yra daug mažesnė už detektoriaus srovę $i(t)$. Tai reiškia, kad beveik visa pastaroji srovė „išsikvojama“ talpos C įkrovimui. Todėl krūvio surinkimo metu šioje talpoje sukauptas krūvis yra lygus srovės $i(t)$ integralui laiko atžvilgiu. Pagal kondensatoriaus talpos apibrėžtį matuojama įtampa yra lygi to krūvio ir talpos C santykiui.

Praėjus laikui t_c nuo sąveikos įvykio, talpoje C sukauptas krūvis yra lygus detektoriuje surinktą krūviui Q , o matuojamas signalas yra lygus savo didžiausiai vertei

$$U_{\max} = \frac{Q}{C}; \quad (4.2.3)$$

čia Q nusakomas (4.1.1) reiškiniu (stačiakampio srovės impulso $Q = i_0 t_c$). Paskui talpa C pradeda išsikrauti per apkrovos varžą R , o įtampos kritimas $U(t)$ pradeda eksponentiškai mažėti:

¹ Blyksimojo detektoriaus talpa – tai fotodaugintuvo anodo talpa.

$$U(t)|_{t>t_c} = U_{\max} \exp\left(-\frac{t-t_c}{RC}\right). \quad (4.2.4)$$

Ši įtampos impulso dalis vadinama impulso „užpakaliniu frontu“. Jeigu intervalas tarp impulsų yra pakankamai didelis, tada prieš kitą sąveikos įvykį $U(t)$ spėja sumažėti iki nulio.

Taigi, impulsinėje veikoje detektoriaus išėjimo signalą sudaro impulsų seka, kurios kiekvienas impulsas atspindi vienos dalelės sąveiką su detektoriaus darbine medžiaga. Normaliomis darbo sąlygomis (kai impulsai nepersikloja vienas su kitu ir nėra prarandami dėl kitų priežasčių) tų impulsų vidutinis dažnis yra lygus sąveikos įvykių dažniui detektoriuje. Be to, kiekvieno impulso amplitudė atspindi krūvį, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu. Kaip vėliau pamatysime, vienas iš spinduliuotės savybių tyrimo metodų remiasi impulsų amplitudžių pasiskirstymo (histogramos) analize. Pvz., jeigu Q yra tiesiog proporcingas krintančiosios dalelės energijai, tada impulsų amplitudžių pasiskirstymas atspindi krintančiųjų dalelių energijų pasiskirstymą (energijos spektrą).

Detektoriaus impulsinė veika suteikia daug daugiau informacijos apie spinduliuotę negu nuolatinės srovės veika, kurioje prarandama visa informacija apie atskirų detektoriaus srovės impulsų amplitudes. Todėl impulsinė veika praktikoje naudojama dažniau už nuolatinės srovės veika.

4.3. Impulsų amplitudžių spektrai

Kaip minėta 4.2 poskyryje, impulsinėje veikoje kiekvieno impulso amplitudė yra proporcinga krūviui, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu (žr. (4.2.3) formulę). Išmatavę didelį skaičių tokių impulsų, pastebėtume, kad jų amplitudės nėra vienodos. Impulsų amplitudžių pasiskirstymas gali atspindėti ir krintančiųjų dalelių energijos spektrą, ir detektoriaus atsaką į apibrėžtos energijos daleles fluktuacijas. Todėl amplitudžių pasiskirstymas dažnai naudojamas tiriant krintančiąją spinduliuotę arba paties detektoriaus veikimą.

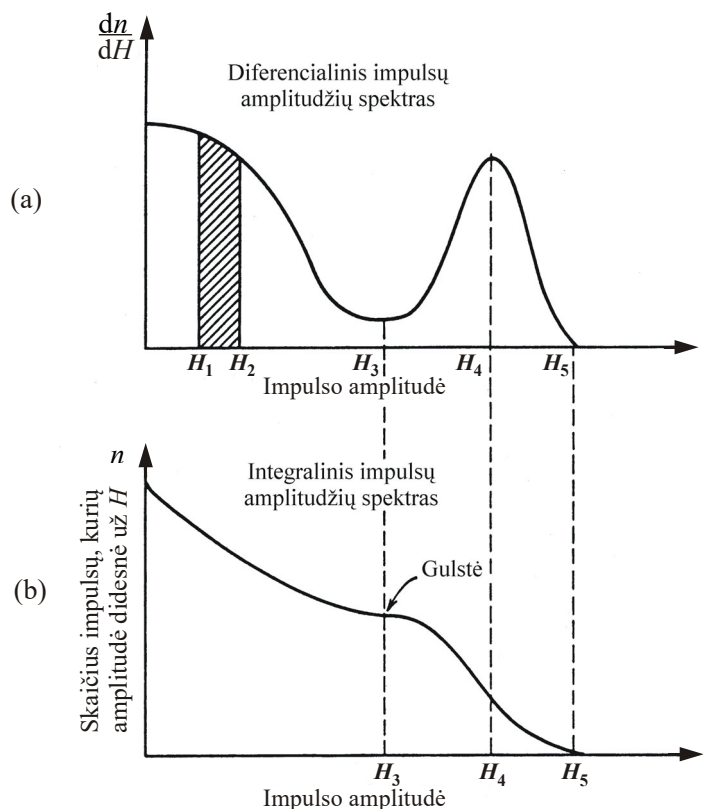
Dažniausiai naudojamas impulsų amplitudžių pasiskirstymo atvaizdavimo būdas – tai vadinamasis **diferencialinis impulsų amplitudžių spektras**. Tokio spektro pavyzdys pateiktas 9a pav. Ant horizontaliosios ašies yra atidedama impulso amplitudė (išreikšta voltais V). Ant vertikaliosios ašies atidedamas impulsų, kurių amplitudės priklausė nykstamo pločio intervalui, skaičiaus dn ir to intervalo pločio dH santykis dn/dH (matavimo vienetai – atvirkštiniai voltai V^{-1}). Impulsų, kurių amplitudės priklausė intervalui nuo H_1 iki H_2 , skaičius $n(H_1 < H < H_2)$ nustatomas integruojant diferencialinį amplitudžių spektrą nuo H_1 iki H_2 :

$$n(H_1 < H < H_2) = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dn}{dH} dH. \quad (4.3.1)$$

Šį integralą nusako brūkšniuotasis plotas 9a pav. Pilnutinis impulsų skaičius n_0 nustatomas integravus visą spektrą:

$$n_0 = \int_0^{\infty} \frac{dn}{dH} dH. \quad (4.3.2)$$

Didžiausią impulsų amplitudę nusako abscisė taško, kuriame spektras tampa lygus nuliui (pvz., 9a pav. didžiausia amplitudė yra H_5). Spektro maksimumai (pvz., taške H_4) atitinka tikimiausias amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios užregistruojamos ypač dažnai. Spektro minimumai (pvz., taške H_3) atitinka mažiausias tikėtinas amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios ypač retai užregistruojamos. Bet koks fizikinis amplitudžių spektro aiškinimas yra susijęs su spektro *integralų* (t. y. plotų) skaičiavimu.



9 pav. Diferencialinio (a) ir integralinio (b) impulsų amplitudžių spektrų pavyzdžiai

Ordinatė (dn/dH) įgyja fizikinę prasmę tik padauginus ją iš abscisės pokyčio (ΔH): $(dn/dH) \cdot \Delta H \approx \Delta n$, kur Δn yra skaičius impulsų su amplitudėmis tarp H ir $H + \Delta H$.

Tą pačią informaciją, kurią nusako diferencialinis impulsų amplitudžių spektras, galima išreikšti naudojant vadinamąjį **integralinį impulsų amplitudžių spektrą**. Integralinis amplitudžių spektras, kuris atitinka 9a pav. pavaizduotą diferencialinį spektrą, yra pateiktas 11b pav. Sudarant integralinį spektrą, ant abscisių ašies taip pat atidedama impulso amplitudė, o ant ordinačių ašies atidedamas skaičius impulsų, kurių amplitudės yra didesnės už duotą vertę (abscisę):

$$n(H) = \int_H^{\infty} \frac{dn}{dH} dH. \quad (4.3.3)$$

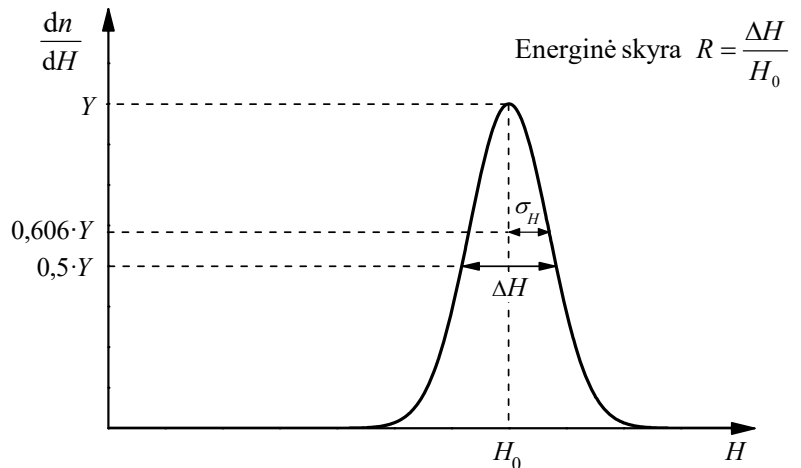
$n(H)$ visada yra monotoniškai mažėjanti funkcija, nes, jeigu $H_2 > H_1$, tada impulsų, kurių amplitudės didesnės už H_2 , visada yra mažiau negu impulsų, kurių amplitudės didesnės už H_1 . Integralinio spektro vertė taške $H = 0$ nusako pilnutinį impulsų skaičių n_0 . Integralinis amplitudžių spektras tampa lygus nuliui taške, kuris atitinka didžiausią amplitudę (11b pav. – taške $H = H_5$).

Diferencialinis ir integralinis amplitudžių spektrai suteikia vienodą informaciją apie amplitudžių pasiskirstymą ir yra vienareikšmiškai susiję vienas su kitu. Bet kurią amplitudę H atitinkanti diferencialinio spektro vertė yra lygi integralinio spektro išvestinės (polinkio) moduliui, kuris atitinka tą pačią amplitudę H . Diferencialinio spektro maksimumai atitinka didžiausią integralinio spektro polinkį (9 pav. – taškas H_4). Diferencialinio spektro minimumai atitinka mažiausią integralinio spektro polinkį (9 pav. atveju – taškas H_3). Mažus spektro pokyčius lengviau pastebėti naudojant diferencialinį spektrą, todėl praktikoje diferencialinis spektras naudojamas dažniau už integralinį.

4.4. Detektoriaus energinė skyra

Spinduliuotės detektoriai dažnai naudojami matuojant spinduliuotės energijos spektrą. Tokie matavimai priskiriami **radiacinei spektroskopijai**. Šiame poskyryje aptarsime kai kurias bendrąsias detektorių charakteristikas, kurios svarbios radiacinės spektroskopijos srityje.

Tarkime, kad į detektorių krinta apibrėžtos energijos E_0 dalelės. Idealiu atveju krūvis Q , kuris surenkamas detektoriaus elektroduose, turėtų būti tiesiog proporcingas tą krūvį sukūrusios dalelės energijai E_0 . Todėl pagal (4.2.3) detektoriaus impulso amplitudė taip pat turėtų būti tiesiog proporcinga E_0 . Tačiau tikrovėje taip nėra. Net ir tada, kai visų į detektorių kritusių dalelių energijos yra tiksliai vienodos, skirtingos dalelės sukelia šiek tiek skirtingų amplitudžių impulsus. Taip gali būti ir dėl sukurtųjų krūvininkų skaičiaus fliuktuacijų, ir dėl tų krūvininkų praradimo jiems judant link elektrodų, ir dėl pašalinių krūvininkų (kurie nesusiję su detektuojama spinduliuote) generavimo. Šių impulsų amplitudžių neapibrėžtumą įprasta nusakyti vadinamąja detektoriaus **atsako funkcija** – diferencialiniu impulsų amplitudžių spektru, kuris gaunamas, kai į detektorių krinta apibrėžtos energijos dalelės. Atsako funkciją, kuri atitinka duotąją dalelių energiją E_0 , žymėsime $G(H; E_0)$. Impulso amplitudė H yra atsako funkcijos argumentas, o spinduliuotės dalelių energija E_0 – funkcijos parametras. Ši funkcija yra Gauso funkcijos pavidalo:



10 pav. Detektoriaus atsako funkcija ir energinės skyros apibrėžimas

$$G(H; E_0) = \frac{n_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(H - H_0(E_0))^2}{2\sigma^2} \right); \quad (4.4.1)$$

čia H_0 yra vidutinė impulso amplitudė (ji vienareikšmiškai priklauso nuo E_0), σ yra impulso amplitudės standartinis nuokrypis, o n_0 yra pilnutinis impulsų skaičius (atsako funkcijos integralas nuo $-\infty$ iki $+\infty$). Detektoriaus atsako funkcija pavaizduota 10 pav.

Detektoriuose, kurie skirti spinduliuotės spektro tyrimui, vidutinės amplitudės H_0 ir dalelių $2,35\sigma$ energijos E_0 santykis turi būti konstanta:

$$H_0 = \text{const} \cdot E_0. \quad (4.4.2)$$

Taigi, informaciją apie dalelės energiją suteikia *vidutinė* impulsų amplitudė H_0 . Impulsų amplitudės neapibrėžtumas sąlygoja šios vidutinės amplitudės matavimo paklaidą. Šią paklaidą įprasta nusakyti vadinamąja detektoriaus **energinė skyra**:

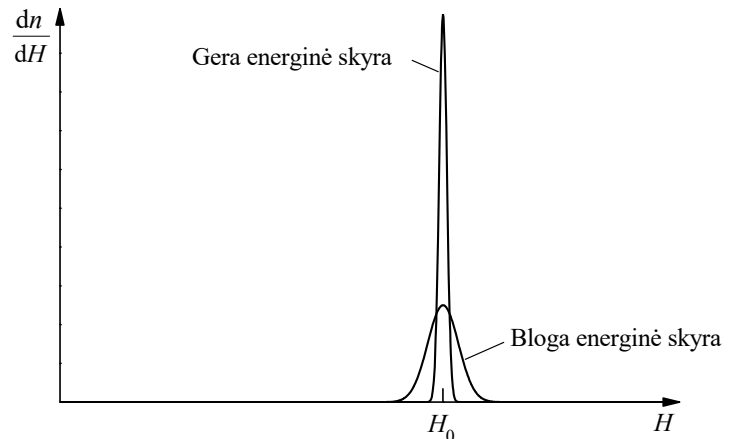
$$R = \frac{\Delta H}{H_0}; \quad (4.4.3)$$

čia ΔH yra atsako funkcijos plotis pusės maksimumo aukštyje (žr. 10 pav.). Kadangi atsako funkcija yra Gauso funkcija (4.4.1), tai šis plotis yra lygus

$$\Delta H = 2,35\sigma.$$

11 pav. pavaizduotos dvi atsako funkcijos, kurios atitinka vienodą spinduliuotės energiją. Kadangi energija yra vienoda, abi atsako funkcijos turi maksimumus tame pačiame taške H_0 (jis nusako vidutinę impulsų amplitudę). Jeigu abiem atvejais buvo užregistruotas vienodas impulsų skaičius n_0 , tada abiejų maksimumų *plotai* (integralai) taip pat yra vienodi. Tačiau akivaizdu, kad maksimumų *pločiai* yra skirtingi. Didesnis maksimumo plotis atitinka blogesnę energinę skyrą. Didelis maksimumo plotis reiškia, kad impulsų amplitudžių fluktuacijos buvo didelės, nors kiekvieno sąveikos įvykio metu detektoriaus darbinei medžiagai buvo perduotas tas pats energijos kiekis. Mažinant šias fluktuacijas, atsako funkcijos plotis mažėja ir atsako funkcija artėja prie Dirako δ funkcijos. Akivaizdu, kad, mažėjant atsako funkcijos pločiui, tampa lengviau išskirti smulkias spinduliuotės energijos spektro detales.

Energinė skyra dažniausiai išreiškiama procentais. Puslaidininkinių detektorių, kurie naudojami α dalelių spektroskopijos srityje, energinė skyra yra mažesnė už 1 %. Blyksimųjų detektorių, kurie naudojami γ spinduliuotės spektroskopijos srityje, energinė skyra yra 5–10 %. Kuo mažesnė energinė skyra, tuo lengviau detektorius išskiria dvi artimas spinduliuotės spektro linijas. Jeigu spinduliuotę sudaro dviejų energijų dalelės, tada mažiausias jų energijų skirtumas, kuriam esant dar įmanoma išskirti du maksimumus išmatuotame spektre, yra apytiksliai lygus RE_0 , kur E_0 yra tų dviejų energijų vidurkis.



11 pav. Detektoriaus atsako funkcijų pavyzdžiai. Vienu atveju detektoriaus energinė skyra yra palyginti gera, o kitu atveju blogesnė

4.5. Puslaidininkinio detektoriaus veikimo principas

Puslaidininkiniai detektoriai turi geriausius parametrus iš visų šiuo metu egzistuojančių jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių. Pranašumai, palyginti su dujiniais detektoriais, yra šie: (a) daug geresnė energinė skyra (dėl didesnio atsirandančių krūvininkų skaičiaus), (b) 2–3 eilėmis didesnė medžiagos masė jautriajame tūryje, todėl didesnis detektavimo efektyvumas.

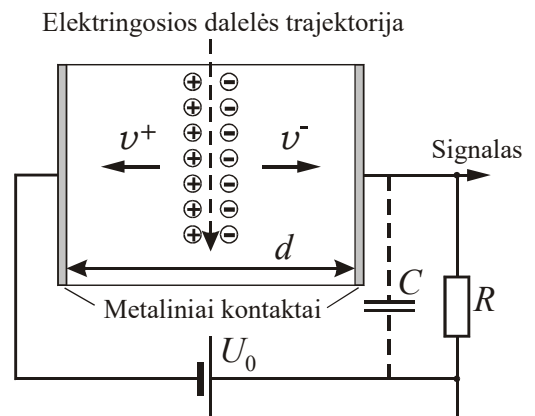
Pirmajame artinyje puslaidininkinių detektorių galima laikyti jonizacijos kamera su kietu dielektriku tarp elektrodų. Kaip ir dujinėje jonizacijos kameroje, jonizuojančioji spinduliuotė sukuria teigiamųjų ir neigiamųjų krūvininkų poras, kurie, veikiant išoriniam elektriniam laukui, dreifuoja link atitinkamų elektrodų ir sukuria elektros srovę apkrovos varžoje (žr. 12 pav.). Kietajame kūne krūvininkų judris μ apibūdinamas taip:

$$v^+ = \mu^+ E, \quad v^- = \mu^- E; \quad (4.5.1)$$

čia v^+ ir v^- yra teigiamųjų ir neigiamųjų krūvininkų dreifo greičiai, o H yra elektrinio lauko stipris.

Detektoriaus darbinė medžiaga turi atitikti šiuos reikalavimus:

- maža vidutinė energija vienai krūvininkų porai sukurti;
- didelis krūvininkų judris;
- krūvininkų rekombinacijos ir pagavimo į gaudykles nebuvimas;



12 pav. „Kietojo kūno jonizacijos kameros“ įjungimo schema

d) didelė savitoji varža.

Smulkiau aptarsime kiekvieną iš šių reikalavimų.

Maža vidutinė energija, kuri išieikvojama vienai krūvininkų porai sukurti. Kuo mažesnė vidutinė energija W , kuri išieikvojama sukuriant vieną krūvininkų porą, tuo daugiau krūvininkų sukuria duotos energijos dalelė. Todėl padidėja impulso amplitudė (žr. (4.2.3) formulę). Be to, sumažėja šio impulso santykinės fliktuacijos, nes jos yra atvirkščiai proporcingos šakniai iš krūvininkų skaičiaus. Puslaidininkiniuose detektoriuose W yra eile mažesnė negu dujiniuose detektoriuose, ir dviem eilėmis mažesnė negu blyksimuosiuose detektoriuose.

Didelis krūvininkų judris reikalingas tam, kad dėl jonizuojančiosios spinduliuotės atsiradę krūvininkai kuo greičiau pasiektų elektrodus. Tada impulso trukmė yra maža, o detektoriaus greitaieigiskumas didelis. Jeigu abiejų ženklų krūvininkų judriai yra artimi vienas kitam, tada impulso amplitudė nepriklauso nuo to, kuriame taške įvyko pirminė jonizacija (ši sąlyga yra būtina, kad impulso amplitudė vienareikšmiškai nusakytų dalelių energiją).

Krūvininkų rekombinacijos ir pagavimo į gaudykles nebuvimas. Krūvininkų rekombinacija pasireiškia tuo, kad elektrodus pasiekia mažiau krūvininkų negu jų atsiranda dėl jonizuojančiosios spinduliuotės. T. y. sumažėja impulso amplitudė, padidėja jos statistinės fliktuacijos, o vidutinė amplitudė nustoja būti proporcinga pirminiam jonų porų skaičiui. Be to, kietuosiuose kūnuose krūvininkai gali būti pagaunami į vadinamąsias *gaudykles* – kristalo sritis, kuriose yra pažeistas kristalo gardelės periodiškumas. Jeigu pagavimas į gaudykles yra ilgalaikis, tada dielektriko tūryje atsiranda erdvinis krūvis, kurio elektrinis laukas yra priešingas išoriniam laukui. Erdvinis krūvis atsiranda todėl, kad abiejų ženklų krūvininkai iki pagavimo į gaudykles spėja pasislinkti link elektrodų (į priešingas kryptis). Dėl šio reiškinio pilnutinis elektrinis laukas gali sumažėti tiek, kad detektorius nustos veikti. Jeigu pagavimas į gaudykles yra trumpalaikis (t. y. jeigu pagautieji krūvininkai po trumpo laiko yra termiškai išlaisvinami), tada jis pasireiškia tuo, kad pailgėja krūvininkų surinkimo trukmė ir šios trukmės statistinės fliktuacijos (t. y. pablogėja detektoriaus laikiniai parametrai).

Didelė savitoji varža reikalinga tam, kad beveik visa matuojamoji elektros srovė būtų sukelta krūvininkų, kurie atsirado dėl spinduliuotės jonizuojančiojo poveikio, o ne krūvininkų, kurie buvo termiškai generuoti puslaidininkio tūryje. Tą patį reikalavimą galima suformuluoti kitaip: darbinės medžiagos tūryje krūvininkų generavimas turi būti kuo silpnesnis. Srovė, kurią sąlygoja darbinės medžiagos tūryje termiškai generuoti krūvininkai, yra vadinama *laidumo srove*. Ši srovė prisideda prie srovės, kurią sukelia jonizuojančioji spinduliuotė, todėl pastarąją srovę sunkiau tiksliai išmatuoti.

Gamtoje nėra vienalytės medžiagos, kuri vienu metu turėtų tokią didelę savitąją varžą ir kartu atitiktų kitus tris minėtus reikalavimus. Kai kurie izoliatoriai turi pakankamai didelę savitąją varžą (iki $10^{14} \Omega \cdot m$), mažą W ir didelį μ , tačiau juose yra didelė krūvininkų pagavimo į gaudykles tikimybė. Geriausiai visus keturis minėtus reikalavimus atitinka du puslaidininkiai – silicis (Si) ir germanis (Ge), nors jų savitoji varža yra keliomis eilėmis mažesnė už mažiausią leistiną.

Didžioji dauguma egzistuojančių puslaidininkinių detektorių pagaminti iš germanio arba silicio. Siekiant sumažinti laidumo srovę, puslaidininkiniuose detektoriuose naudojamos pn sandūros arba paviršinės barjerinės sandūros. Kitame poskyryje pateikti kai kurie puslaidininkinių fizikos teiginiai, kurie bus reikalingi aptariant tokių sandūrų savybes.

4.6. Elektrono energijos lygmenys kietajame kūne

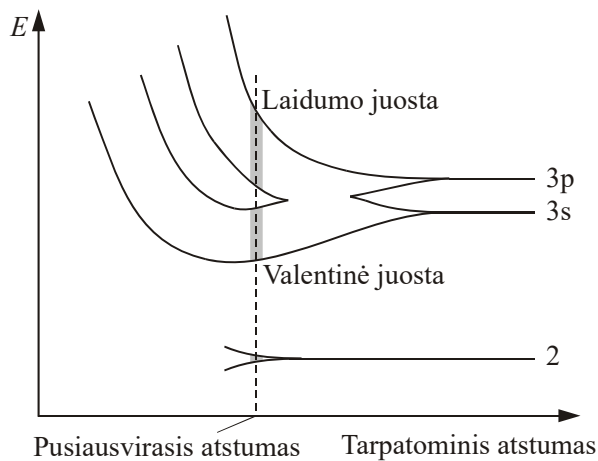
Kietajame kūne atomų, jonų arba molekulių tarpusavio ryšio energija yra daug didesnė už jų šiluminio judėjimo kinetinę energiją, todėl kietiesiems kūnams būdinga savybė išsaugoti tūrį ir formą. Kaip ir molekulėse, kietajame kūne tarp atomų vienu metu veikia traukos ir stūmos jėgos, todėl egzistuoja toks atomų arba jonų išsidėstymas, kai pilnutinė sąveikos energija yra mažiausia. Tai yra pusiausvirasis atomų išsidėstymas. Energijos minimumo padėtyje atomų tarpusavio išsidėstymas nuolat pasikartoja erdvėje, t. y. jam būdingas trimatis periodiškumas. Kietieji kūnai, kuriuose atomai išsidėstę periodiškai, yra vadinami *kristalais*. Kristalo atomų periodinio išsidėstymo matematinis modelis vadinamas kristalo gardele.

Toliau pateikti keli kietojo kūno fizikos teiginiai, kurie svarbūs, kad būtų suprantamas puslaidininkinių detektorių veikimas.

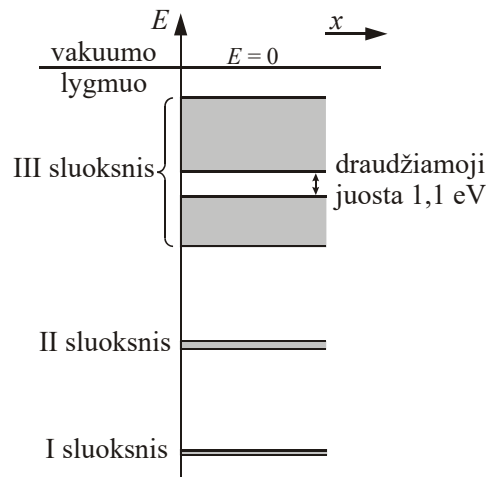
4.6.1. Energijos juostos. Dielektrikai, metalai ir puslaidininkiai

Susidarant kietajam kūnui iš atskirų atomų, atominiai energijos lygmenys išplinta į vadinamąsias *energijos juostas* (žr. 13 pav.).

Mažiausios energijos (pagrindinės) būsenos žemiausios energijos juostos yra pilnai užpildytos, o aukščiausios energijos juostos yra visiškai laisvos. Be to, tarp pilnai užpildytų ir laisvųjų juostų gali būti



13 pav. Atomo energijos lygmenų išplitimas į energijos juostas kietajame kūne (silicije)



14 pav. Silicio energijos juostų diagrama

iš dalies užpildyta juosta. Aukščiausioji iš energijos juostų, kurios pagrindinės būsenos kietajame kūne yra pilnai užpildytos, vadinama **valentinė juosta**, o aukščiau jos esanti gretimoji energijos juosta vadinama **laidumo juosta**. Tarpas tarp šių juostų vadinamas **draudžiamosios energijos juosta**, arba **draudžiamąja juosta** (žr. 14 pav.).

Valentinę juostą užima elektronai, kurie sudaro cheminį ryšį tarp atomų. Laidumo juostoje esantys elektronai yra laisvi. Esant išoriniam elektriniam laukui, laisvieji elektronai pradeda kryptingai judėti, t. y. jie sąlygoja medžiagos elektrinį laidumą. Kryptingas elektronų judėjimas yra susijęs su jų judesio kiekio pokyčiu, t. y. su judėjimo būsenos pokyčiu. Tai reiškia, kad tokiam judėjimui reikalingi laisvi artimi energijos lygmenys, į kuriuos gali pereiti elektronas. Tokie energijos lygmenys egzistuoja tik tada, kai energijos juosta, kurioje yra elektronas, yra tik iš dalies užpildyta. Todėl normaliomis sąlygomis medžiagos elektrinės savybės lemia tik laidumo ir valentinėje juostose esantys elektronai: visos žemesniosios juostos yra pilnai užpildytos.

Dėl atomų šiluminio judėjimo nuolat vyksta elektronų kvantiniai šuoliai tarp energijos juostų. Mažėjant temperatūrai, tų šuolių sparta mažėja. Esant absoliučiojo nulio temperatūrai, kūno energija yra mažiausia. Tada visi energijos lygmenys, kurie yra žemiau tam tikros slenkstinės energijos, yra pilnai užpildyti, o visi aukštesnieji lygmenys yra laisvi. Medžiagos elektrinės savybės labai priklauso nuo to, ar, esant absoliučiojo nulio temperatūrai, laidumo juosta yra laisva, ar iš dalies užpildyta. Galimi du atvejai:

1. Jeigu mažiausios energijos būsenos medžiagos laidumo juosta yra iš dalies užpildyta, tada medžiagos savitasis elektrinis laidis yra didelis (t. y. savitoji varža yra maža) ir silpnai priklauso nuo temperatūros. Tokios medžiagos vadinamos metalais. Taigi, juostinės teorijos požiūriu **metalas** – tai medžiaga, kurios laidumo juosta yra iš dalies užpildyta, kai medžiaga yra mažiausios energijos būsenos.
2. Jeigu laidumo juosta, esant absoliučiojo nulio temperatūrai, yra laisva, tada medžiagos savitasis elektrinis laidis yra lygus nuliui (t. y. savitoji varža yra be galo didelė). Tokios medžiagos vadinamos dielektrikais. Taigi, juostinės teorijos požiūriu **dielektrikas** – tai kristalas, kurio laidumo juostoje nėra elektronų. Pvz., silicis, esant ypač žemai temperatūrai, yra dielektrikas. Daugelis kristalų (pvz., deimantas) ir kambario temperatūroje (300 K) yra dielektrikai.

Kai kurios medžiagos yra dielektrikai, kai temperatūra artima absoliučiajam nuliui, tačiau kambario temperatūroje jų laidis yra palyginti didelis. Taip yra todėl, kad, kylant temperatūrai, daugėja elektronų, kurie dėl šiluminio judėjimo yra sužadinti iš valentinės juostos į laidumo juostą. Kvantinės statistikos metodais galima įrodyti, kad grynajame dielektrike elektronų skaičius laidumo juostoje yra proporcingas dydžiui $\exp(-E_g/2kT)$. Čia E_g yra draudžiamosios juostos plotis (indeksas „g“ kilo iš angliško žodžio „gap“ – „tarpas“), $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K yra Bolcmano konstanta, o T yra absoliučioji temperatūra. Kaip matome, laisvųjų elektronų skaičius sparčiai didėja kylant temperatūrai ir mažėjant E_g . Pagrindinis skirtumas tarp dielektrikų ir **puslaidininkių** yra tas, kad puslaidininkiuose draudžiamosios juostos plotis yra palyginti mažas (≈ 1 eV arba mažesnis), todėl kambario temperatūroje elektrinis laidis yra daug didesnis negu dielektrikų (tačiau daug mažesnis negu metalų). Silicio draudžiamosios juostos plotis yra 1,1 eV, todėl silicis yra puslaidininkis. Kiti du praktikoje dažnai pasitaikantys puslaidininkiai yra germanis (Ge; draudžiamosios juostos plotis 0,7 eV) ir galio arsenidas (GaAs; draudžiamosios juostos plotis 1,4 eV). Deimanto (C) draudžiamosios juostos plotis yra 5,4 eV, todėl deimantas yra praktiškai idealus dielektrikas.

Jeigu puslaidininkis yra grynas, tada neužimtų būsenų skaičius valentinėje juostoje yra lygus laisvųjų elektronų skaičiui. Išoriniame elektriniame lauke šios neužimtos būsenos veikia kaip teigiamai įelektrintos laisvosios dalelės, t. y. juda lauko kryptimi. Šios laisvosios kvazidalelės vadinamos *skylėmis*. Žodis „kvazidalelė“ atspindi tą faktą, kad skylė nėra dalelė tikrąja to žodžio prasme, tačiau jai galima priskirti dydžius, kuriais įprasta apibūdinti „tikrųjų“ dalelių judėjimą (pvz., masę, greitį, pagreitį, impulsą, kinetinę energiją). Skylės būseną nusako cheminiuose ryšiuose dalyvaujančių elektronų judėjimo kolektyvinę būseną.

Taigi, puslaidininkiuose yra dviejų rūšių laisvieji krūvininkai – elektronai (laidumo juostoje) ir skylės (valentinėje juostoje). Puslaidininkių savitoji varža dažniausiai yra tarp $10^{-4} \Omega \cdot m$ ir $10^3 \Omega \cdot m$ (t. y. savitasis laidis – tarp $10^{-3} (\Omega \cdot m)^{-1}$ ir $10^4 (\Omega \cdot m)^{-1}$). Palyginimas – metalų savitoji varža yra mažesnė už $10^{-7} \Omega \cdot m$, o dielektrikų savitoji varža yra didesnė už $10^{14} \Omega \cdot m$. Plačiausiai naudojamų puslaidininkių – silicio ir germanio – pagrindiniai parametrai pateikti 4 lentelėje.

4 lentelė. Grynųjų silicio ir germanio parametrai (iš [5])

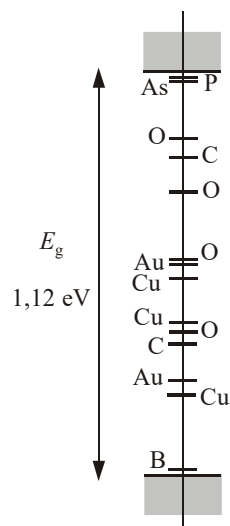
Parametras	Si	Ge
Atominis numeris	14	32
Atominė masė	28,09 g/mol	72,60 g/mol
Stabiliųjų izotopų masės skaičiai	28; 29; 30	70; 72; 73; 74; 76
Tankis (300 K temperatūroje)	2330 kg/m ³	5320 kg/m ³
Atomų koncentracija	$4,96 \cdot 10^{28} m^{-3}$	$4,41 \cdot 10^{28} m^{-3}$
Dielektrinė skvarba	11,7	16
Draudžiamosios juostos plotis esant 300 K temperatūrai	1,115 eV	0,665 eV
Draudžiamosios juostos plotis esant 0 K temperatūrai	1,165 eV	0,746 eV
Laisvųjų elektronų koncentracija (300 K)	$1,5 \cdot 10^{16} m^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{19} m^{-3}$
Savitoji varža (300 K)	2300 $\Omega \cdot m$	0,47 $\Omega \cdot m$
Elektronų judris (300 K)	0,135 m ² /(V·s)	0,39 m ² /(V·s)
Skylių judris (300 K)	0,048 m ² /(V·s)	0,19 m ² /(V·s)
Elektronų judris (77 K)	2,1 m ² /(V·s)	3,6 m ² /(V·s)
Skylių judris (77 K)	1,1 m ² /(V·s)	4,2 m ² /(V·s)
Vidutinė energija vienai elektrono ir skylės porai (300 K)	3,62 eV	
Vidutinė energija vienai elektrono ir skylės porai (77 K)	3,76 eV	2,96 eV

4.6.2. Priemaišiniai energijos lygmenys

Grynųjų puslaidininkių savitasis elektrinis laidis yra mažas, nes juose yra palyginti mažai laisvųjų elektronų ir skylių. Pvz., kambario temperatūroje grynajame silicyje elektronų ir skylių koncentracijos lygios maždaug $10^{16} m^{-3}$.

Elektronų ir skylių skaičių puslaidininkyje galima pakeisti pakeitus dalį puslaidininkio atomų priemaišų atomais. Priemaišų atomų įterpimas į puslaidininkį siekiant pakeisti jo elektrines savybes vadinamas puslaidininkio *legiravimu* (angl. *doping*). Išsiaiškinsime priemaišinių atomų vaidmenį.

Priemaišų atomai sukuria diskrečius energijos lygmenis puslaidininkio draudžiamosios juostoje (žr. 15 pav.). Šiuos lygmenis vadinsime *priemaišiniais lygmenimis*. Priemaišiniai lygmenys skiriasi nuo energijos juostas sudarančių lygmenų ne vien savo padėtimi energijos juostų diagramoje, bet ir tuo, kad kiekvieno priemaišinio lygmens krūvininkas yra lokalizuotas erdvėje, t. y. susietas su atitinkamu priemaišiniu atomu. Gali atsitikti taip, kad priemaišiniai lygmenys yra arti kurios nors juostos krašto. Pvz., fosforo atomai silicio draudžiamosios juostoje sukuria lygmenis, kurie yra 0,045 eV atstumu nuo laidumo juostos krašto. Boro atomai silicyje sukuria lygmenis, kurie yra beveik tokiu pačiu atstumu nuo valentinės juostos krašto (žr. 15 pav.). Jeigu atstumas tarp priemaišinių lygmenų ir kurios nors juostos krašto yra kT eilės arba mažesnis, tada tie lygmenys gali keistis elektronais su artimiausia energijos juosta. Jeigu priemaišinis lygmuo yra arti laidumo juostos krašto, tai reiškia, kad priemaišos atomas lengvai praranda vieną iš valentinių elektronų virsdamas teigiamuoju jonu (žr. 16b pav.). Taigi, šiuo atveju skirtumas tarp laidumo juostos krašto ir priemaišinio lygmens nusako priemaišinio atomo jonizacijos energiją. Elektronai, kuriuos praranda tokie priemaišiniai atomai, tampa laisvi, t. y. pereina į laidumo juostą. Todėl tokie priemaišiniai atomai vadinami *donorais*. Silicyje ir germanyje donoro vaidmenį dažniausiai atlieka fosforas arba arsenas. Šių elementų



15 pav. Silicio priemaišų energijos lygmenys

ypatybė yra ta, kad jų valentingumas (valentinių elektronų skaičius) yra vienetu didesnis už silicio ir germanio valentingumą (fosforas ir arsenas yra penkiavalenčiai, o silicis ir germanis – keturvalentis). Todėl, susidarius cheminiam ryšiui tarp priemaišinio atomo ir keturių kaimyninių silicio arba germanio atomų, vienas priemaišinio atomo elektronas lieka „nesuporuotas“. To elektrono ryšys su atomu yra palyginti silpnas, todėl jis lengvai išlaisvinamas.

Jeigu priemaišinis lygmuo yra arti valentinės juostos krašto, tai reiškia, kad priemaišos atomas lengvai priima vieną elektroną iš valentinės juostos virsdamas neigiamuoju jonu (žr. 16c pav.). Tokie priemaišiniai atomai vadinami **akceptoriais**. Akceptoriaus jonizacijos energija – tai skirtumas tarp priemaišinio lygmens ir valentinės juostos krašto. Silicyje ir germanyje akceptoriaus vaidmenį dažniausiai atlieka boras. Boro ypatybė yra ta, kad jo valentingumas yra vienetu mažesnis už silicio ir germanio valentingumą. Boro turi tris valentinius elektronus, kurie sudaro kovalentines jungtis su trimis kaimyniniais Si arba Ge atomais. Ketvirtajai jungčiai susidaryti trūksta vieno elektrono, t. y. toje vietoje egzistuoja viena laisva elektroninė būseną. Kadangi tos būsenos energija yra tik nedaug didesnė už elektronų, kurie sudaro jungtis tarp Si arba Ge atomų, energiją, tai į tą būseną gali būti sužadintas elektronas iš kurios nors kaimyninės jungties tarp Si arba Ge atomų. Taip atsiranda skylė, kuri gali judėti puslaidininkiu.

4.6.3. *n ir p puslaidininkiai*

Dėl legiravimo donorais puslaidininkyje padaugėja laisvųjų elektronų, o dėl legiravimo akceptoriais padaugėja skylių. Tačiau kvantinės statistikos metodais galima įrodyti, kad abiejų rūšių koncentracijų sandauga praktiškai nepriklauso nuo priemaišinių atomų rūšies ir kiekio ir yra lygi

$$pn = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right); \quad (4.6.1)$$

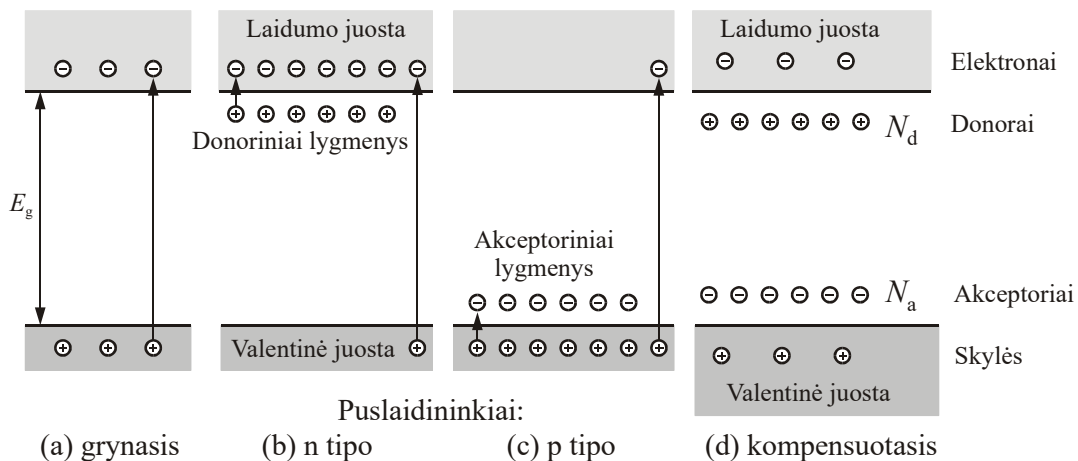
čia n yra laisvųjų elektronų koncentracija, p yra skylių koncentracija, n_i yra laisvųjų elektronų ir skylių koncentracija gryname puslaidininkyje, N_c yra laidumo juostos efektyvus tankis, o N_v yra valentinės juostos efektyvus tankis. N_c ir N_v yra medžiagos parametrai, kurie silpnai priklauso nuo legiravimo (jie yra 10^{26} m^{-3} eilės). Pagal (4.6.1), padidėjus vienos rūšies krūvininkų skaičiui, kitos rūšies krūvininkų skaičius tiek pat kartų sumažėja. Pusalaidininkiai, kuriuose laisvųjų elektronų yra daug daugiau negu skylių, vadinami ***n puslaidininkiais***, o puslaidininkiai, kuriuose skylių yra daug daugiau negu laisvųjų elektronų, vadinami ***p puslaidininkiais***.

Elektronai n puslaidininkyje arba skylės p puslaidininkyje vadinami ***pagrindiniais krūvininkais***. Skylės n puslaidininkyje arba elektronai p puslaidininkyje vadinami ***šalutiniais krūvininkais***.

Kambario temperatūroje didžioji dalis donorų ir akceptorių yra jonizuoti. Kadangi jų koncentracija dažniausiai keliomis eilėmis viršija n_i , tai priemaišiniame puslaidininkyje beveik visi kurios nors rūšies krūvininkai (elektronai arba skylės) yra atsiradę dėl priemaišų atomų jonizavimo. Taigi, galima teigti, kad n puslaidininkyje elektronų koncentracija lygi donorų koncentracijai, o p puslaidininkyje skylių koncentracija yra lygi akceptorių koncentracijai.

Silicio geriausi donorai yra fosforas ir arsenas, o geriausias akceptorius yra boras, nes šių atomų jonizacijos energijos silicio kristale yra mažiausios (žr. 15 pav.). Be to, šie elementai lengvai tirpsta silicyje, ir jų koncentracija gali siekti 10^{26} m^{-3} .

Dažnai donorinės ir akceptorinės priemaišos egzistuoja vienu metu. Jeigu donorų ir akceptorių koncentracijos sutampa, o priemaišų atomai yra pilnai jonizuoti, tada efektas toks lyg elektronai iš donorinių atomų būtų perėję į akceptorinius (žr. 16d pav.). T. y. laisvųjų elektronų ir skylių koncentracijos



16 pav. Grynojo, *n* tipo, *p* tipo ir kompensuotojo puslaidininkių energijos juostų diagramos

racijos lieka tos pačios eilės kaip ir grynajame puslaidininkyje, kad ir kokia didelė būtų priemaišų koncentracija. Taigi, galima teigti, kad šiuo atveju donorai „kompensuoja“ akceptorių poveikį (arba atvirkščiai). Todėl puslaidininkiai, kuriuose vienu metu yra ir akceptorinių, ir donorinių priemaišų, vadinami **kompensuotaisiais puslaidininkiais**. Praktikoje kompensacija dažniausiai būna tik dalinė, t. y. donorų ir akceptorių koncentracijos būna skirtingos, todėl laisvųjų krūvininkų koncentracija kompensuotuose puslaidininkiuose būna daug didesnė už jų koncentraciją grynajame puslaidininkyje.

Taigi, legiravimo būdu galima padidinti elektronų arba skylių skaičių puslaidininkyje ir šitaip padidinti jo elektrinį laidį. Tačiau pagrindinė legiravimo nauda yra ta, kad, sukūrus n sritį p puslaidininkyje arba p sritį n puslaidininkyje, prie ribos tarp p ir n sričių susidaro vadinamoji pn sandūra. pn sandūros srityje egzistuoja pereinamasis sluoksnis, kuriame elektronų ir skylių koncentracijos yra daug mažesnės už pagrindinių krūvininkų koncentraciją kiekviename iš sandūrą sudarančių puslaidininkų. Todėl to sluoksnio savitoji varža yra daug didesnė už kiekvieno puslaidininkio tūrinę savitąją varžą. Ši pn sandūros ypatybė panaudojama puslaidininkiniuose jonizuojančiosios spinduliuotės detektoriuose. pn sandūrų savybės aprašytos kitame poskyryje.

4.7. Potencialo barjeras dviejų puslaidininkų arba metalo ir puslaidininkio sandūroje

Sandūra – tai kontaktas tarp dviejų medžiagų, kurios turi skirtingą energijos juostų sandarą arba skiriasi priemaišinių atomų tipais ir kiekiais. **pn sandūra** – tai sandūra tarp p ir n puslaidininkų. Prijungus elektrinius kontaktus prie puslaidininkų, tarp kurių sudaryta pn sandūra, gaunamas puslaidininkinis prietaisas, kuris vadinamas **pn diodu**. Dažniausiai praktikoje pn sandūros gaminamos įterpiant donorus į p puslaidininkį arba įterpiant akceptorius į n puslaidininkį. T. y. abiejose sandūros pusėse turime tą patį puslaidininkį (dažniausiai – silicį arba germanį), tačiau su skirtingos rūšies priemaišomis. Trumpai aprašysime pn sandūros savybes.

4.7.1. Kontaktinis potencialų skirtumas

n puslaidininkyje elektronų koncentracija yra daug didesnė negu p puslaidininkyje, o p puslaidininkyje skylių koncentracija yra daug didesnė negu n puslaidininkyje. Todėl pn sandūroje vyksta elektronų difuzija iš n srities į p sritį ir skylių difuzija iš p srities į n sritį. Atitinkamai n puslaidininkio srityje, kuri prilgudusi prie kontakto plokštumos, sumažėja elektronų, o p puslaidininkio srityje, kuri prilgudusi prie kontakto plokštumos, sumažėja skylių (žr. 17a pav.). Tuo tarpu donorų ir akceptorių jonai yra nejudrūs: jie užima kristalo gardelės mazgus ir jų koncentracija abiejose sandūros pusėse nekinta (žr. 17b pav.). Todėl sandūros srityje atsiranda nesukompensuotas priemaišinių jonų krūvis: teigiamas donorų jonų erdvinis krūvis iš n puslaidininkio pusės ir neigiamas akceptorių jonų erdvinis krūvis iš p puslaidininkio pusės (žr. 17c pav.). Šis erdvinis krūvis sukuria elektrinį lauką, kuris stabdo tolesnį krūvininkų persiskirstymą. T. y. kartu su krūvininkų difuzija vyksta krūvininkų dreifas priešinga kryptimi. Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis difuzinis ir dreifinis krūvininkų srautai tiksliai kompensuoja vienas kitą, ir srovė lygi nuliui.

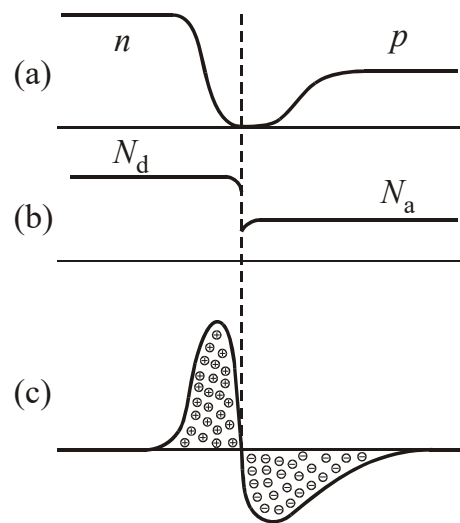
Taigi, tarp n ir p sričių atsiranda potencialų skirtumas U_k , kuris vadinamas **kontaktiniu potencialų skirtumu**. Silicio pn sandūrose kontaktinis potencialų skirtumas yra artimas 0,7 V, o germanio – maždaug 0,3 V.

Kai yra elektrinis laukas, elektrono energijos lygmenys pasikeičia. Taip yra todėl, kad elektrono pilnutinės energijos išraiškoje atsiranda dėmuo $-e\varphi$; čia φ yra elektrinio lauko potencialas. Šis dėmuo nusako elektrono potencinę energiją elektriniame lauke. Vadinasi, laidumo juostos apatinį kraštą E_c ir valentinės juostos viršutinį kraštą E_v (kaip ir bet kurį kitą elektrono energijos lygmenį puslaidininkyje) galima išreikšti šitaip:

$$E_c = E_{c0} - e\varphi, \quad (4.7.1a)$$

$$E_v = E_{v0} - e\varphi; \quad (4.7.1b)$$

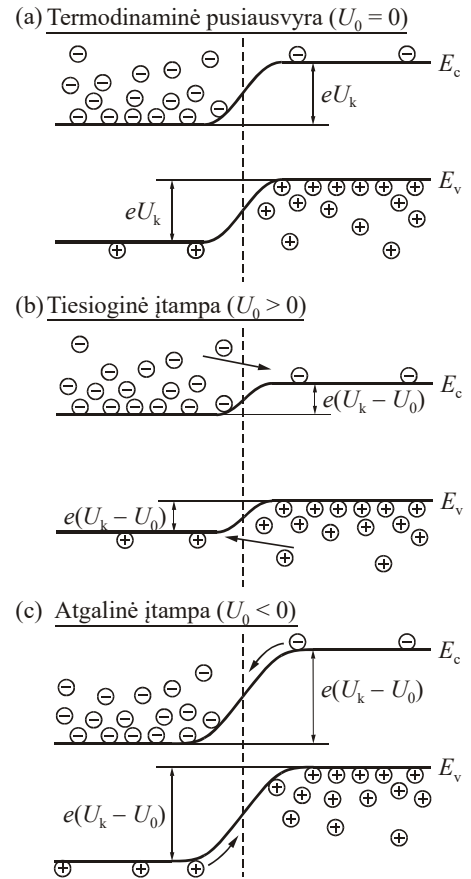
čia E_{c0} ir E_{v0} yra laidumo ir valentinės juostų kraštai, kai nėra elektrinio lauko. Kai yra elektrinis laukas, potencialas φ priklauso nuo koordinatės, todėl elektrono energijos lygmenys taip pat pradeda priklausyti nuo koordinatės. Ši priklausomybė yra tokio paties pavidalo kaip „apversta“ potencialo priklausomybė



17 pav. Pusiausvyrosios pn sandūros savybių priklausomybės nuo koordinatės: (a) elektronų ir skylių koncentracija; (b) jonizuotų priemaišų atomų koncentracija; (c) erdvinio krūvio tankis

nuo koordinatės. Kaip matome 18a pav., dėl kontaktinio potencialų skirtumo pn sandūros srityje egzistuoja **potencialo barjeras**, kurį turi įveikti elektronai, kurie juda iš n srities į p sritį, ir skylės, kurios juda iš p srities į n sritį. Šio potencialo barjero aukštis lygus eU_k . Pro šį barjerą gali pereiti tik tie krūvininkai, kurių kinetinė energija didesnė už barjero aukštį.

Kadangi čia minima krūvininkų kinetinė energija, tai reikia apibrėžti kinetinės energijos prasmę juostinio modelio požiūriu. Laisvojo elektrono arba skylės kinetinė energija – tai energijos lygmuens, kurį užima krūvininkas, ir atitinkamos juostos krašto skirtumas. Laisvojo elektrono kinetinė energija atskaitoma nuo laidumo juostos apatinio krašto į viršų, o skylės kinetinė energija atskaitoma nuo valentinės juostos viršutinio krašto į apačią. Taip yra todėl, kad skylė – tai kvazidalelė, kurios energinė būseną turi nusakyti tikrųjų dalelių – kovalentinius cheminius ryšius sudarančių elektronų – sistemos energinę būseną. Elektronų energijos atskaitos kryptis visada nukreipta „į viršų“, t. y., didėjant elektrono energijai, jis pereina į aukštesnius energijos lygmenis. Tai reiškia, kad, didėjant elektronų sistemos energijai, vakansijos (neužimti energijos lygmenys) „leidžiasi“ žemyn. Taigi, pakeitus surištuosius elektronus laisvomis kvazidalelėmis – skylėmis – reikia iš naujo apibrėžti ir šių kvazidalelių kinetinės energijos atskaitos kryptį. Skylių kinetinės energijos atskaitos kryptis yra nukreipta „į apačią“, t. y., didėjant skylės kinetinei energijai, ji pereina į žemesnius elektrono energijos lygmenis.



18 pav. pn sandūros energijos juostų diagramos

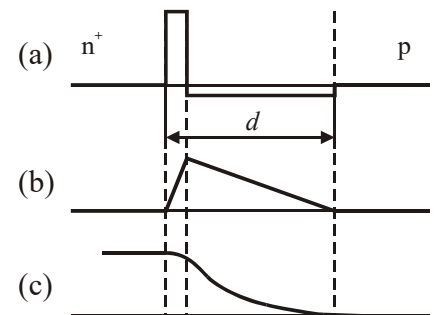
4.7.2. Nuskurdintasis sluoksnis ir jo storio priklausomybė nuo išorinės įtampos

Erdvinio krūvio srityje laisvųjų krūvininkų koncentracija yra daug mažesnė negu neutraliose srityse. Taip yra dėl to, kad šioje srityje egzistuoja stiprus elektrinis laukas (10^6 V/m eilės), kuris labai greitai „išstumia“ iš tos srities krūvininkus, kurie atsiranda dėl šiluminio generavimo arba patenka ten iš neutralių sričių. Todėl ši sritis vadinama **nuskurdintuoju sluoksniu**. Teorinėje analizėje galima remtis prielaida, kad erdvinio krūvio srityje iš viso nėra laisvųjų krūvininkų, t. y. krūviai egzistuoja tik nejudrių donorų ir akceptorinių jonų pavidalu. Toks artinys vadinamas **nuskurdinimo artiniu**. 19 pav. pavaizduotos pn sandūros erdvinio krūvio tankio (a), elektrinio lauko stiprio (b) ir potencialo (c) priklausomybės nuo koordinatės (žymuo „n“ nurodo, kad donorų koncentracija n srityje yra daug didesnė už akceptorinių koncentraciją p srityje). Šios priklausomybės gautos taikant nuskurdinimo artinį. Todėl erdvinio krūvio tankis turi trūkio taškus, o elektrinio lauko stipris – lūžio taškus. Tikrovėje šių dydžių pasiskirstymai yra glodūs (pvz., erdvinio krūvio tankio priklausomybė nuo koordinatės yra panašesnė į 17c pav.).

Potencialo barjero aukštis ir nuskurdintojo sluoksnio storis pasikeičia prijungus prie pn sandūros įtampos šaltinį. Tada n ir p sričių potencialų skirtumas tampa lygus $U_k - U_0$, o potencialo barjero aukštis tampa lygus $e(U_k - U_0)$; čia U_0 yra išorinė įtampa (žr. 18b ir 18c pav.). Jeigu prie n srities prijungtas neigiamasis įtampos šaltinio polius, tada sakoma, kad prie pn sandūros prijungta **tiesioginė įtampa**; priešingu atveju sakoma, kad prijungta **atgalinė įtampa**. Nuskurdintojo sluoksnio storis d lygus

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(N_d + N_a)}{eN_dN_a}}(U_k - U_0); \quad (4.7.2)$$

čia N_d yra donorų koncentracija n srityje, N_a yra akceptorinių koncentracija p srityje, ε_0 yra elektrinė konstanta ($\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m), ε yra puslaidininkio dielektrinė skvarba (silicio $\varepsilon = 11,7$, germanio $\varepsilon = 16$). Jeigu išorinė įtampa yra tiesioginė, tada $U_0 > 0$, o jeigu atgalinė, tada $U_0 < 0$.



19 pav. pn sandūros erdvinio krūvio tankio (a), elektrinio lauko stiprio (b) ir potencialo (c) priklausomybės nuo koordinatės taikant nuskurdinimo artinį, kai donorų koncentracija n srityje yra daug didesnė už akceptorinių koncentraciją p srityje

Iš (4.7.2) formulės išplaukia, kad atgalinė įtampa didina d , o tiesioginė įtampa mažina d . Tai akivaizdu ir 18 pav. (nuskurdintasis sluoksniu – tai sritis, kurioje juostų kraštai priklauso nuo koordinatės). Šią nuskurdintojo sluoksnio storio priklausomybę nuo išorinės įtampos lengva suprasti atsižvelgus į tai, kad nuskurdintojo sluoksnio varža yra daug didesnė negu neutraliųjų sričių. Todėl visa išorinė įtampa krinta nuskurdintame sluoksnyje, o neutraliose srityse elektrinis laukas yra praktiškai lygus nuliui. Tai reiškia, kad už nuskurdintojo sluoksnio ribų nėra erdvinio arba paviršinio krūvio, kuris galėtų sukurti elektrinį lauką. Taigi, ir esant išorinei įtampai, ir be jos vienintelis elektrinio lauko šaltinis yra donorų ir akceptorinių jonų nuskurdintajame sluoksnyje. Kadangi neutraliųjų n ir p sričių potencialų skirtumas ($U_k - U_0$) yra lygus elektrinio lauko stiprio integralui koordinatės atžvilgiu, tai aišku, kad, pakitus išorinei įtampai U_0 , turi pasikeisti elektrinio lauko stipris nuskurdintajame sluoksnyje. Vadinasi, turi pasikeisti nuskurdintajame sluoksnyje sukauptas donorų ir akceptorinių jonų krūvis. Kadangi jonų koncentracija yra pastovi, tai jų skaičius gali pasikeisti tik kintant nuskurdintojo sluoksnio storiui.

Dažniausiai praktikoje pn sandūros legiravimas yra stipriai asimetris, t. y. vienos rūšies priemaišų koncentracija yra daug didesnė negu kitos rūšies. Nuskurdintojo sluoksnio storį d lemia mažesnė iš dviejų priemaišų koncentracijų. Taip yra dėl to, kad nuskurdintame sluoksnyje pilnutinis akceptorinių krūvis visada yra tiksliai priešingas pilnutiniam donorų krūviui (elektrinio neutralumo sąlyga). Kaip matome 19a pav., jeigu akceptorinių koncentracija yra mažinama, tada nuskurdintojo sluoksnio dalis, kuri tenka p sričiai, didėja (kad pilnutinis neigiamasis krūvis liktų tas pats). Todėl, kai $N_a \gg N_d$, galima teigti, kad *visas* nuskurdintasis sluoksniu priklauso n sričiai, o kai $N_d \gg N_a$, galima teigti, kad *visas* nuskurdintasis sluoksniu priklauso p sričiai. Pastarasis atvejis atitinka 19 pav. Jeigu $N_d \gg N_a$, tada storio d išraiškoje (4.7.2) galima nepaisyti dėmens N_a skaitiklyje. Gauname:

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_a}(U_k - U_0)}. \quad (4.7.3)$$

4.7.3. Nuskurdintojo sluoksnio vaidmuo puslaidininkiniame detektoriuje

Kadangi pn sandūros nuskurdintajame sluoksnyje beveik nėra laisvųjų krūvininkų (pvz., žr. 17a pav.), tai jo savitoji varža yra didelė. Taigi, naudojant pn sandūrą vietoj vienalyčio puslaidininkio, pašalinamas pagrindinis puslaidininkinių trūkumas – maža savitoji varža, tuo pat metu išsaugant visus puslaidininkinių privalumus, kurie buvo minėti 4.5 poskyryje.

Nuskurdintajame sluoksnyje egzistuojantis elektrinis laukas leidžia detektuoti jonizuojančiąsias daleles, net kai išorinė įtampa lygi nuliui: laisvieji krūvininkai, kurie atsirado dėl jonizuojančiojo poveikio, juda šiame lauke ir sukuria signalą išorinėje grandinėje. Elektrodo vaidmenį šiuo atveju atlieka neutraliosios n ir p sričių dalys, kuriose krūvininkų koncentracija yra didelė. Tačiau, kai nėra išorinio įtampos šaltinio, nuskurdintojo sluoksnio storis yra gana mažas ($< 10^{-4}$ cm). Tai reiškia visų pirma, kad detektoriaus jautrusis tūris yra mažas, o antra, kad detektoriaus jautriosios srities talpa yra didelė (ji yra atvirkščiai proporcinga nuskurdintojo sluoksnio storiui). Didelė talpa reiškia, kad signalo amplitudė yra maža (žr. (4.2.3) formulę). Vadinasi, puslaidininkinio detektoriaus nuskurdintojo sluoksnio storis turi būti kuo didesnis. Pagal (4.7.3) formulę nuskurdintojo sluoksnio storį d galima padidinti dviem būdais: didinant atgalinę įtampą U_0 ir mažinant priemaišų koncentraciją silpnai legiruotoje srityje. Todėl puslaidininkiniuose detektoriuose prie pn sandūros prijungiama palyginti aukšta atgalinė įtampa (maždaug 1000 V), o silpnai legiruotosios srities vaidmenį atlieka beveik grynas (arba beveik tiksliai kompensuotas) puslaidininkis. Kadangi atgalinė įtampa visada būna daug didesnė už kontaktinį potencialų skirtumą U_k , tai nuskurdintojo sluoksnio storio išraiškoje (4.7.3) galima nepaisyti dėmens U_k :

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_a}|U_0|}. \quad (4.7.4)$$

4.7.4. Nuskurdintojo sluoksnio formavimo technologija. Detektoriai su paviršine barjerine sandūra

Neįmanoma pn sandūrą suformuoti tiesiog suspaudus n ir p puslaidininkius, nes tokiu atveju prie ribos tarp puslaidininkinių egzistuočių kristalo gardelės trūkis, kuris labai pakeistų puslaidininkio savybes prie to skiriamąjo paviršiaus. Siekiant išvengti tokių kristalo gardelės trūkių, pn sandūra formuojama įterpiant donoro atomus į p puslaidininkį arba akceptorinius atomus į n puslaidininkį. Vienas iš tokiu būdu suformuotų pn sandūrų trūkumų yra tas, kad tarp puslaidininkio paviršiaus ir nuskurdintojo sluoksnio egzistuoja plonas *pasyvusis sluoksniu* (angl. *dead layer*), kuriame elektrinis laukas yra praktiškai lygus nuliui. Laisvieji krūvininkai, kuriuos krintančioji spinduliuotė sukuria pasyviajame sluoksnyje, neformuoja išėjimo impulso, t. y. krintančiųjų dalelių energijos nuostoliai tame sluoksnyje negali būti

išmatuoti. Tai gali būti rimtas trūkumas elektringųjų dalelių spektroskopijoje, nes elektringosios dalelės gali prarasti didelę savo energijos dalį pasyviajame sluoksnyje.

Kitas būdas sukurti nuskurdintąjį sluoksnį – tai vadinamojo paviršinio potencialo barjero sukūrimas. Tam reikia sukurti elektronų gaudykles ant n puslaidininkio paviršiaus arba skylių gaudykles ant p puslaidininkio paviršiaus. Pvz., sukūrus elektronų gaudykles ant n puslaidininkio paviršiaus, tos gaudyklės pagauna elektronus ir įsielektrina neigiamai, t. y. jų vaidmuo yra toks pat kaip neigiamųjų akceptorinių jonų 4.7 poskyryje aprašytoje pn sandūroje. Tos gaudyklės veikia kaip labai plonas p puslaidininkio sluoksnis, kurio legiravimo laipsnis yra daug didesnis už n puslaidininkio legiravimo laipsnį ($N_a \gg N_d$). Taigi n puslaidininkio tūryje (prie n puslaidininkio paviršiaus) suformuojamas nuskurdintasis sluoksnis, kurio savybės yra tokios pačios kaip ir 4.7 poskyryje aprašytos pn sandūros (pvz., jo storis taip pat išreiškiamas (4.7.4) formule, kurioje vietoj akceptorinių koncentracijos N_a reikia vartoti donorų koncentraciją n puslaidininkyje N_d). Taip suformuotas potencialo barjeras vadinamas **paviršiniu barjeru**. Įprastinis paviršinio barjero formavimo metodas yra toks: iš pradžių n puslaidininkio paviršius yra ėsdinamas, o paskui ant jo užgarinamas plonas aukso sluoksnis, kuris reikalingas elektriniam kontaktui. Gautoji sandūra vadinama **paviršine barjerine sandūra**. Priešingo poliarumo paviršinių barjerų galima suformuoti užgarinus ploną aliuminio sluoksnį ant p puslaidininkio (tada paviršiuje atsiranda skylių gaudyklės, kurios įsielektrina teigiamai, t. y. jų vaidmuo yra toks pat kaip teigiamųjų donorų jonų). Tokiu būdu suformuoto nuskurdintojo sluoksnio storis išreiškiamas (4.7.4) formule.

Pagrindinis detektorių su paviršine barjerine sandūra privalumas yra labai mažas pasyviojo sluoksnio storis. Pasyvusis sluoksnis šiuo atveju – tai metalo sluoksnis, kuris užgarintas ant puslaidininkio paviršiaus. Tipiški krintančiųjų dalelių energijos nuostoliai, kai dalelės pereina pro ploną aukso arba aliuminio sluoksnį, kuris dengia tokio detektoriaus aktyviąją sritį, yra maždaug tokie patys, kaip tada, kai dalelės pereina kelių dešimčių nanometrų storio silicio sluoksnį. 5 MeV energijos dalelės energijos nuostoliai tokiam sluoksnyje yra maždaug 10 keV, t. y. daug mažesni už dalelės energiją, todėl dalelės energijos matavimo sistemingoji paklaida yra palyginti maža.

Detektoriai su paviršine barjerine sandūra yra jautrūs šviesai. Ploni metaliniai kontaktai yra skaidrūs regimajai šviesai, todėl regimosios šviesos fotonai, kurie krinta į detektoriaus paviršių, gali pasiekti jo aktyviąją sritį. Regimosios šviesos fotonų energija yra didesnė už daugumos puslaidininkių draudžiamosios juostos plotį, todėl fotonai gali sukurti elektronų ir skylių poras. Šių krūvininkų dreifas gali iškraipyti išėjimo signalą.

α dalelių ir kitų lengvųjų jonų spektroskopijoje kambario temperatūroje ($T \approx 300$ K) ypač plačiai taikomi silicio detektoriai su paviršine barjerine sandūra.

4.8. Jonizuojančiosios spinduliuotės poveikis puslaidininkiui

4.8.1. Sunkiųjų elektringųjų dalelių sąveika su medžiaga

Sunkiosiomis dalelėmis branduolio fizikoje vadinamos dalelės, kurių masė yra daug didesnė už elektrono masę ($m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg). Tai, pvz., yra protonas (krūvis $+e$, masė $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg) ir įvairių elementų atomų branduoliai (pvz., ${}^4\text{He}$ branduolys, kuris sudarytas iš dviejų protonų ir dviejų neutronų).

Kai spinduliuotė sudaryta iš elektringųjų dalelių, pagrindinė spinduliuotės poveikio medžiagai charakteristika yra jos dalelių vidutiniai energijos nuostoliai kelio vienetui. Šis dydis vadinamas **ilgine stabdymo geba** ir žymimas raide S . Kitas ilginės stabdymo gebos žymuo yra $-dE/dx$ arba $|dE/dx|$ (toks žymuo atspindi ilginės stabdymo gebos matematinę prasmę: tai yra dalelės energijos išvestinė kelio atžvilgiu su minuso ženklu).

Sunkiųjų elektringųjų dalelių (ir elektronų, kurių energijos neviršija kelių MeV) energijos nuostolius medžiagoje sąlygoja **netamprieji kuloniniai susidūrimai su atomais**, kurių metu atomai yra arba jonizuojami, arba sužadinami (t. y. atomų elektronai yra arba išlaisvinami iš atomų, arba perkelti į aukštesnius atominius energijos lygmenis). Tokie energijos nuostoliai vadinami **jonizaciniais energijos nuostoliais**, o atitinkama ilginė stabdymo geba vadinama **jonizacine ilgine stabdymo geba**. Minėtieji susidūrimai vadinamas netampriaisiais todėl, kad jų metu pakinta atomo vidinė būseną (t. y. jo vidinė energija arba sudėtis).

Šalia netampriųjų kuloninių susidūrimų su atomais yra galimi **tamprieji kuloniniai susidūrimai su atomų branduoliais**. Toks susidūrimas vadinamas tampriuoju todėl, kad, jam įvykus, pakinta tik dalelės ir atomo slenkamojo judėjimo kinetinės energijos, tačiau nepakinta jų vidinės energijos (t. y. atomas nėra jonizuojamas arba sužadinamas). Vidutinis sunkiosios elektringosios dalelės energijos sumažėjimas dėl tampriųjų kuloninių susidūrimų su atomų branduoliais yra daug mažesnis negu vidutinis energijos sumažėjimas dėl netampriųjų kuloninių susidūrimų su medžiagos atomais. Tačiau tamprieji susidūrimai

su branduoliais yra pagrindinis veiksnys, dėl kurio sunkiųjų elektringųjų dalelių trajektorija medžiagoje skiriasi nuo tiesės.

Atomai, kurie yra sužadinami ir jonizuojami dėl sąveikos su greitąja elektringąja dalele, yra arti krantinčiosios dalelės trajektorijos (~10 tarpatominių atstumų iki trajektorijos). Medžiagos atomų jonizavimą, kai į ją patenka greita sunkioji elektringoji dalelė, galima įsivaizduoti kaip elektronų „išplėšimą“ iš atomų veikiant krantinčiosios dalelės elektriniam laukui. Kad toks „išplėšimas“ galėtų įvykti, elektrinis laukas turi būti pakankamai stiprus, t. y. jonizacijos srities skersiniai matmenys yra tuo didesni, kuo didesnis dalelės krūvis. Be to, elektrinis laukas turi pakankamai greitai kisti, t. y. dalelės greitis turi būti pakankamai didelis.

Elektronai, kuriuos dalelė išmušė iš medžiagos atomų (*antriniai elektronai*), praranda savo energiją taip pat kaip ir pirminė elektringoji dalelė, t. y. sužadinami ir jonizuodami medžiagos atomus. Kai kurie antriniai elektronai nutolsta nuo pirminės dalelės trajektorijos ir jonizuoja atomus toje erdvės srityje, kurios jau „nepasiekia“ pirminės dalelės elektrinis laukas. Antriniai elektronai, kurių energija yra pakankama kitų atomų jonizavimui, kartais yra vadinami *delta spinduliais*. Delta spinduliai „tarpininkauja“ perduodant krantinčiosios dalelės energiją medžiagai. Tipiškomis sąlygomis krantinčioji elektringoji dalelė didžiąją energijos dalį praranda dėl delta spindulių. Erdvės sritis, kurioje vyksta didžioji dalis jonizacijos vyksmų (ir atitinkamų cheminių virsmų), vadinama dalelės „pagrindiniu pėdsaku“. Pagrindiniu pėdsaku laikoma erdvės sritis aplink pirminės dalelės trajektoriją, kurioje visą savo energiją praranda tie antriniai elektronai, kurių energija mažesnė už 100 eV. T. y. pagrindinio pėdsako spindulys lygus sumai atstumo, kuriame pasireiškia jonizavimas pirminės dalelės lauku, ir 100 eV energijos elektronų siekio. Šis siekis yra palyginti mažas, todėl visi jonizuoti atomai yra susitelkę arti krantinčiosios dalelės trajektorijos.

Kiekvieno sužadinimo arba jonizavimo metu sunkioji dalelė praranda tik mažą savo energijos dalį. Tuo galima įsitikinti pasinaudojus energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniais, iš kurių išplaukia, kad didžiausia energija, kurią elektronui gali perduoti krantinčioji dalelė, yra lygi $4m_e E/M$; čia M yra krantinčiosios dalelės masė, o E yra jos kinetinė energija. Iš tų pačių dėsnių išplaukia, kad didžiausias galimas krantinčiosios dalelės kampinis nuokrypis nuo pradinės judėjimo krypties yra lygus m_e/M . Kadangi M yra 3 eilėmis didesnė už m_e (pvz., plg. protono ir elektrono mases, kurios pateiktos anksčiau), tai sunkiosios dalelės energijos pokytis dėl pavienio netampriojo kuloninio susidūrimo yra labai mažas, o jos judėjimo trajektorija yra beveik tiesi.

Jeigu krantiųjų dalelių energija yra mažesnė už 50 MeV, tada nagrinėjant sunkiųjų elektringųjų dalelių atvejį pakanka atsižvelgti tik į du anksčiau minėtus sąveikos vyksmus: netamprioji Kulono sąveika su atomais ir tamprioji Kulono sąveika su branduoliais. Be to, energijos nuostolius daugiausia sąlygoja pirmasis iš šių vyksmų (antrasis sąlygoja tik skirtingų dalelių judėjimo krypčių išsibarstymą). Šiuo atveju ilginę stabdymo gebą galima apskaičiuoti palyginti paprastai. Teorinę formulę, kuri susieja jonizacinę ilginę stabdymo gebą su krantinčiosios elektringosios dalelės mase, krūviu ir energija bei medžiagos tankiu, atominiu numeriu ir vidutine atomo sužadinimo arba jonizacijos energija, 1930 m. išvedė vokiečių fizikas Hansas Betė (*Bethe*). Ta formulė yra

$$S_{\text{jon}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{z^2 e^4 n}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\}; \quad (4.8.1)$$

čia m_e yra elektrono masė, v yra krantinčiosios dalelės greitis, $\beta = v/c$ (čia c yra šviesos greitis), n yra medžiagos elektronų koncentracija, e yra elementarusis krūvis, z yra krantinčiosios dalelės krūvio skaičius (t. y. dalelės elektros krūvio ir e santykis), ϵ_0 yra elektrinė konstanta, o $\bar{I}$ yra medžiagos atomų vidutinė sužadinimo energija, t. y. visų galimų atomo sužadinimo ir jonizavimo vyksmų mažiausių energijų vidurkis. $\bar{I}$ priklauso nuo elemento atominio numerio Z . Empirinė $\bar{I}$ išraiška yra šitokia:

$$\bar{I} \approx 9,2 \cdot Z + 4,5 \cdot Z^{1/3} \quad [\text{eV}]. \quad (4.8.2)$$

Jonizacinės ilginės stabdymo gebos išraiška (4.8.1) galioja pakankamai tiksliai, kai dalelės greitis v yra didesnis už 10^7 m/s. Tai atitinka 300 eV energijos elektronus arba 2 MeV energijos α daleles.

Jonizacinės ilginės stabdymo gebos (4.8.1) stiprią priklausomybę nuo dalelės greičio v , krūvio z ir elektronų koncentracijos n galima paaiškinti šitaip. Dalelės energijos sumažėjimas vienos sąveikos metu yra proporcingas atomo elektronui perduotojo judesio kiekio kvadratui (tai išplaukia iš elektrono kinetinės energijos išraiškos judesio kiekiu). Šis judesio kiekis yra proporcingas sąveikos trukmei, o pastaroji yra atvirkščiai proporcinga dalelės greičiui. Todėl jonizacinė ilginė stabdymo geba yra atvirkščiai proporcinga v^2 . Antra vertus, elektronui perduotasis judesio kiekis yra proporcingas sąveikos jėgai, kuri pagal Kulono dėsnį yra proporcinga krantinčiosios dalelės krūviui ze . Todėl jonizaciniai energijos nuostoliai yra tiesiog proporcingi z^2 . Vidutinis susidūrimų skaičius trajektorijos ilgio vienetu yra proporcingas medžiagos elektronų koncentracijai n , todėl ir jonizacinė ilginė stabdymo geba yra proporcinga n .

Į (4.8.1) formulę neįeina krintančiosios dalelės masė. Tai reiškia, kad skirtingų masių dalelių, kurių greičių ir krūvių moduliai sutampa (pvz., vienodo greičio elektrono ir protono), jonizaciniai energijos nuostoliai kelio vienetui yra apytiksliai vienodi. Tačiau vienodos *energijos* elektrono ir protono jonizacinė ilginė stabdymo geba labai skiriasi. Taip yra todėl, kad duotosios energijos dalelės greitis stipriai priklauso nuo jos masės. Pvz., nereliatyvistinės dalelės greitis v ir kinetinė energija E susiję sąryšiu

$$v^2 = 2E/M; \quad (4.8.3)$$

čia M yra dalelės masė. Įrašę (4.8.3) į jonizacinės ilginės stabdymo gebos išraišką (4.8.1) ir atsižvelgę į tai, kad nereliatyvistiniu atveju $\beta \ll 1$, matome:

$$S_{\text{jon}} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0^2} \frac{z^2 e^4 n M}{m_e E} \ln \frac{4m_e E}{IM}. \quad (4.8.4)$$

Panaši yra ir nereliatyvistinių elektronų jonizacinės ilginės stabdymo gebos išraiška. Kaip matome, nereliatyvistinių dalelių jonizaciniai energijos nuostoliai yra proporcingi dalelės masei. Todėl sunkiųjų nereliatyvistinių elektringųjų dalelių (pvz., protonų) jonizacinė ilginė stabdymo geba yra daug didesnė už tos pačios energijos elektronų jonizacinę ilginę stabdymo gebą. Pvz., 0,5 MeV energijos protono jonizacinė ilginė stabdymo geba yra maždaug 2000 kartų didesnė negu tos pačios energijos elektrono. Vadinasi, sunkioji elektringoji dalelė medžiagoje nueina daug mažesnę atstumą negu tos pačios energijos elektronas.

Esant tipiškomis alfa dalelių energijoms (4–7 MeV) ir naudojant didelio atominio numerio sugėriklių (pvz., auksą, kurio $Z = 79$), natūraliojo logaritmo, kuris įeina į (4.8.4) formulę, argumento vertė yra artima Eulerio konstantai $e \approx 2,71828$. Šiuo atveju logaritmo vertė yra apytiksliai tiesiog proporcinga jo argumentui, todėl (4.8.4) formulėje energija E apytiksliai susiprastina (tiksliau, daugiklis $1/E$, kuris yra prieš logaritmą, apytiksliai susiprastina su E , kuris yra logaritmo argumente) ir ilginės jonizacinės stabdymo gebos priklausomybė nuo dalelės energijos yra palyginti silpna. Todėl, kai alfa dalelių energija priklauso minėtam energijų intervalui, alfa dalelių vidutiniai energijos nuostoliai plonoje didelio atominio numerio metalo folijoje silpnai priklauso nuo alfa dalelės energijos (su sąlyga, kad tie nuostoliai nėra tokie dideli, kad dalelės energija nustoja priklausyti minėtam energijų intervalui). Vadinasi, tokiu atveju vidutinius energijos nuostolius galima apytiksliai apskaičiuoti, tiesiog padauginus folijos storį iš S_{jon} .

Elektringųjų dalelių sąveika su medžiaga turi įtakos ne tik jų vidutinei energijai, bet ir jų energijos skirstinio ploiui. Kadangi kiekvieno sąveikos įvykio metu dalelės energijos nuostoliai gali būti įvairūs, tai skirtingų dalelių, kurių pradinė energija buvo vienoda, galutinė energija (praėjus duotąjį medžiagos sluoksnį) yra šiek tiek skirtinga. Šio dalelių energijos „išsibarstymo“ plotis didėja, didėjant sugėriklio sluoksnio storiui (t. y. vidutiniams dalelių energijos nuostoliams). Be to, minėtasis plotis didėja mažėjant pradinei dalelių energijai, nes, kaip minėta, mažesnės energijos dalelių vidutiniai energijos nuostoliai dėl sąveikos su vienu atomu yra didesni, negu didesnės energijos dalelių. Pilnutinis dalelės energijos sumažėjimas yra gaunamas sudėjus didelį skaičių atsitiktinių energijos sumažėjimų dėl sąveikos su kiekvienu medžiagos atomu, esančiu arti tos dalelės trajektorijos. Jeigu kiekvienas iš tų atsitiktinių energijos sumažėjimų yra vidutiniškai didesnis, tada ir jų sumos dispersija yra didesnė, t. y. lėtesnių dalelių energijos skirstinys, kirtus tą patį medžiagos sluoksnį, yra platesnis negu greitesnių dalelių.

4.8.2. Jonizacijos energija

Elektringajai dalelei pereinant pro puslaidininkį, išilgai dalelės pėdsako susidaro elektronų ir skylių poros. Šie krūvininkai gali atsirasti dėl tiesioginės sąveikos su dalele arba dėl sąveikos su didelės energijos elektronais, kuriuos dalelė išlaisvino iš valentinės ir gilesnių juostų (t. y. su delta spinduliais, kurie jau buvo minėti 4.8.1 poskyryje). Nepriklausomai nuo elektronų ir skylių atsiradimo fizikinio mechanizmo, detektorių praktiniams taikymams svarbiausias dydis yra vidutiniai krintančiosios dalelės energijos nuostoliai, kurie atitinka vieną sukurtą elektrono ir skylės porą. Ši energija, kurią žymėsime raide W , praktiškai nepriklauso nuo krintančiosios spinduliuotės energijos ir rūšies¹. Todėl pagal elektronų ir skylių porų skaičių galima nustatyti dalelės energiją (su sąlyga, kad dalelė buvo visiškai sustabdyta detektoriaus aktyviajame tūryje). Energija W yra maždaug 4 kartus didesnė už draudžiamosios juostos plotį, t. y. maždaug $4E_g$. Taip yra todėl, kad didelė energijos nuostolių dalis eikvojama ne elektrono ir skylių kūrimui, o kitiems vyksmams (pvz., girdelės virpesių sužadinimui).

Skylių skaičius visada yra lygus elektronų skaičiui, nepriklausomai nuo to, ar puslaidininkis yra grynas, ar legiruotas. Be to, atsiradusių laisvųjų krūvininkų skaičius, dalelės siekis ir kiti dydžiai, kurie atspindi spinduliuotės sąveiką su medžiaga, praktiškai nepriklauso nuo puslaidininkio laidumo tipo (n arba p) ir priemaišų koncentracijos jame, nes ta koncentracija visada būna daug mažesnė už puslaidininkio

¹ Tikslūs matavimai rodo, kad W priklauso nuo spinduliuotės rūšies, tačiau ši priklausomybė yra silpna. Pvz., α dalelių ir protonų W verčių santykinis skirtumas silicioje neviršija 2,2 %.

kio (pvz., silicio arba germanio) atomų koncentraciją. Todėl, pvz., γ spinduliuotės sąveika su vienodo storio n ir p silicio sluoksniais bus visiškai vienoda.

Pagrindinis puslaidininkinių detektorių privalumas yra maža energija W , kuri buvo apibrėžta anksčiau. Silicio arba germanio W vertė yra maždaug 3 eV (žr. 4 lentelę 4.6.1 poskyryje), t. y. maždaug 10 kartų mažesnė už analogišką dujų parametą. Tai reiškia, kad, esant tiems patiems dalelės energijos nuostoliams, puslaidininkyje sukurtų elektronų ir skylių porų skaičius yra maždaug 10 kartų didesnis už dujose sukurtų jonų porų skaičių. Didesnis krūvininkų skaičius yra naudingas dviem požiūriais. Visų pirma sumažėja ribinė (mažiausioji) energinė skyra, kuri yra atvirkščiai proporcinga kvadratinei šakniai iš sukurtųjų krūvininkų skaičiaus. Šis veiksnys yra svarbiausias esant vidutinei ir didelei dalelių energijai (> 100 keV), nes tada tikroji energinė skyra dažnai būna artima ribinei. Antra, padidėja impulso amplitudė, kuri yra proporcinga sukurtajam krūviui (žr. (4.2.3)). Šis veiksnys yra svarbiausias esant mažesnei spinduliuotės energijai, kai energinę skyrą riboja stiprintuvo elektroniniai triukšmai. Didėjant krūvininkų skaičiui, signalo ir triukšmo galių santykis didėja, o energinė skyra mažėja (t. y. gerėja).

4.8.3. Laisvųjų krūvininkų atsiradimo ir išnykimo dinamika

Pirmoji jonizuojančiosios dalelės sąveikos su puslaidininkiu stadija pavaizduota 20a pav. Šioje stadijoje neužimtose energijos juostose atsiranda elektronų, o užimtose – vakansijų (skylių). Ši stadija trunka maždaug 10^{-12} s (tai yra tipiškas laikas, per kurį dalelė perduoda savo energiją medžiagai).

Antrojoje stadijoje greitieji elektronai ir skylės praranda kinetinę energiją, t. y. elektronai „krinta“ į laidumo juostos dugną, o skylės „kyla“ į valentinės juostos viršų. Vakansijos, kurios atsiranda gilesnėse juostose, yra užpildomos dėl elektronų šuolių iš aukštesnių energijos juostų. Šio vyksmo metu atsiranda fotonai, kurie gali būti sugerti medžiagoje atsirandant kitoms elektrono ir skylės poroms. Be to, elektronai laidumo juostoje ir skylės valentinėje juostoje turi didelę kinetinę energiją, kurios dalį jie prarandasukurdami kitas elektrono ir skylės poras. Tai yra vadinamoji **smūginė jonizacija**. Taigi, antrojoje stadijoje laisvųjų elektronų ir skylių skaičius didėja. Šios stadijos pabaigoje visų elektronų ir skylių energijos skirstinys yra toks pat kaip termodinaminės pusiausvyros sąlygomis, t. y. elektronai užima laidumo juostos apatinio krašto būsenas, o skylės užima valentinės juostos viršutinio krašto būsenas (žr. 20b pav.). Šis vyksmas vadinamas **krūvininkų termalizacija** („termalizacijos“ sąvoka reiškia dalelių perėjimą į šiluminės pusiausvyros būseną). Šios stadijos trukmė taip pat yra 10^{-12} s eilės.

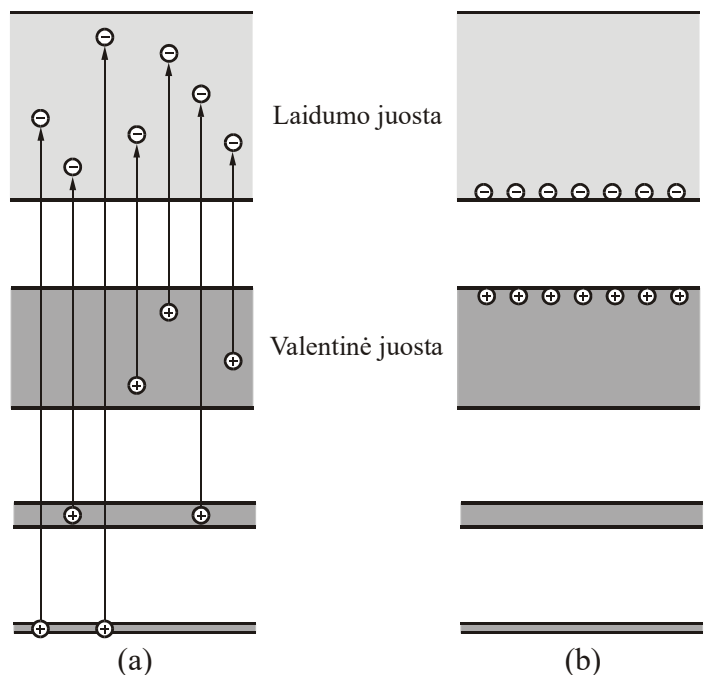
Trečioji stadija yra atsiradusių perteklinių krūvininkų rekombinacija. Laikui bėgant, perteklinių krūvininkų skaičius mažėja eksponentiškai:

$$N = N_0 \exp(-t / \tau_r); \quad (4.8.5)$$

čia N_0 yra krūvininkų skaičius, kuris atsirado laiko momentu $t = 0$, o τ_r yra krūvininko **vidutinė gyvavimo trukmė**. τ_r prasmė – tai vidutinis laikas nuo krūvininko atsiradimo iki jo išnykimo dėl rekombinacijos.

Krūvininkai dažniau rekombinuoja ne tiesiogiai, o per **rekombinacijos centrus** – giliai draudžiamosiose juostose esančius energijos lygmenis, kurie gali „pagauti“ elektronus iš laidumo juostos arba skyles iš valentinės juostos. Kadangi toks lygmuo yra toli nuo juostų kraštų, tai pagautojo krūvininko šiluminio sužadinimo atgal į laidumo arba valentinę juostą tikimybė yra maža. Tas krūvininkas gali tik rekombinuoti su kitos rūšies laisvuju krūvininku.

Dydžio τ_r vertė priklauso nuo temperatūros ir nuo rekombinacijos centrų skaičiaus. Aišku, kad puslaidininkinis detektorius gali gerai veikti tik tada, kai krūvininkų surinkimo elektrodoose trukmė yra daug mažesnė už τ_r (kad krūvininkų skaičius nespėtų pastebimai sumažėti dėl rekombinacijos per krūvininkų judėjimo link elektrodų laiką). Todėl puslaidininkiniuose detektoriuose naudojamos medžiagos, kurių τ_r yra palyginti didelė. Pvz., geros kokybės germanio $\tau_r = (50-200)$ μ s.



20 pav. Elektronų ir skylių porų susidarymo puslaidininkyje dėl sąveikos su elektringąja dalele energijos diagrama

5. Tyrimo metodika

5.1. Tyrimo metodo teorija

Šiame darbe matuojamas alfa dalelių energijos spektras. Matavimams naudojamas puslaidininkinis detektorius (tiksliau, silicio detektorius su paviršine barjerine sandūra), kuris generuoja įtampos impulsą kiekvieną kartą, kai į jį pataiko alfa dalelė. Nors skirtingų impulsų amplitudės nėra tiksliai vienodos net ir tada, kai tuos impulsus sukėlusios alfa dalelių energijos yra tiksliai vienodos, tačiau šis puslaidininkinio detektoriaus impulsų amplitudžių išsibarstymas yra palyginti mažas, todėl pagal impulsų amplitudžių pasiskirstymą (skirstinį) galima tirti dalelių energijų pasiskirstymą. Dalelių energijos matavimas remiasi tuo, kad *vidutinė* impulsų amplitudė yra proporcinga tuos impulsus sukėlusios alfa dalelių energijai (žr. (4.4.2) formulę). Impulsų amplitudžių spektras matuojamas specialiu prietaisu – **amplitudžių analizatoriumi**, taip pat vadinamu **daugiakanaliu analizatoriumi**. Daugiakanalį analizatorių galima įsivaizduoti kaip keletą turinčių bendrą įėjimą skaitiklių, kurių kiekvienas skaičiuoja tik tuos impulsus, kurių amplitudės priklauso tam tikram siauram intervalui, kuris vadinamas **kanalu**. Kanalai yra vienodo pločio, nepersikloja vienas su kitu, o tarp jų nėra tarpų. Todėl, kai į daugiakanalio analizatoriaus įėjimą patenka įtampos impulsas, kurio amplitudė yra tarp pirmojo kanalo apatinio krašto (t. y. mažiausios įtampos, kurią gali užregistruoti analizatorius) ir paskutiniojo kanalo viršutinio krašto (t. y. didžiausios įtampos), tada ta amplitudė būtinai priklauso vienam (ir *tik* vienam) kanalui. T. y. tokį impulsą užregistruoja vienas iš minėtųjų skaitiklių. Taigi, daugiakanalis analizatorius rūšiuoja impulsus pagal jų amplitudes. Taip matuojamas **impulsų amplitudžių spektras** – amplitudės funkcija $\delta n / \delta H$, kur δn yra kiekvieną kanalą atitinkantis impulsų skaičius, o δH yra kanalo plotis. Amplitudės matavimo vienetą patogų pasirinkti lygų kanalo pločiui. Tada $\delta H = 1$, $\delta n / \delta H = \delta N$, o amplitudė H yra lygi kanalo numeriui.

Kad detektorių būtų galima panaudoti dalelių energijos matavimui, jį reikia sukalibruoti. Kalibravimo tikslas – nustatyti proporcingumo koeficientą sąryšyje tarp dalelių energijos ir vidutinės impulso amplitudės (žr. (4.4.2) formulę). Tam reikia išmatuoti detektoriaus impulsų vidutinę amplitudę H_0 , kai detektorius registruoja žinomos energijos E_0 α daleles. Tada dalelių, kurios sukelia amplitudės H impulsus, energiją E galima apskaičiuoti šitaip:

$$E = \frac{E_0}{H_0} \cdot H. \quad (5.1.1)$$

Šiame darbe kalibravimui naudojamas atviras ^{241}Am šaltinis (t. y. jo spinduliuojamos α dalelės nepraranda energijos šaltinio apvalkale). Tačiau tiriamasis ^{226}Ra šaltinis yra padengtas 2 μm storio aukso ir paladžio lydinio sluoksniu, kuriame α dalelės praranda dalį energijos, prieš pasiekdamos detektorių. Todėl išmatuotos ^{226}Ra ir jo skilimo produktų spinduliuojamų α dalelių energijos yra mažesnės už tikrąsias (pradines) energijas. Matavimų rezultatų analizėje remiamasi prielaida, kad vidutiniai α dalelės energijos nuostoliai minėtoje folijoje nepriklauso nuo α dalelės energijos¹. Todėl impulsų amplitudžių spektre visos smailės yra pasislinkusios link mažesniųjų amplitudžių *vienodu* atstumu (vadinasi, minėtieji papildomi energijos nuostoliai šaltinio apvalkale neturi įtakos *intervalams* tarp smailių). Folija, pro kurią praeina α dalelės, turi įtakos ne tik smailių padėčiai, bet ir jų pločiui. Dalelių energijos perdava folijos medžiagai yra atsitiktinis vyksmas, todėl skirtingos dalelės praeidamos foliją netenka skirtingo energijos kiekio. Atitinkamai, smailių, kurios atitinka ^{226}Ra šaltinį, plotis yra daug didesnis negu smailės, kuri matoma ^{241}Am šaltinio atveju. Kaip minėta 4.8.1 poskyryje, α dalelių energijos išsibarstymas, perėjus duoto sluoksnio sugėriklio sluoksnį, didėja mažėjant dalelių pradinei energijai. Todėl impulsų amplitudžių spektro smailės, kurios atitinka mažesnės energijos α daleles, yra platesnės, negu smailės, kurios atitinka didesnės energijos daleles. Duotojo nuklido išspinduliuotų α dalelių, kurios pasiekė detektorių, skaičius yra lygus atitinkamos smailės *plotui*, t. y. integralui impulso amplitudės H atžvilgiu. Šis integralas yra proporcingas smailės aukščio ir pločio sandaugai. Todėl vien pagal smailių aukščius negalima lyginti skirtingų energijų α dalelių skaičių: pvz., jeigu yra dvi skirtingų energijų α dalelių grupės, kurių kiekvienoje α dalelių skaičius yra vienodas, tada mažesnės energijos α daleles atitiks mažesnio aukščio ir didesnio pločio smailės, negu didesnės energijos daleles, tačiau abiejų smailių *plotai* bus vienodi, nes atitinkami α dalelių kiekiai yra vienodi.

Kadangi puslaidininkiniai detektoriai su paviršine barjerine sandūra yra jautrūs regimajai šviesai, detektorius gali registruoti daug mažos amplitudės impulsų, kuriuos sukelia regimosios šviesos fotonai. Be to, alfa dalelių šaltinis gali spinduliuoti ir mažos energijos gama kvantus bei vidinės konversijos elekt-

¹ Kaip minėta 4.8.1 poskyryje, tokia prielaida yra apytiksliai priimtina, kai folija yra pagaminta iš sunkiojo elemento (pvz., aukso) ir kai dalelių energijos nuostoliai joje yra daug mažesni už pradinę energiją.

ronus, kurių sugertis (dėl jų mažos energijos) gali būti žymi netgi labai ploname puslaidininkinio detektoriaus jautriausioje sluoksnyje (pvz., americio izotopas ^{241}Am spinduliuoja 20 keV ir 60 keV energijos gama kvantus). Išmatuotose spektruose tie pašaliniai impulsai pasireiškia aukšta smaile mažiausių kanalų srityje (pačiame kairiajame spektro krašte). Jeigu nebus imtasi priemonių tų impulsų slopinimui, tada daugiakanalis analizatorius gali „nespėti“ registruoti „naudingųjų“ impulsų (kuriuos sukelia alfa dalelės). Taip yra dėl to, kad daugiakanalis analizatorius turi baigtinę „atsistatymo trukmę“ (tai yra laiko tarpas, kuris turi praeiti po kiekvieno užregistruoto impulso, kad analizatorius galėtų užregistruoti kitą impulsą ir tiksliai išmatuoti jo amplitudę). Kad analizatorius be iškraipymų matuotų beveik visus impulsus, jų vidutinis dažnis turi būti daug mažesnis už atvirkštinę atsistatymo trukmę. Todėl, siekiant pašalinti minėtųjų pašalinius impulsus, yra padidinama analizatoriaus jautrio riba (taip vadinama mažiausioji impulso amplitudė, kurią gali užregistruoti analizatorius). Tą patį efektą galima pasiekti ir šiek tiek kitaip: visų impulsų amplitudės sumažinamos tam tikru pastoviu dėmeniu. Impulsai, kurių amplitudės po šio pakeitimo tampa neigiamos, nėra registruojami. Vokietijos kompanijos „Phywe Systeme“ daugiakanalis analizatorius, kuris naudojamas šiame darbe, turi programiškai valdomą parametą „Offset“ („poslinkis“), kuris nusako minėtąjį impulsų amplitudės sumažėjimą. Didinant šį parametą, spektras slenka į kairę (spektro kraštas, kuris atsiduria neigiamųjų impulsų srityje, yra „nukerpamas“). Minėtojo konkretaus analizatoriaus atveju, esant didžiausiam stiprinimo koeficientui, parametro „Offset“ vienetas atitinka 40 kanalų. T. y., kai Offset = 1, spektras pasislenka per 40 kanalų; kai Offset = 2, spektras pasislenka per 80 kanalų ir t.t. Atitinkamai, kai parametras „Offset“ nėra lygus nuliui, (5.1.1) formulę reikia modifikuoti šitaip:

$$E = \frac{E_0}{(H_0 + 40 \cdot \text{Offset})} \cdot (H + 40 \cdot \text{Offset}); \quad (5.1.2)$$

čia H ir H_0 yra kanalų numeriai, kurie atitinka „paslinktus“ amplitudžių spektrus (laikoma, kad parametras „Offset“ yra vienodas ir kalibraciniam, ir tiriamajam spektrams).

Matuojant alfa dalelių energiją, šaltinis ir detektorius turi būti vakuumo kameroje. Vakuumas reikalingas, siekiant pašalinti sisteminę paklaidą, kurią sąlygoja alfa dalelių energijos nuostoliai dėl dalelių susidūrimų su oro molekulėmis.

5.2. Darbo priemonės ir matavimo tvarka

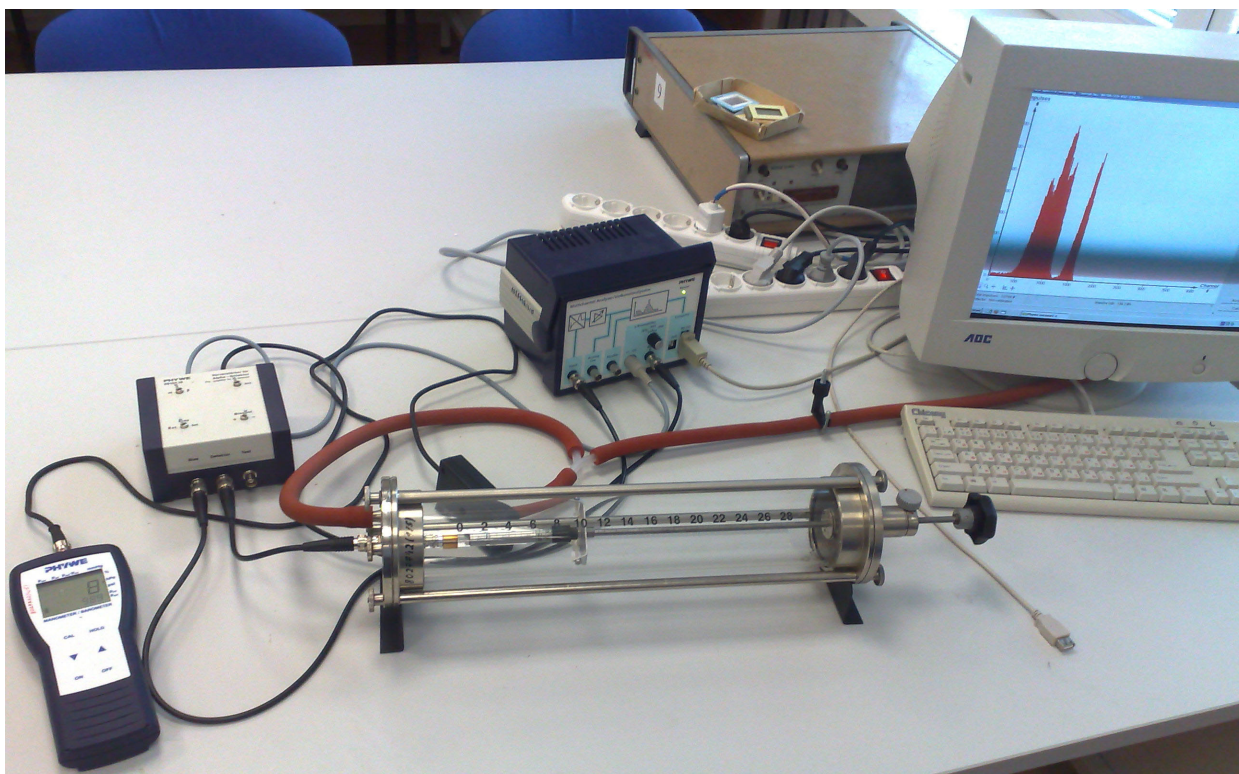
Šiam darbui naudojama Vokietijos kompanijos „Phywe Systeme“ mokomoji alfa spektroskopijos įranga. Matavimo įrangos bendras įrangos vaizdas parodytas 21 pav. Darbo įrangos pagrindinės dalys yra šios:

- 1) alfa dalelių detektorius (puslaidininkinis silicio detektorius su paviršine barjerine sandūra). Detektorius jautrusis sluoksnis yra padengtas neskaidriu aliuminio sluoksniu, todėl detektorius yra nejautrus šviesai;
- 2) alfa detektoriaus priešstiprintuvis;
- 3) ^{241}Am šaltinis alfa detektoriaus kalibravimui (aktyvumas 3,7 kBq);
- 4) tiriamasis ^{226}Ra šaltinis (aktyvumas 3 kBq; šaltinis pagamintas 2007 m., tačiau jo radioaktyviosios medžiagos amžius nėra žinomas);
- 5) stiklinė vakuumo kamera branduolio fizikos eksperimentams;
- 6) rankinis barometras/manometras su išoriniu pjezovaržiniu slėgio jutikliu;
- 7) dviejų pakopų membraninis vakuumo siurblys;
- 8) daugiakanalis analizatorius;
- 9) kompiuteris (amplitudžių spektrų atvaizdavimui ir išsaugojimui).

Darbo metu reikia išmatuoti du spektrus – kalibracinį (naudojant atvirą ^{241}Am šaltinį) ir tiriamąjį (naudojant tiriamąjį ^{226}Ra šaltinį). Veiksmų seka, kurią reikia atlikti su abiem šaltiniais, yra vienoda; skiriasi tik optimalus atstumas tarp detektoriaus ir šaltinio. Tie veiksmai yra tokie:

1. Stiklinė kamera atidaroma, ant jos slankiojo strypo pritvirtinamas šaltinis, kamera uždaroma. **Dėmesio!** Su stikline kamera reikia elgtis labai atsargiai, kad ji neskiltų. Pvz., negalima jos atidarinėti pakėlus ją už vieno galo. Kamera turi visada tvirtai stovėti ant stalo ir būti horizontali.

2. Įjungiamas siurblys, atlaisvinamas spaustukas, kuris yra ant siurblio ir slėgio jutiklio jungiančios žarnelės, ir palaukiama, kol slėgis kameros viduje taps mažesnis už 10 hPa. Tada spaustukas priveržiamas ir siurblys išjungiamas. *Pastaba:* Kuo mažesnis slėgis, tuo tikslesni matavimo duomenys. Tačiau, jeigu slėgis mažesnis už 30 hPa, tada matavimų rezultatų priklausomybė nuo slėgio tampa tokia silpna, kad jos praktiškai neįmanoma pastebėti.



21 pav. Matavimo įrangos bendras vaizdas

3. Alfa detektoriaus priešstiprintuvio (angl. „*preamplifier*“) jungiklis „ α/β “ turi būti padėtyje „ α “, jungiklis „Inv“ turi būti išjungtas (t. y. kairiojoje padėtyje), o jungiklis „Bias“ turi būti padėtyje „Ext“.

4. Perjungiklis „Bias“, kuris yra ant daugiakanalio analizatoriaus (angl. „*multichannel analyser*“), turi būti padėtyje –99 V. Įsitikinus, kad to perjungiklio padėtis yra teisinga, įjungiamas daugiakanalis analizatorius.

5. Startuojama programa „Measure“. Paruošus programą darbui, pradedamas registruoti impulsų amplitudžių spektras.

6. Stumiant slankųjį strypą gilyn į kamerą, šaltinis priartinamas prie detektoriaus. **Dėmesio!** Slankųjį strypą reikia stumti atsargiai ir iš lėto, kad šaltinio korpusas neatsiremtų į detektorius (priešingu atveju detektorius galėtų būti pažeistas).

7. Atstumas tarp šaltinio ir detektoriaus lemia vidutinę skaičiavimo spartą (taip vadinamas vidutinis per laiko vienetą detektuotų dalelių skaičius): kuo mažesnis atstumas, tuo didesnė skaičiavimo sparta. Programos „Measure“ amplitudžių spektro lango apačioje yra atvaizduota skaičiavimo sparta per paskutines dvi sekundes. Remiantis ta verte, galima pataisyti atstumą tarp šaltinio ir detektoriaus. Optimalus atstumas tarp šaltinio ir detektoriaus parenkamas remiantis šiais dviem kriterijais:

- a) *Pilnutinis detektuotų dalelių skaičius*: matuojant kalibracinį spektrą (su ^{241}Am), jis turi būti 20 000 arba didesnis, o matuojant tiriamąjį spektrą (su ^{226}Ra), pilnutinis detektuotų dalelių skaičius turi būti 200 000 arba didesnis (pilnutinis detektuotų dalelių skaičius taip pat yra parodytas programos „Measure“ lange). Kuo didesnis pilnutinis detektuotų dalelių skaičius, tuo geresnė išmatuoto spektro kokybė, nes mažesnės statistinės paklaidos. Empiriškai nustatyta, kad, kai tas skaičius pasiekia ir viršija minėtąją vertę, spektro kokybė tampa pakankamai gera tolimesnei analizei. Naudojantis ta verte, galima nustatyti mažiausią skaičiavimo spartą. Patartina ją pasirinkti taip, kad kalibracinio spektro matavimo trukmė neviršytų 10 min, o tiriamojo spektro matavimo trukmė neviršytų 30 min. Todėl, matuojant kalibracinį spektrą, vidutinė skaičiavimo sparta turėtų būti didesnė už 30 dalelių / s, o matuojant tiriamąjį spektrą, vidutinė skaičiavimo sparta turėtų būti didesnė už 100 dalelių / s.
- b) *Atsistatymo trukmė*. Jeigu matavimo įranga būtų tobula, tada spektro pavidalas priklausytų tik nuo pilnutinio detektuotų dalelių skaičiaus (nes jis lemia statistinių paklaidų dydį), tačiau nepriklausytų nuo skaičiavimo spartos (pvz., spektras, kuris matuotas 2 val. esant vidutinei skaičiavimo spartai 500 dalelių / s, atrodytų beveik taip pat kaip spektras, kuris matuotas 20 val. esant vidutinei skaičiavimo spartai 50 dalelių / s). Tačiau egzistuoja tam tikras laikas, kuris turi praeiti po dalelės detektavimo, kad kitos dalelės sukeltas įtampos impulsas nebūtų iškraipytas

(t. y. kad nepersiklotų su ankstesniu impulsu). Tas laikas – tai dalelių skaičiavimo sistemos „atsistatymo trukmė“. Kad nepasireikštų minėtieji iškraipymai, vidutinis laiko tarpas tarp dviejų detektuotų dalelių (t. y. atvirkštinė vidutinė skaičiavimo sparta) turi būti daug didesnis už atsistatymo trukmę. Naudojant minėtą matavimo įrangą, minėtieji iškraipymai praktiškai nepasireiškia, kai vidutinė skaičiavimo sparta yra mažesnė negu 200 dalelių per sekundę. Vadinasi, atstumas tarp detektoriaus ir šaltinio turėtų būti toks, kad vidutinė skaičiavimo sparta neviršytų 200 dalelių per sekundę.

Sujungus abu minėtus reikalavimus, gaunami tokie reikalavimai optimaliam atstumui tarp šaltinio ir detektoriaus: matuojant kalibracinį spektrą, tas atstumas turi būti toks, kad skaičiavimo sparta būtų tarp 30 ir 200 dalelių / s, o matuojant tiriamąjį spektrą, tas atstumas turi būti toks, kad skaičiavimo sparta būtų tarp 100 ir 200 dalelių / s.

Pastaba: Kadangi branduolių skilimas yra atsitiktinis vyksmas, skaičiavimo sparta per paskutines dvi sekundes, kurią rodo programa „Measure“, svyruoja gana plačiose ribose. Tačiau, nustatant optimalų atstumą tarp šaltinio ir detektoriaus, užtenka žinoti tik apytikslę skaičiavimo spartą. Nesvarbu, kad kartais ta skaičiavimo sparta išeina iš minėto optimalaus intervalo (užtenka, kad *dauguma* parodymų priklausytų tam intervalui).

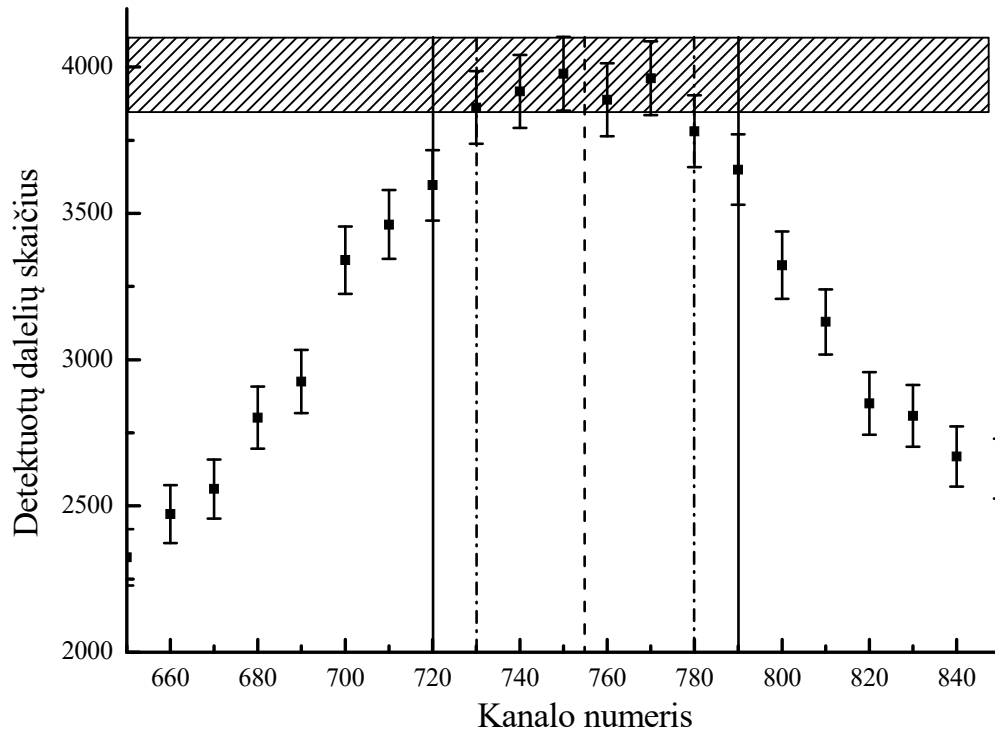
8. Kai pilnutinis detektuotų dalelių skaičius viršija minėtą vertę (matuojant kalibracinį spektrą – 20 000, o matuojant tiriamąjį spektrą – 200 000), matavimus galima sustabdyti. Kadangi vakuuminė sistema nėra visiškai sandari, tai matavimų eigoje slėgis gali šiek tiek padidėti. Yra leistinas slėgio padidėjimas iki 30 hPa.

9. Spekto grafikas ir spekto duomenys įrašomi į failus (grafikas išsaugomas paveikslo formatu, o duomenys – skaičių lentelės formatu). Tie failai atspausdinami. 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.

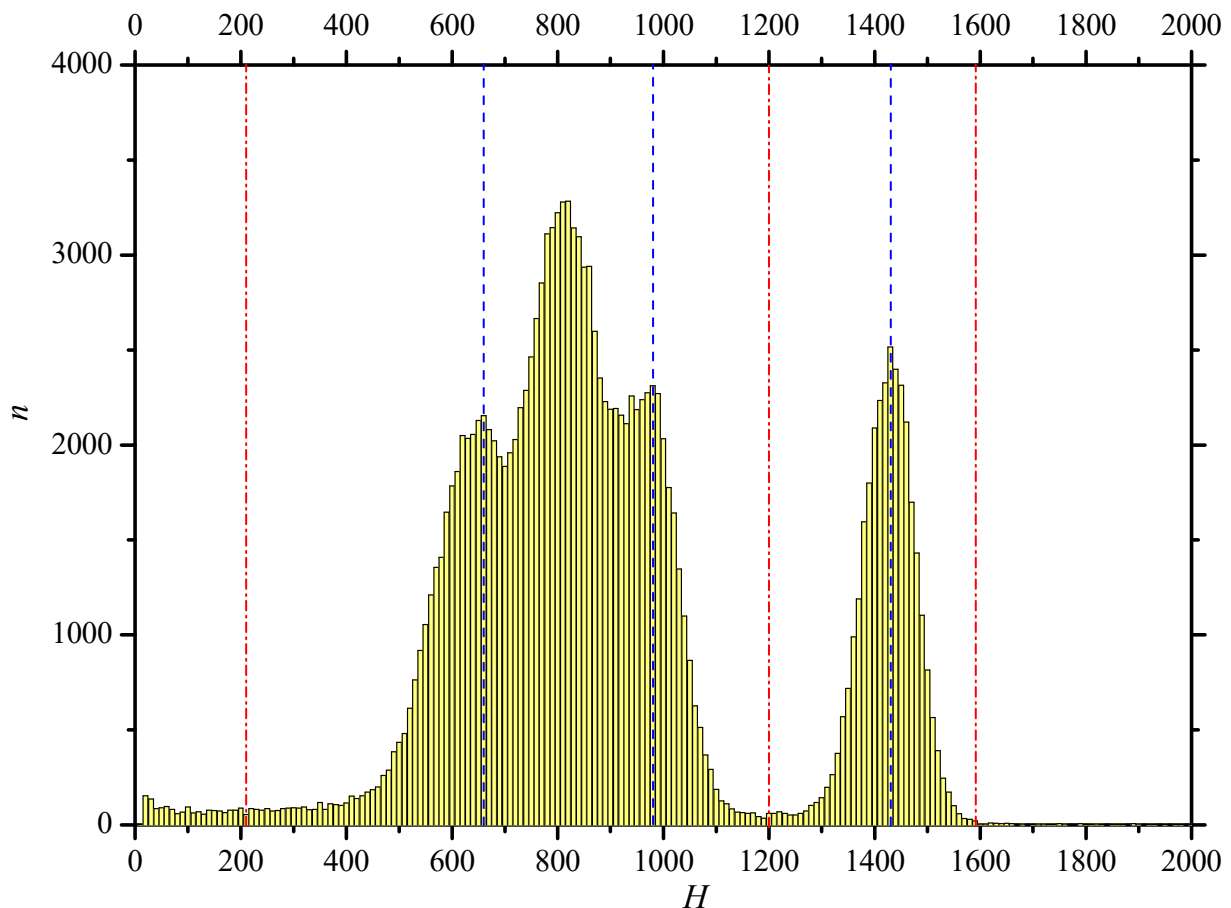
5.3. Pagrindiniai skaičiavimai analizuojant matavimo duomenis

1. Nustatomi kanalo numeris H_0 , kuris atitinka ^{241}Am amplitudžių spektro smaile, ir kanalų numeriai, kurie atitina ^{226}Ra amplitudžių spektro smailes. Jeigu kairiajame spektro krašte yra matoma atskira smailė, tada į ją nereikia kreipti dėmesio, nes ji atitinka pašalinius („triukšmų“) impulsus.
2. Apytiksliai nustatomos anksčiau gautųjų kanalų numerių paklaidos. Nustatant kanalo numerio paklaidą, reikia remtis tuo, kad kiekvieno kanalo impulsų skaičiaus statistinis skirstinys yra Puasono skirstinys. Šio skirstinio ypatybė yra ta, kad standartinis nuokrypis yra lygus kvadratinei šakniai iš vidurkio. Vadinasi, kvadratinė šaknis iš H kanalo impulsų skaičiaus $n(H)$ yra apytiksliai lygi to skaičiaus standartiniam nuokrypiui $\sigma_n(H)$, o H kanalo impulsų skaičiaus 95% pasikliautinis intervalas yra nuo $n(H) - 2\sigma_n(H) = n(H) - 2\sqrt{n(H)}$ iki $n(H) + 2\sigma_n(H) = n(H) + 2\sqrt{n(H)}$. Todėl kanalo numerio, kurios atitinka duotosios smailės centrą, pasikliautinąjį intervalą galima apibrėžti kaip kanalų numerių (H) verčių intervalą, kuriam priklausančių kanalų impulsų skaičių ($n(H)$) 95% pasikliautiniai intervalai persikloja su tą smailę atitinkančio didžiausio impulsų skaičiaus 95% pasikliautiniu intervalu (žr. 22 pav.). Be to, reikėtų prijungti ir du kanalus, kurie yra abipus to intervalo (22 pav. atveju tų kanalų numeriai yra 720 ir 790). Taip yra todėl, kad nėra informacijos apie tai, kaip detektuotų dalelių skaičius priklauso nuo kanalo numerio tuose intervaluose (22 pav. atveju – intervale nuo 720 iki 730 ir intervale nuo 780 iki 790). Jeigu smailė stipriai persikloja su kita smaile, tada reikia matuoti ne visą minėtojo intervalo plotį, o pusę pločio. T. y. reikia matuoti tik į vieną pusę nuo maksimumo (ta kryptimi, kur nėra sanklotos su kita artima smaile). Pvz., jeigu eksperimentinis spektras atrodo taip, kaip 23 pav., tada pirmosios smailės pusplotį reikia matuoti į kairę nuo maksimumo, o trečiosios smailės pusplotį reikia matuoti į dešinę. Šitai gautoji vertė yra *pusė* pasikliautinąjo intervalo pločio (t. y. reikia remtis prielaida, kad, jeigu nebūtų smailių sanklotos, tada į kitą pusę išmatuota to intervalo dalis būtų tokio paties pločio).
3. Pagal (5.1.2) formulę apskaičiuojamos ^{226}Ra spinduliuojamų alfa dalelių energijos ir jų pasikliautiniai intervalai.



22 pav. Maksimumą atitinkančio kanalo $H_{\max}$ ir jo 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 (šiuo pavyzdys didžiausias dalelių skaičius atitinka 750 kanalą). 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 % pasikliautinis intervalas yra nuo 720 iki 790 (to intervalo kraštai atitinka dvi vertikalias išsitiesines linijas), t. y. $H_{\max} = 755 \pm 35$.

4. Apskaičiuojami energijų, kurios atitinka kairiąją (mažiausios energijos) smailę ^{226}Ra spektre ir kiekvieną iš likusiųjų to paties spektro smailių, skirtumai ir tų skirtumų pasikliautinieji intervalai. Apskaičiuojant dviejų energijų skirtumo pasikliautinąją paklaidą (standartinį nuokrypį), reikia taikyti šią statistikos taisyklę: dviejų atsitiktinių dydžių skirtumo arba sumos dispersija (standartinio nuokrypio kvadratas) yra lygi tų dviejų dydžių dispersijų sumai.
5. Šio skirsnio 3 ir 4 punkto skaičiavimų rezultatai pateikiami lentelės pavidalu.
6. Gautieji energijų skirtumai palyginami su 3e lentelėje (3.5 poskyryje) pateiktų energijų skirtumais. Pagal tai nustatomi nuklidai, kurie atitinka kiekvieną smailę. Tikrieji energijų skirtumai turėtų priklausyti eksperimentinių energijų skirtumų pasikliautiniams intervalams (jeigu taip yra, tai reiškia, kad nuklidai buvo identifikuoti teisingai).
7. Apskaičiuojami ^{226}Ra spektro smailių integralai (plotai). Čia „integralu“ vadinamas suminis smailės impulsų skaičius (tai nėra integralas matematine prasme, nes integruojant atsirastų papildomas daugiklis, kuris lygus kanalo pločiui, t. y. 10). Nustatant sumavimo ribas, reikia taikyti šias taisykles. Ketvirtosios smailės, kuri atitinka didžiausią energiją, sumavimo intervalo kairysis kraštas atitinka kanalą, kurio numeris yra lygus trečiosios ir ketvirtosios smailių maksimumus atitinkančių kanalų numerių vidurkiui (pvz., 23 pav. to kanalo numeris yra 1200), o dešinysis kraštas yra mažiausias numeris kanalo, kurį atitinkantis impulsų skaičius yra mažesnis už vieną šimtą ketvirtosios smailės aukščio (pvz., 23 pav. to kanalo numeris yra 1590). Kadangi kitos trys smailės persikloja viena su kita, tai atskirų smailių integralų nustatyti neįmanoma. Todėl užtenka apskaičiuoti suminį tų trijų smailių integralą. Atitinkamo sumavimo intervalo kairysis kraštas yra ties kanalu, kurio numeris yra lygus pusei pirmosios smailės maksimumą atitinkančio kanalo numerio, atėmus pataisą, kuri lygi pusei spektro „poslinkio“ į kairę (t. p. žr. 5.1 skirsnio pabaigą), t. y. $40 \cdot \text{Offset} / 2 = 20 \cdot \text{Offset}$ (pvz., 23 pav. atveju $\text{Offset} = 6$, todėl to kanalo numeris yra $330 - 20 \cdot 6 = 210$), o dešinysis kraštas sutampa su ketvirtosios smailės sumavimo integralo kairiuoju kraštu (pvz., 23 pav. to kanalo numeris yra 1200). Šio punkto rezultatas yra du suminiai impulsų skaičiai („integralai“): vienas atitinka ketvirtąją smailę (ši integralą žymėsime n_4), o kitas atitinka pirmąsias tris smailės (n_{1-3}).



23 pav. Uždarąjo ^{226}Ra šaltinio eksperimentinio spektro pavyzdys. Mėlynos punktyrinės linijos žymi pirmosios, trečiosios ir ketvirtosios smailių maksimumų padėtį (atitinkami kanalų numeriai yra 660, 980 ir 1430), o raudonos punktyrinės-taškinės linijos žymi sumavimo intervalų kraštus (atitinkami kanalų numeriai yra 210, 1200 ir 1590).

8. Aptariant rezultatus, reikėtų nustatyti, ar yra teisinga prielaida apie tai, kad visų pradinių energijų alfa dalelės praranda vienodą vidutinį energijos kiekį radioaktyviojo šaltinio apvalkale; be to, reikia apskaičiuoti dviejų ankstesniajame punkte apskaičiuotų integralų santykį

$$s = \frac{n_{1-3}}{n_4}, \quad (5.3.1)$$

ir pagal jo reikšmę nustatyti, ar ^{226}Ra skilimo grandinės nuklidai yra radioaktyviojoje pusiausvyroje. Atsižvelgus į tai, kad skaičiai n_{1-3} ir n_4 pasiskirstę pagal Puasono skirstinį, integralų santykio standartinė paklaida (t. y. 68 % pasikliautiniojo intervalo pusplotis) turi būti apskaičiuojama pagal formulę

$$\Delta s = s \sqrt{\frac{1}{n_{1-3}} + \frac{1}{n_4}}. \quad (5.3.2)$$

95 % pasikliautiniojo intervalo pusplotis yra du kartus didesnis, t. y. $2\Delta s$. Vadinasi, eksperimentinės 95 % pasikliautiniojo intervalo ribos yra

$$s \pm 2\Delta s. \quad (5.3.3)$$

Teorinę integralų santykio (5.3.1) reikšmę, kai yra radioaktyvioji pusiausvyra, galima nustatyti remiantis tuo, kiek yra alfa dalelės spinduliuojančių nuklidų ^{226}Ra skilimo grandinėje (žr. 3e lentelę), ir tuo, kad radioaktyviosios pusiausvyros sąlygomis visų tos grandinės nuklidų aktyvumai yra vienodi (silicio detektorius su paviršine barjerine sandūra yra jautrus tik alfa spinduliuotei, todėl beta dalelės, kurias spinduliuoja kai kurie tos skilimo grandinės nuklidai, nėra registruojamos). Reikia patikrinti, ar teorinė s reikšmė priklauso eksperimentiniam 95 % pasikliautinajam intervalui, kurio ribos yra (5.3.3).