VILNIAUS UNIVERSITETAS

Taikomoji branduolio fizika

Parengė A. Poškus

Vilnius

2022-05-19

•	
 MIN	TIC
 	VS
 	., .

Turinys	
1. Neutronų sąveika su medžiaga	1
1.1. Neutronų sąveikos su medžiaga rūšys	1
1.2. Neutrono sukeltu branduoliniu reakciju skerspjūvis	2
1.3. Neutronu lėtinimas	5
2 Brandualinės anargetikas fizikiniai nagrindai	0
2. Dranduolines chergetikos inzikinai pagrindar	رر م
2.1. Branduolių dalijimosi reakcija ir jos energija 2.1.1. Branduolio dalijimosi metų išsiskirianti energija	9 9
2.1.2. Branduoliui dalytis trukdantis potencialo barjeras	9
2.1.3. Branduolio dalijimasis, kurį sukelia neutrono pagavimas	11
2.1.4. Dalijimosi reakcijos skerspjūvis	12
2.1.5. Neutronų emisija dalijantis sunklesiems branduoliams	13
2.2. Valdoma branduolių dalijimosi reakcija šiluminių neutronų reaktoriuje	14
2.2.1. Granaininė branauolių dalijimosi reakcija 2.2.2. Atominė elektrinė	14
2.2.3. Neutrony lėtikliai	16
2.2.4. Neutronų ciklas šiluminių neutronų reaktoriuje	16
2.2.5. Reaktoriaus optimizavimas	20
2.2.6. Neutronų skaičiaus priklausomybė nuo laiko	21
2.3. Branduolių sintezė	23
2.3.1. įvaaas 2.3.2. Branduolių sintezės reakcijos produktų kinetinė energija	23 24
2.3.2. Branduolių sintezės reakcijos skerspjūvis	24
2.3.4. Reakcijos spartos priklausomybė nuo temperatūros	26
2.3.5. Valdomos termobranduolinės reakcijos sąlygos	27
2.3.6. Magnetinis plazmos islaikymas	28
3. Jonizuojančiosios spinduliuotės biologinis poveikis	
3.1. Įvadas	32
3.2. Netiesioginė cheminė pažaida	33
3.3. Jonizuojančiosios spinduliuotės dozės sąvoka	34
3.4. Kritinių audinių pažaida	
3.4.1. Sudėtingų molekulių pažaida	37
3.4.2. Ląstelių pažaida	
3.4.3. Pažaidą modifikuojantys veiksniai	41
4. Jonizuojančioji spinduliuotė aplinkoje	
4.1. Jonizuojančiosios spinduliuotės šaltiniai	43
4.1.1. Natūralieji šaltiniai	
4.2. Dozės apskaičiavimas	45
4.2.1. Isoriniai radioakiyvieji saitiniai	43 46
43 Rizikos anskaičiavimas	47
5 Duandualia fizikas matadu taikumai tiniant madžiazu suditi	/ ۱ ۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰۰
5. Dranuuono nzikos metouų taikymai tiriant medziagų sudetį	
5.1. Radioaktyvusis įvykių datavimas	49

5.2. Neutronų aktyvacinė analizė	51
5.3. Rezerfordo atgalinė sklaida	54
5.4. Branduolinių reakcijų analizė	57
5.4.1. Rezonansinis metodas	
5.4.2. Nerezonansinis metodas	60
5.4.5. Gyilo skyra ir jautris	
5.5. Dalelių skatintoji rentgeno spinduliuote	
6. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės	
6.1. Supaprastintas detektoriaus modelis	67
6.2. Detektoriaus impulsinė veika	67
6.3. Impulsų amplitudžių spektrai. Energinė skyra	69
6.3.1. Pagrindinės apibrėžtys	69
6.3.2. Krūvininkų skaičiaus fliuktuacijų įtaka energinei skyrai	
6.3.4. Pilnutinė dispersija, kai egzistuoja keli nepriklausomi paklaidu šaltiniai	
7 Gama snektroskonijos fizikiniai nagrindai	74
71 Gama spinduliuotės spektras. Gama spektrometras. Antriniai elektronai	74
7.2 Antriniu alektronu anergijos snektras. Detektoriaus atsako funkcijos navida	
7.2. Kiti mių elektronų energijos spektras. Detektoriaus atsako funkcijos pavida	
7.3. Kiti veiksniäi, kurie turi įtakos detektoriaus atsako funkcijai	
7.3.2. Stabdomosios spinduliuotės nuotėkis	
7.3.3. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis	
7.3.4. Detektoriaus ir radioaktyviojo šaltinio aplinkos įtaka	80
7.4. Sutapčių metodai gama spektroskopijoje	81
7.4.1. Komptono spektrometras	81
7.4.2. Porų spektrometras	
/.4.5. Spektrometras su antisutapcių įtaisu	
8. Jonizacijos kameros	
8.1. Dujinių detektorių tipai	86
8.2. Dujų jonizavimas	86
8.3. Krūvininkų dreifas dujose, esant elektriniam laukui	87
8.3.1. Dreifo greičio bendroji išraiška	
8.3.2. Jonų ir elektronų judriai	88
8.4. Jonizacijos kameros nuolatinės srovės veika	
8.4.1. Jonizacijos srovės ir jonizacijos spartos sąryšis	
8.4.2. Jonizacijos kameros sandara	90
8.5. Jonizacijos kameros impulsinė veika	
8.5.1. Kruvininkų dreijo srovės impulso išraiška	
8.5.2. Jonizacijos kameros jiampos impuisas	93 93
8.5.4. Jonizacijos kamera su tinkleliu	
8.5.5. Jonizacijos kameros impulso amplitudė ir ribinė energinė skyra	
9. Puslaidininkiniai detektoriai	
9.1. Puslaidininkinio detektoriaus veikimo principas	
1 1	-

	iii
9.2. Jonizuojančiosios spinduliuotės poveikis puslaidininkiui	99
9.2.1. Jonizacijos energija	
9.2.2. Laisvųjų kruvininkų atsiradimo ir išnykimo dinamika	100
9.3. Priemaišiniai energijos lygmenys	100
9.4. n ir p puslaidininkiai	101
9.5. pn sandūros	102
9.6. Impulso formavimas puslaidininkiniame detektoriuje	105
10. Blyksimieji detektoriai	106
10.1. Jvadas	106
10.2. Blyksnio atsiradimas neorganiniame scintiliatoriuje	106
10.3. Blyksnio atsiradimas organiniame scintiliatoriuie	106
10.4 Blyksimojo detektoriaus sandara	106
10.5. Divisimojo dotoktorious jõõiimo impulso formo	106
10.5. Dryksimojo detektoriaus isejimo impuiso forma	100
10.6. Blyksimojo detektoriaus energine skyra	106
11. Proporcingieji skaitikliai	107
11.1. Dujinis stiprinimas	
11.1.1. Smugines jonizacijos ir elektronų griuties sąvokos, proporcingojo skaitiklio san	dara 107
11.1.2. Bendroji dujinio stiprinimo koeficiento išraiška	109
11.1.3. Būdingieji detektoriaus įtampų intervalai	111
11.2. Proporcingųjų skaitiklių dujos	113
11.3. Proporcingųjų skaitiklių energinė skyra	114
11.4. Proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso pavidalas	116
12. Neutronų detektoriai ir spektrometrai	120
12.1. Ivadas	120
12.2. Boriniai lėtuju neutronų detektoriai	121
12.2.1. BF ₃ proporcingojo detektoriaus impulsų amplitudžių spektras. "Sienelių efektas	:"121
12.2.2. Boru padengti proporcingieji skaitikliai	126
12.3. Lėtųjų neutronų detektoriai, veikiantys dalijimosi reakcijos pagrindu	127
12.4. Lėkio trukmės metodai matuojant neutronų energijas	128
12.5. Neutronų skaitiklis su neutronų lėtikliu ("ilgasis skaitiklis")	132
12.6. Detektoriai, kurie veikia greitųjų neutronų branduolinių reakcijų pagrindu	133
12.7. Detektoriai, kurie veikia greituju neutronu sklaidos pagrindu	136
12.7.1. Neutrono tampriosios sklaidos kinematika	136
12.7.2. Atatrankos branduolių energijos skirstinys	137
12.7.3. Atatrankos branduolių detektoriaus savitasis efektyvumas	138
12.7.4. Protonų atatrankos scintiliatoriai	139
12.7.5. 1 rotonų atatrankos seinitiatorių amplituaines atsako junkcijos 12.7.6 Protonų atatrankos teleskopai"	140 144
12.7.7. Uždelstujų sutapčių metodo taikymas greituju neutronu spektroskopijoie	145
13. Mesbauerio spektroskopijos fizikiniai nagrindai	
13.1. Rezonanso savoka. Natūralusis linijos nlotis	149
TATT TATATUR DA ANTA TATATURA UND DUNDA MARA WARA WARA DA ANTA MARA TATATURA TATATURA TATATURA TATATURA TATATU	

13.2. Laisvo branduolio atatrankos energija. Spektro linijos Doplerio išplitimas	149
13.3. Atomo atatrankos energija kristale	149
13.4. Mesbauerio spektrometro veikimo principas	149
13.5. Izomerinis poslinkis	149
13.6. Magnetinė dipolinė hipersmulkioji sandara 13.6.1. Branduolio energijos lygmenų skilimas magnetiniame lauke 13.6.2. Branduolio magnetinio momento ir efektinio magnetinio lauko tyrimas Mesb spektrometru.	152 152 <i>auerio</i> 153
14. Masės spektrometrai ir magnetiniai spektrometrai	
14.1. Branduolių masių matavimas ir izotopų atskyrimas	156
14.2. Magnetinio spektrometro veikimo principas ir pagrindiniai parametrai	160
14.3. Fokusavimo reiškinio magnetiniame spektrometre analizė	162
15. Nestabiliųjų nuklidų gyvavimo trukmių matavimas	165
16. Branduolinis magnetinis rezonansas	171
16.1. Branduoliai nuolatiniame magnetiniame lauke	171
16.2. Branduolių sistemos sužadinimas kintamuoju magnetiniu lauku	172
16.3. Molekulių savybių tyrimas branduolinio magnetinio rezonanso metodu	173
17. Kompiuterinė tomografija	176
17.1. Kompiuterinės tomografijos matematiniai principai	176
17.2. Kompiuterinė rentgeno tomografija	177
17.3. Žymėtųjų atomų metodas. Vieno fotono emisijos kompiuterinė tomografija	178
17.4. Pozitrono emisijos kompiuterinė tomografija	179
17.5. Vaizdo sukūrimas branduolinio magnetinio rezonanso metodu	180
17.6. Branduolinio magnetinio rezonanso signalo laikinė priklausomybė	182
18. Čerenkovo detektoriai	
18.1. Čerenkovo spinduliavimas	
18.2. Čerenkovo detektoriaus sąvoka. Čerenkovo detektorių darbinės medžiagos	187
18.3. Slenkstinė energija	
18.4. Čerenkovo detektorių rūšys	
Literatūra	

1. Neutronų sąveika su medžiaga

1.1. Neutronų sąveikos su medžiaga rūšys

Nors didžioji šio dėstomo dalyko dalis yra skirta detektorių fizikai ir branduolio fizikos taikymams moksle, pirmose 2 – 3 paskaitose bus aptariamas pagrindinis branduolio fizikos taikymas pramonėje – branduolinė energetika. Tuo tikslu reikia trumpai apžvelgti neutronų fiziką, nes ji yra šiuolaikinės branduolinės energetikos pagrindas.

Kadangi neutronai neturi elektros krūvio, jie nedalyvauja kuloninėje sąveikoje su medžiagos elektronais ir branduoliais. Neutronų sąveika su medžiaga atsiranda dėl branduolinių jėgų, kurios pradeda veikti tarp neutrono ir medžiagos atomo branduolio, kai atstumas tarp jų tampa 10^{-15} m eilės arba mažesnis. Taigi, skirtingai nuo elektringųjų dalelių ir γ kvantų, neutronai sąveikauja ne su medžiagos elektronais, o su medžiagos atomų branduoliais. Šios sąveikos pobūdis stipriai priklauso nuo branduolio prigimties ir nuo neutrono kinetinės energijos. Neutronus patogu suklasifikuoti pagal jų energiją tokiu būdu:

- 1) šiluminiai neutronai tai neutronai, kurių energija mažesnė už 0.4 eV,
- 2) tarpinių neutronų energija yra tarp 0.4 eV ir 200 keV,
- 3) greitųjų neutronų energija yra didesnė už 200 keV.

Neutrono sąveikos su branduoliu tikimybė apibūdinama sąveikos skerspjūviu, kurį galima įsivaizduoti kaip branduolio efektinį skerspjūvio plotą. Jeigu yra žinomi neutronų sąveikos su branduoliu skerspjūvis σ , neutronų srauto tankis Φ ir šiame sraute esančių medžiagos branduolių skaičius N_0 , tuomet sąveikos įvykių skaičius per laiko vienetą yra lygus $\Phi \sigma N_0$.

Neutronų sąveikos su branduoliais rūšys yra šios:

- 1. Neutronų tamprioji sklaida branduoliais. Šios rūšies sąveikos sutrumpintas žymuo yra (n, n). Vykstant šios rūšies sąveikai, kinetinė energija tik persiskirsto tarp neutrono ir branduolio, tačiau nei neutrono, nei branduolio vidinė energija nepakinta (nėra sužadinimo).
- 2. Neutronų netamprioji sklaida branduoliais, kurios sutrumpintas žymuo yra (n, n'), pasireiškia tuo, kad sąveikos metu pakinta ne tik sąveikaujančių dalelių kinetinės energijos, bet ir branduolio vidinė energija, t.y., branduolys yra sužadinamas (pereina iš pagrindinio energijos lygmens į kažkurį iš sužadintųjų lygmenų). Turint omenyje, kad branduolio lygmenys yra diskretūs, aišku, kad tokia sąveika tampa įmanoma tik tuomet, kai neutrono energija viršija pirmojo sužadintojo ir pagrindinio lygmenų skirtumą.
- 3. Branduolinės reakcijos, kurių metu branduolys ne tik yra sužadinamas, bet ir sugeria neutroną, o po to išspinduliuoja kažkokią kitą dalelę. Tokio vyksmo apibendrintasis žymuo yra (n, x); čia x atitinka išspinduliuotąją dalelę. Išspinduliuotosios dalelės gali būti įvairios fotonai (spinduliuojamasis neutrono pagavimas), α dalelės, protonai ir kt.

Pilnutinis neutrono sąveikos su branduoliu skerspjūvis yra lygus sumai visų rūšių sąveikų skerspjūvių, t.y., tampriosios sklaidos, netampriosios sklaidos ir branduolinių reakcijų skerspjūvių. Šiluminių ir tarpinių neutronų atveju pilnutinis sąveikos su branduoliu skerspjūvis yra 10⁻²⁵ cm² eilės.

Trumpai aptarsime neutronų sąveikos su medžiaga ypatybes, kurias galima panaudoti neutronų registravimui. Neutroninė spinduliuotė yra *netiesiogiai jonizuojančioji*. Tai reiškia, kad medžiagos atomų jonizavimas, pagal kurį galima aptikti neutronus, atsiranda ne dėl tiesioginio neutronų poveikio, o dėl to, kad dėl neutronų sąveikos su branduoliais medžiagoje atsiranda aukštos energijos elektringosios dalelės, kurios ir jonizuoja atomus (dėl kuloninės sąveikos su jų elektronais).

Neutronų tamprioji sklaida. Šiuo atveju elektringosios dalelės, kurios gali jonizuoti medžiagos atomus – tai atatrankos branduoliai. Rasime atatrankos branduolio energiją E_A . Tarkime, kad branduolio greitis prieš tamprųjį susidūrimą su neutronu buvo lygus nuliui, branduolio masė M, o neutrono pradinė energija E_0 . Be to, tarkime, kad atatrankos branduolio išlėkimo kampas lygus φ (žr. 1.1a pav.). Neutrono impulsą prieš susidūrimą žymėsime p_0 , neutrono impulsą po susidūrimo žymėsime p_1 , neutrono energiją po susidūrimo žymėsime E_1 , o branduolio impulsą po susidūrimo žymėsime p_A . Tuomet impulso tvermės dėsnis teigia, kad $p_1 = p_0 - p_A$. Pakėlus šios lygybės abi puses kvadratu, vietoj vektorinio sąryšio gaunamas skaliarinis sąryšis

$$p_1^2 = p_0^2 + p_A^2 - 2p_0 p_A \cos\varphi.$$
(1.1.1)



1.1 pav. Tampriosios sklaidos kinematika, kai krintančioji dalelė, kurios masė m, pradinė energija E_0 ir greitis v_0 , susiduria su nejudančia dalele, kurios masė M. (a) – laboratorinėje atskaitos sistemoje, (b) – masės centro sistemoje.

Turint omenyje, kad $(p_0)^2 = 2mE_0$, ir atlikus pakeitimą $E_1 = E_0 - E_A$ (energijos tvermės dėsnis), iš (1.1.1) gauname

$$E_A = \alpha E_0 \cos^2 \varphi; \tag{1.1.2}$$

čia $\alpha = 4mM/(m+M)^2 \approx 4A/(1+A)^2$, kur A yra branduolio masės skaičius. Taigi, atatrankos branduolio kinetinė energija yra tuo didesnė, kuo mažesnė branduolio masė A. Todėl neutronų registravimui pagal atatrankos branduolius labiausiai tinka lengviausiasis elementas – vandenilis.

Branduolinės reakcijos (n, p) ir (n, α) naudingos tuomet, kai jų metu išsiskiria energija (tokios reakcijos vadinamos *egzoterminėmis*). Tokios reakcijos yra labiausiai tikėtinos, kai neutronas sąveikauja su kai kuriais lengvaisiais nuklidais, pvz., ³He(n, p)T (išsiskyrusi energija lygi Q= 0.77 MeV); ⁶Li (n, α) T (Q = 4.78 MeV); ¹⁰B (n, α) ⁷Li (Q = 2.78 MeV). Tuomet reakcijos skerspjūvis šiluminių neutronų atveju viršija 10⁻²¹ cm² ir yra atvirkščiai proporcingas neutrono greičiui (žr. 1.2 skirsnį). Tokia priklausomybė stebima iki 10 keV neutrono energijos. Todėl detektoriai, į kurių sudėtį įeina ³He, ⁶Li arba ¹⁰B, yra labai efektyvūs, registruojant šiluminius ir tarpinius neutronus. Reikia turėti omenyje, kad net ir tuo atveju, kai neutronų energija yra labai maža, reakcijos produktų (pvz., ⁷Li branduolio ir α dalelės) pilnutinė kinetinė energija yra lygi reakcijos energijai Q. Kadangi ši energija yra palyginti aukšta (megaelektronvoltų eilės), tai antrinių branduolių arba α dalelių jonizacinė geba yra didelė. Būtent todėl egzoterminės reakcijos yra naudingos, registruojant neutronus.

Branduolinės reakcijos (n, γ) . Tokia reakcija vadinama *spinduliuojamuoju neutrono pagavimu*. Jo metu branduolys, kurio atominė masė A, pagauna neutroną, virsdamas to paties elemento kito izotopo branduoliu, kurio masės skaičius A+1. Šis branduolys visuomet būna sužadintos būsenos, o jo sužadinimo energija yra apytiksliai lygi neutrono ryšio energijai. Ši energija dažniausiai būna 5 – 10 MeV. Labiausiai tikėtinas šios "perteklinės" energijos praradimo mechanizmas – tai branduolio savaiminis šuolis į pagrindinę būseną, išspinduliuojant vieną arba kelis fotonus, kurių energija yra kelių megaelektronvoltų eilės, t.y., priklauso gama spinduliuotės (" γ spinduliuotės") diapazonui. Šie γ kvantai jonizuoja aplinką, ir tokiu būdu galima registruoti neutronus. Radiacinės neutronų pagavos skerspjūvis yra didžiausias šiluminiams neutronams, ir skirtingiems izotopams kinta nuo 10⁻¹⁸ cm² iki 10⁻²⁸ cm². Beveik visi žinomi stabilieji izotopai su didesne ar mažesne tikimybe sugeria šiluminius neutronus.

Radiacinė neutronų pagava yra paprasčiausias β radioaktyviųjų nuklidų gavimo būdas.

1.2. Neutrono sukeltų branduolinių reakcijų skerspjūvis

Sklindant neutronų pluoštui medžiagos tūriu, to pluošto intensyvumas mažės dėl to, kad neutronai yra pašalinami iš pluošto dėl anksčiau minėtų branduolinių reakcijų arba dėl sklaidos. Greitieji neutronai gali sukelti daug įvairių reakcijų, tačiau šiluminiai neutronai išnyksta daugiausia dėl jų spinduliuojamojo pagavimo, t. y. dėl (n, γ) reakcijos.

Pažymėjus pilnutinį neutronų reakcijos skerspjūvį σ , galima šitaip išreikšti tikimybę, kad neutronas, perėjęs dx storio medžiagos sluoksnį, reaguos su kuriuo nors branduoliu:

$$dP = \sigma \, n dx. \tag{1.2.1}$$

čia n yra branduolių koncentracija medžiagoje (ši lygybė išplaukia iš reakcijos skerspjūvio apibrėžties). Kadangi kiekviena reakcija pašalina neutroną iš pluošto (t. y. neutronas arba išnyksta,

arba yra išsklaidomas), tai neutronų srauto tankio *I* (neutronų skaičiaus ploto vienetui ir laiko vienetui) sumažėjimas kelyje dx yra

$$\mathrm{d}I = -I\sigma n\mathrm{d}x\,,\qquad(1.2.2)$$

t. y. neutronų srauto tankis mažėja eksponentiškai:

$$I = I_0 e^{-\sigma nx}. \tag{1.2.3}$$

Reikia turėti omenyje, kad ši lygybė nusako tik *apibrėžtos energijos* neutronų intensyvumo priklausomybę nuo koordinatės. Tačiau tuo pačiu metu gali būti kuriami mažesnės energijos neutronai (pvz., dėl tampriosios arba netampriosios sklaidos), kurių reakcijos skerspjūvis gali būti kitoks. (1.2.3) lygybė šio reiškinio neįskaito.

Dydis $l = 1/(n\sigma)$ – tai neutrono vidutinis laisvasis kelias, t. y. vidutinis atstumas, kurį nueina duotosios energijos neutronas iki reakcijos momento. Laisvojo kelio l matematinė prasmė – tai atstumas, kuriame duotosios energijos neutronų skaičius sumažėja e kartų. Kadangi visas sąveikas galima suskirstyti į neutronų sklaidą ir neutronų sugertį (absorbciją), tai atitinkamai galime apibrėžti du vidutinius laisvuosius kelius – laisvąjį kelią iki sklaidos l_s ir laisvąjį kelią iki absorbcijos l_a . Pilnutinis laisvasis kelias l susijęs su l_s ir l_a tokiu sąryšiu:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{l_{\rm s}} + \frac{1}{l_{\rm a}}.$$
(1.2.4)

Išvesime neutrono reakcijos skerspjūvio priklausomybę nuo neutrono greičio. Jeigu neutroną ir branduolį laikytume dviem kietais rutuliais ir tartume, kad reakcija vyksta tik tada, kai jie susiliečia, tada reakcijos skerspjūvis būtų lygus πR^2 ; čia $R = R_b + R_n$ yra branduolio ir neutrono spindulių suma (žr. 1.2a pav.). Tiksliau skaičiuojant, reikia atsižvelgti į neutrono kvantinę prigimtį, kuri pasireiškia koordinatės ir impulso neapibrėžtumų sąryšiu:

$$\Delta r \Delta p \ge \frac{\hbar}{2}; \tag{1.2.5}$$

čia Δr ir Δp yra atitinkamai koordinatės ir impulso neapibrėžtumai (standartiniai nuokrypiai). Pagal (1.2.5) laisvosios dalelės, kurios impulsas p yra tiksliai apibrėžtas ($\Delta p = 0$), koordinatė yra visiškai neapibrėžta ($\Delta r \rightarrow \infty$), t. y. dalelė gali su vienoda tikimybe būti bet kuriame erdvės taške. Tokios dalelės banginė funkcija yra plokščioji banga

$$\psi_{\rm kr} = A e^{i(kz - \omega t)}; \qquad (1.2.6)$$

čia laikoma, kad dalelė sklinda z kryptimi, k yra bangos skaičius:

$$k = \frac{p}{\hbar} = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}, \qquad (1.2.7)$$



1.2 pav. Neutrono sukeltos branduolinės reakcijos skerspjūvio skaičiavimas.
 (a) – geometrinis artinys, (b) – atsižvelgiant į neutrono koordinatės neapibrėžtumą

o dažnis ω susijęs su dalelės kinetine energija E šitaip: $\omega = E / \hbar$. Šis bangos ilgis vadinamas *dalelės de Broilio bangos ilgiu* arba tiesiog *dalelės bangos ilgiu*:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon}.$$
(1.2.8)

Atsižvelgiant į minėtąjį koordinatės neapibrėžtumą, kvantinėje mechanikoje įrodoma, kad reakcijai vykti pakanka, kad vidutinis atstumas tarp dalelių paviršių taptų mažesnis už *redukuotąjį bangos ilgį*

$$\hat{\lambda} = \frac{1}{k} = \frac{\lambda}{2\pi}.$$
(1.2.9)

T. y. neutronas ir branduolys yra tartum išplitę atstumu $\hat{\lambda}$, ir šis išplitimas yra tuo didesnis, kuo mažesnis greitis v (žr. (1.2.8)). Atitinkamai reakcijos skerspjūvis tampa lygus ne πR^2 , o

$$\sigma = \pi (R + \lambda)^2 \,. \tag{1.2.10}$$

Reikia turėti omenyje, kad šis išplitimas yra statistinio pobūdžio (jis susijęs su tuo, kad duotuoju laiko momentu egzistuoja nenulinė tikimybė rasti dalelę skirtinguose erdvės taškuose, kurie nutolę vienas nuo kito didesniais už dalelės geometrinius matmenis atstumais). Šis išplitimas nereiškia, kad neutronui ir branduoliui negalima priskirti tikrojo geometrinio spindulio R_n , kuris gali būti daug mažesnis už λ . Be to, reikia turėti omenyje, kad formulės (1.2.5) – (1.2.10) užrašytos masių centro atskaitos sistemoje. Tai reiškia, kad v yra neutrono ir branduolio reliatyvusis greitis (t. y. greitis vienas kito atžvilgiu), o vietoj m reikia vartoti redukuotąją masę mM / (m + M). Masės centro sistemoje dviejų dalelių sąveiką galima aprašyti kaip vienos "efektinės" dalelės, kurios masė lygi redukuotajai masei, o greitis lygus reliatyviajam greičiui, judėjimą tam tikrame centriniame jėgų lauke, kuris atspindi dalelių sąveiką. Tada į neapibrėžtumų sąryšį (1.2.5) įeina tik tos vienos efektinės dalelės koordinatės ir impulso neapibrėžtumai. Atitinkamai skaičiavimuose pakanka atsižvelgti tik į tos vienos efektinės dalelės, "išplitimą", nors iš tikrųjų "išplinta" abi sąveikaujančios dalelės.

Iš (1.2.10) formulės išplaukia, kad reakcijos skerspjūvis yra lygus skritulio, kurio spindulys $R + \lambda$, plotui (žr. 1.2b pav.). Dabar šią skerspjūvio išraišką reikia modifikuoti atsižvelgiant į tai, kad ne visi neutronai, kurie pataiko į plotą (1.2.10), pateks į branduolio vidų ir sukels branduolinę reakciją. Taip yra dėl vadinamojo *viršbarjerinio atspindžio*, kurį iliustruoja 1.3 pav. Mat branduolys neutrono atžvilgiu yra potencialo duobė: branduolyje neutroną veikia stipri traukos jėga, kuri trukdo neutronui išlėkti iš branduolio. Kadangi ši jėga yra artisiekė, tai ji "įsijungia" staiga, kai tik neutronas prisiliečia prie branduolio paviršiaus. T. y. dėl šios sąveikos neutrono potencinės energijos priklausomybėje nuo koordinatės atsiranda staigus neigiamas šuolis (1.3 pav. jis yra taške x = 0). Kvantinės mechanikos metodais (išsprendus neutrono Šrėdingerio lygtį) įrodoma, kad dalelė gali atsispindėti nuo potencinės energiją (t. y. kai atrodytų, jog dalelės judėjimui nėra jokių kliūčių). Tikimybė, kad dalelė pereis potencialo šuolio šuolio skaidriu. Neigiamojo potencinio šuolio (nuo 0 iki $-U_0$) skaidris, kai dalelės energija E visoje erdvėje yra teigiama, yra lygus

$$D = \frac{4k'k}{(k'+k)^2};$$
 (1.2.11)



1.3 pav. Neutrono viršbarjerinis atspindys nuo branduolio sąlygoja papildomą daugiklį reakcijos skerspjūvio išraiškoje

čia k yra dalelės bangos skaičius laisvoje erdvėje (t. y. atvirkštinis redukuotasis bangos ilgis), o dydis k' – tai bangos skaičius, kuris būtų gautas, jeigu laisvosios dalelės energija būtų atskaitoma nuo potencinės duobės dugno:

$$k = \frac{1}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}$$
, $k' = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E + U_0)}$. (1.2.12)

Potencialo šuolio skaidris D turi įeiti į reakcijos skerspjūvio išraišką kaip papildomas daugiklis:

$$\sigma = \pi (R + \lambda)^2 \frac{4k'k}{(k'+k)^2}.$$
 (1.2.13)

Mažos energijos neutronams šią formulę galima supaprastinti. Visų pirma pasinaudojame tuo, kad, kai neutrono energija neviršija 10 keV, jo redukuotasis bangos ilgis yra bent eile didesnis už R, todėl skerspjūvio išraiškos (1.2.13) pirmajame daugiklyje galima atmesti R. Be to, mažos energijos neutronams visada galioja nelygybės $E \ll U_0$ ir $k \ll k'$. Todėl potencialo šuolio skaidris

$$D \approx \frac{4k}{k'} = \frac{4}{\lambda k'}; \qquad (1.2.14)$$

čia k' beveik nepriklauso nuo $\hat{\lambda}$. Galutinė apytikslė reakcijos skerspjūvio (1.2.13) išraiška yra šitokia:

$$\sigma \approx \pi \lambda^2 \frac{4}{\lambda k'} = \frac{4\pi \lambda}{k'}.$$
(1.2.15)

Kadangi bangos ilgis atvirkščiai proporcingas greičiui v (žr. (1.2.8)), tai mažos energijos neutronų (E < 10 keV) reakcijos skerspjūvis σ irgi atvirkščiai proporcingas greičiui v: $\sigma \sim 1/v$.

1.3. Neutronų lėtinimas

Išvesime formulę, kuri nusako, kaip sparčiai mažėja neutrono kinetinė energija medžiagoje dėl tampriųjų susidūrimų su branduoliais. Tam išnagrinėsime neutrono, kurio masė m, pradinė energija E_0 ir pradinis greitis v_0 , tamprųjį susidūrimą su nejudančiu branduoliu, kurio masė M. Po sklaidos neutrono energija ir greitis laboratorinėje atskaitos sistemoje yra E_1 ir v_1 (žr. 1.1a pav.). Kadangi branduolys prieš susidūrimą nejuda, tai masės centro greitis $V_{\rm mc}$ yra lygus:

$$V_{\rm mc} = \frac{m}{m+M} v_0.$$
 (1.3.1)

Greičius masės centro (MC) sistemoje žymėsime su žvaigždute. Greičiai laboratorinėje atskaitos sistemoje gaunami pridedant masės centro greitį $V_{\rm mc}$ prie greičių MC sistemoje. Ši sudėtis yra vektorinė. Tačiau akivaizdu, kad laboratorinėje sistemoje neutrono pradinio greičio kryptis sutampa su masės centro judėjimo kryptimi. Todėl, išreiškiant pradinį neutrono greitį, galima sudėti greičių modulius: $v_0 = v^* + V_{\rm mc}$. Įrašę $V_{\rm mc}$ išraišką (1.3.1) į pastarąją v_0 išraišką ir išreiškę v^* , gauname neutrono greičio modulį MC sistemoje (neutrono greičio modulis MC sistemoje nesikeičia susidūrimo metu, t. y. $|v_0^*| = |v_1^*| = v^*$):





1.1 pav. Tampriosios sklaidos kinematika, kai krintančioji dalelė, kurios masė m, pradinė energija E_0 ir greitis v_0 , susiduria su nejudančia dalele, kurios masė M. (a) – laboratorinėje atskaitos sistemoje, (b) – masės centro sistemoje

Po sklaidos neutrono greičio kryptis jau skiriasi nuo masės centro judėjimo krypties, todėl, išreiškiant neutrono greičio vektorių po sklaidos, reikia naudoti vektorinę sumą: $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_1^* + \mathbf{V}_{mc}$ (žr. 1.1b pav.). Pakėlę šią lygybę kvadratu, išvedame:

$$\nu_1^2 = (\nu^*)^2 + (V_{\rm mc})^2 + 2\nu^* V_{\rm mc} \cos\theta.$$
(1.3.3)

Čia θ yra kampas tarp v_1^* ir V_{mc} , t. y. sklaidos kampas masės centro sistemoje. Įrašę V_{mc} ir v^* išraiškas (1.3.1) ir (1.3.2) į (1.3.3) ir pasinaudoję tuo, kad $E_1 / E_0 = (v_1 / v_0)^2$, gauname išsklaidytojo neutrono kinetinę energiją laboratorinėje atskaitos sistemoje:

$$E_{1} = E_{0} \frac{M^{2} + m^{2} + 2Mm\cos\theta}{(M+m)^{2}} \approx E_{0} \frac{A^{2} + 1 + 2A\cos\theta}{(A+1)^{2}}.$$
 (1.3.4)

Didžiausioji šios energijos vertė gaunama, kai $\theta = 0^{\circ}$ (t. y. kai sklaidos nėra): tada $E_1 = E_0$. Mažiausioji E_1 vertė gaunama, kai $\theta = 180^{\circ}$ (centrinis smūgis):

$$E_1(\min) = E_0 \left(\frac{M-m}{M+m}\right)^2 \approx E_0 \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 = \alpha E_0.$$
 (1.3.5)

Ši lygybė kartu apibrėžia ir konstantą α , kuri toliau bus vartojama siekiant sutrumpinti formules.

Taigi, neutrono energija po sklaidos priklauso nuo sklaidos kampo θ (žr. (1.3.4)). Apskaičiuosime vidutinę neutrono energiją po sklaidos. Tam reikia žinoti neutrono energijos skirstinį. Kadangi neutrono galutinę energiją vienareikšmiškai nusako kampas θ , tai energijos skirstinį lemia θ skirstinys. Taikome bendrąją tikimybės tankio argumento pakeitimo taisyklę (šiuo atveju reikia pereiti nuo kampo θ prie energijos E_1):

$$-p(\theta)d\theta = P(E_1)dE_1 \tag{1.3.6a}$$

arba

$$P(E_1) = -\frac{p(\theta)}{dE_1/d\theta}; \qquad (1.3.6b)$$

čia p yra kampo θ tikimybės tankis, o P yra energijos tikimybės tankis (minuso ženklas atsirado dėl to, kad, didėjant kampui θ , energija E_1 mažėja). Mažos energijos neutronų (< 10 MeV) tamprioji sklaida yra apytiksliai izotropinė. Tai reiškia, kad, sudarius sferą, kurios centre yra sklaidos taškas (branduolys), tikimybė, kad neutronas po sklaidos išlėks per tos sferos ploto elementą dS, yra lygi to ploto elemento ir visos sferos ploto ($4\pi r^2$) santykiui, t. y. dS / ($4\pi r^2$). Įrašę į pastarąjį reiškinį dS išraišką sferinėmis koordinatėmis (ji užrašyta 1.4 pav.) ir suintegravę azimutinio kampo ϕ atžvilgiu nuo 0 iki 2π , gauname:

$$p(\theta)d\theta = \frac{2\pi\sin\theta d\theta}{4\pi} = \frac{1}{2}\sin\theta d\theta$$

(integravimas ϕ atžvigiu pasireiškia daugyba iš 2π). Tai yra sklaidos į žiedinę juostą, kuri atitinka sklaidos kampus nuo θ iki θ + d θ , tikimybė (žr. 1.4 pav.). Taigi,

$$p(\theta) = \frac{1}{2}\sin\theta.$$
(1.3.7)

Išvestinę d E_1 /d θ nesunku apskaičiuoti pagal (1.3.4):

$$\frac{dE_1}{d\theta} = -\frac{2AE_0\sin\theta}{(A+1)^2}.$$
(1.3.8)

Įrašę (1.3.7) ir (1.3.8) į (1.3.6b), gauname neutrono energijos po susidūrimo tikimybės tankį:

$$P(E_1) = \frac{1}{(1-\alpha)E_0}.$$
(1.3.9)

Matome, kad šis tikimybės tankis yra konstanta. Tai reiškia, kad neutrono energija yra tolygiai pasiskirsčiusi tarp mažiausios energijos, kurią nusako (1.3.5) reiškinys, ir didžiausios energijos E_0 (žr. 1.5a pav.). Vadinasi, vidutinė neutrono energija po vieno sklaidos įvykio atitinka šio intervalo centrą, t. y. $\overline{E}_1 = \frac{1}{2}(1+\alpha)E_0$, o vidutinis energijos sumažėjimas yra lygus $\Delta \overline{E} = E_0 - \overline{E}_1 = \frac{1}{2}(1-\alpha)E_0$. Taigi, vidutinis santykinis energijos sumažėjimas $\Delta \overline{E}/E_0$ nepriklauso nuo neutrono pradinės energijos ir yra lygus $\frac{1}{2}(1-\alpha)$. Po *n* tampriųjų susidūrimų neutrono vidutinė energija lygi

$$\overline{E}_n = E_0 \left(\frac{\overline{E}_1}{E_0}\right)^n = E_0 \left(\frac{1+\alpha}{2}\right)^n.$$
 (1.3.10)

Tačiau šis neutrono energijos matas nėra patogus praktiniu požiūriu, nes neutronų skirstinys yra labai asimetrinis: jis yra išplitęs į didelių energijų sritį. Tai reiškia, kad daugumos neutronų energijos yra daug mažesnės už \overline{E}_n . T. y. vidutinę neutronų energiją lemia labai didelių energijų neutronai, nors jų yra labai maža santykinė dalis. Šį išplitimą galima suprasti, išnagrinėjus, kaip kinta neutronų energijos skirstinys po vėlesnių sklaidos įvykių. Jeigu iš pradžių visų neutronų energija buvo vienoda ir lygi E_0 , tai po pirmojo sklaidos vyksmo neutronų energija jau nėra vienoda: neutronų, kurie buvo išsklaidyti mažais kampais θ , energija bus artima E_0 , o neutronų, kurių sklaidos kampai yra didžiausi, energija bus artima αE_0 . Todėl, jeigu siekiama išreikšti neutronų energijų skirstinį po antrojo sklaidos vyksmo, tada (1.3.9) formulė jau negalioja (ji buvo gauta, teigiant, kad neutrono energija prieš susidūrimą yra tiksliai apibrėžta ir lygi E_0). Tačiau to skirstinio bendrąjį pavidalą galima gauti suskaidžius visą tolygujį energijų skirstinį į daug siaurų nepersiklojančių skirstinių (pvz., 1.5a pav. vieno tokio dalinio skirstinio plotis lygus 1/5 viso intervalo [$\alpha E_0, E_0$]). Jeigu tie daliniai skirstiniai yra pakankami siauri, tada po antrojo sklaidos vyksmo kiekvienas jų virsta tolygiuoju skirstiniu, kurio dešinysis kraštas atitinka energiją po pirmojo susidūrimo E_1 , o kairysis kraštas yra lygus αE_1 (žr. 1.5b pav.). Pilnutinis energijos skirstinys po antrojo sklaidos vyksmo yra gaunamas, sudedant tuos dalinius skirstinius (žr. 1.5b pav.). Energijos skirstinius po vėlesnių sklaidos vyksmų galima gauti tokiu pačiu būdu. Kaip matome 1.5c pav., po kiekvieno sklaidos įvykio pasiskirstymo maksimumas pasislenka į mažų energijų pusę, t. y. tikimiausioji neutrono energija sumažėja, tačiau didžiausioji neutronų energija nekinta (ji lygi E_0). Galų gale susidaro labai asimetrinis pasiskirstymas. Praktikoje, apibūdinant šį pasiskirstymą, vietoj vidutinės neutrono energijos patogiau vartoti vidutinę logaritminę neutrono energiją E'_n:

$$E'_n = \exp(\overline{\ln E_n}), \qquad (1.3.11)$$

kuri yra arčiau tikimiausios energijos, t. y. geriau nusako daugumos neutronų energiją negu vidutinė energija \overline{E}_n . Išreikšime E'_n . Tam nustatysime neutrono energijos natūraliojo logaritmo vidutinį sumažėjimą po vieno sklaidos įvykio. Šis dydis vadinamas *vidutiniu logaritminiu energijos dekrementu* ir žymimas ξ :



1.4 pav. Sferos paviršiaus elementas, į kurį yra išsklaidomas neutronas



1.5 pav. Neutrono energijos skirstinys po vieno arba kelių tampriųjų susidūrimų.

(a) Neutrono, kurio pradinė energija E_0 , energijos skirstinys po pirmojo tampriojo susidūrimo su ¹²C branduoliu.

(b) Padalijus išsklaidytojo neutrono energijos skirstinį į 5 vieno-dus siaurus skirstinius, po antrojo tampriojo susidūrimo gaunami 5 tolydieji skirstiniai, kurių suma yra skirstinys su maksimumu.

(c) Tiksliai apskaičiuotieji energijos skirstiniai po 1, 2, 3 ir 4 tampriųjų susidūrimų

$$\xi = \overline{\ln(E_0 / E_1)} = \ln E_0 - \overline{\ln E_1} = \ln E_0 - \int_{\alpha E_0}^{E_0} P(E_1) \ln(E_1) dE_1$$
(1.3.12)

(antroji lygybė išplaukia iš statistikos dėsnio: tolydžiojo atsitiktinio dydžio x, kurio tikimybės tankis g(x), vidurkis \overline{x} yra lygus sandaugos x g(x) integralui nuo mažiausios x vertės iki didžiausios x vertės). Įrašę $P(E_1)$ išraišką (1.3.9) į (1.3.12) ir atlikę integravimo kintamojo pakeitimą $E_1 \rightarrow x = E_1 / E_0$, matome:

$$\xi = \frac{1}{1 - \alpha} \int_{1}^{\alpha} \ln x \, dx = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha.$$
 (1.3.13)

Išreiškus α pagal (1.3.5),

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\left(\frac{A-1}{A+1}\right).$$
(1.3.14)

Iš (1.3.14) formulės išplaukia, kad vidutinis logaritminis energijos dekrementas nepriklauso nuo pradinės energijos E_0 . Vadinasi, po kiekvieno tampriojo susidūrimo vidutinė lnE vertė sumažėja pastoviu dydžiu ξ . Todėl po *n* susidūrimų vidutinė ln E_n vertė yra lygi

$$\overline{\ln E_n} = \ln E_0 - n\xi . \tag{1.3.15}$$

Pagal vidutinės logaritminės energijos E'_n apibrėžtį (1.3.11) kairiojoje (1.3.15) lygybės pusėje esantis reiškinys yra lygus $\ln E'_n$. Todėl

$$\ln E'_n = \ln E_0 - n\xi \,. \tag{1.3.16}$$

Dabar galime apskaičiuoti, kiek vidutiniškai sklaidos įvykių turi patirti neutronas, kad jo energija sumažėtų nuo pradinės energijos E_0 iki duotos vidutinės logaritminės energijos E'_n :

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E'_n}.$$
 (1.3.17)

Šią formulę galima panaudoti skaičiuojant susidūrimų skaičių, kuris reikalingas greitųjų neutronų pavertimui šiluminiais neutronais. Tam vietoj E'_n reikia vartoti vidutinę šiluminę energiją kT. 1.1 lentelėje pateiktos kelių nuklidų α , ξ ir *n* vertės, kai pradinė neutrono energija yra 2 MeV (tai yra tipiška branduolio dalijimosi metu išspinduliuoto neutrono energija).

Nuklidas	α	ξ	<i>n</i> (iki termalizacijos)
$^{1}\mathrm{H}$	0	1,000	18
$^{2}\mathrm{H}$	0,111	0,725	25
⁴ He	0,360	0,425	43
^{12}C	0,716	0,158	115
²³⁸ U	0,983	0,0084	2200

1.1 lentelė. Kelių nuklidų neutronų sklaidos parametrai

Anksčiau aprašytasis n skaičiavimo būdas nėra tinkamas, kai neutrono energija prieš susidūrimą yra artima šiluminei energijai, nes tada jau negalima tvirtinti, kad taikinio branduoliai prieš susidūrimą nejuda. Todėl susidūrimo metu neutrono energija gali ne tik sumažėti, bet ir padidėti (taip atsitinka tada, kai branduolio greičio kryptis yra priešinga krintančiojo neutrono greičio krypčiai). Nusistovėjus termodinaminei pusiausvyrai, neutrono greičio skirstinys yra Maksvelo skirstinys:

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv; \qquad (1.3.18)$$

čia v yra neutrono greitis, o f(v) yra neutrono greičio tikimybės tankis. Neutrono energijos skirstinys termodinaminės pusiausvyros sąlygomis išreiškiamas šitaip:

$$f(E)dE = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE . \qquad (1.3.19)$$

2. Branduolinės energetikos fizikiniai pagrindai

2.1. Branduolių dalijimosi reakcija ir jos energija

2.1.1. Branduolio dalijimosi metu išsiskirianti energija

Energiją ΔE , kuri išsiskiria, dalijantis branduoliui, kurio masė M, į dvi skeveldras, kurių masės M_1 ir M_2 , galima išreikšti kaip pirminio branduolio rimties energijos ir dalijimosi skeveldrų pilnutinės rimties energijos skirtumą. Bet kurio branduolio rimties energiją, savo ruožtu, galima išreikšti kaip visų tą branduolį sudarančių nukleonų pilnutinės rimties energijos ir branduolio ryšio energijos skirtumą. Taigi,

$$\Delta E = Mc^{2} - (M_{1}c^{2} + M_{2}c^{2}) = (Zm_{p}c^{2} + Nm_{n}c^{2} - E_{R}) - [(Z_{1}m_{p}c^{2} + N_{1}m_{n}c^{2} - E_{R1}) + (Z_{2}m_{p}c^{2} + N_{2}m_{n}c^{2} - E_{R2})]$$

arba

$$\Delta E = E_{\rm R1} + E_{\rm R2} - E_{\rm R} \,, \tag{2.1.1}$$

čia $E_{\rm R}$ yra pirminio branduolio ryšio energija, $E_{\rm R1}$ ir $E_{\rm R2}$ yra jo skeveldrų ryšio energijos, Z, Z_1 ir Z_2 yra pirminio branduolio ir skeveldrų atominiai numeriai, N, N_1 ir N_2 yra neutronų skaičiai pirminiame branduolyje ir skeveldrose, m_p yra protono masė, m_n yra neutrono masė. Vadinasi, branduolio dalijimosi metu išsiskyrusi energija yra lygi dalijimosi skeveldrų pilnutinės ryšio energijos ($E_{\rm R1} + E_{\rm R2}$) ir pirminio branduolio ryšio energijos skirtumui. Išreiškę pilnutinės ryšio energijas $E_{\rm R}$, $E_{\rm R1}$, $E_{\rm R2}$ savitosiomis ryšio energijomis $\delta E_{\rm R}$, $\delta E_{\rm R1}$, $\delta E_{\rm R2}$, gauname:

$$\Delta E = A_1 \delta E_{R1} + A_2 \delta E_{R2} - A \delta E_R = = A_1 \delta E_{R1} + (A - A_1) \delta E_{R2} - A \delta E_R = A_1 (\delta E_{R1} - \delta E_{R2}) + A (\delta E_{R2} - \delta E_R),$$
(2.1.2)

čia A, A_1 ir A_2 yra pirminio branduolio ir jo skeveldrų masės skaičiai. Vadinasi, kad branduolio dalijimasis būtų "energiškai naudingas" (t.y., kad energija ΔE būtų teigiama), reikia, kad bent vienas iš dviejų skirtumų šioje formulėje būtų teigiamas. Pagrindinis veiksnys, kuris lemia savitąją ryšio energiją, yra branduolio masė (žr. 2.1 pav.). Skeveldrų masės skiriasi viena nuo kitos mažiau, negu vienos skeveldros ir pirminio branduolio masės. Todėl ΔE ženklą lemia antrojo dėmens ženklas. Vadinasi, dalijimasis yra energiškai naudingas tuomet, kai skeveldrų savitoji ryšio energija yra didesnė už pirminio branduolio savitąją ryšio energiją. Tai reiškia, kad A vertė turi būti toje 2.1 pav. kreivės srityje, kurioje savitoji ryšio energija didėja, mažėjant A vertei. Tai atitinka sunkiuosius branduolius.

Apytiksliai apskaičiuosime energiją, kuri išsiskiria, dalijantis ²³⁸U branduoliui į dvi vienodos sudėties skeveldras ($^{119}_{46}$ Pd). Kaip matyti <u>2.1 pav.</u>, ²³⁸U savitoji ryšio energija yra maždaug 7.6 MeV/nukleonui, o kai A = 119, ši energija yra maždaug 8.5 MeV. Kadangi abi skeveldros yra vienodos sudėties, tai jų savitosios ryšio energijos yra vienodos. Todėl (2.1.2) formulėje nelieka pirmojo dėmens, ir išsiskyrusi energija yra lygi

$$\Delta E = A(\delta E_{R2} - \delta E_R) = 238 \cdot (8.5 - 7.6) \text{ MeV} = 214 \text{ MeV}$$

2.1.2. Branduoliui dalytis trukdantis potencialo barjeras

Turint omenyje, kad visos fizikinės sistemos anksčiau arba vėliau savaime pereina į mažiausios energijos būseną, atrodytų, kad sunkiųjų branduolių dalijimasis turėtų vykti savaime. Tačiau, nors savaiminis dalijimasis iš tikrųjų yra įmanomas, daugumai branduolių jo tikimybė yra žymiai mažesnė už kitų rūšių skilimo tikimybes (pvz., už α skilimo tikimybę). Pvz., ²³⁸U pusėjimo trukmė savaiminio dalijimosi atžvilgiu yra net 10¹⁶ m., o to paties branduolio pusėjimo trukmė α skilimo atžvilgiu yra 4.5·10⁹ m. Priežastis, dėl kurios savaiminio dalijimosi tikimybė yra tokia maža, – tai kuloninis barjeras, kurį turi įveikti branduolio skeveldros, kad branduolys dalytųsi. Kuloninio barjero priežastis – kuloninio atostūmio jėga, kuri veikia skeveldras, kai jos atsiskiria viena nuo kitos. Šios sąveikos potencinė energija yra

$$U(R) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}, \qquad (2.1.3)$$





2.1 pav. Savitosios ryšio energijos priklausomybė nuo branduolio masės skaičiaus



Atstumas tarp skeveldru

2.2 pav. ²³⁸U branduolys, gal būt, gali trumpą laiko tarpą egzistuoti kaip du ¹¹⁹Pd branduoliai, tačiau kuloninis barjeras trukdo jiems atsiskirti vienam nuo kito

2.3 pav. Glodus potencinis barjeras, kuris trukdo ²³⁸U branduoliui dalytis. Kad branduolys dalytųsi, jam reikia suteikti energijos kiekį, kuris lygus aktyvacijos energijai

čia R yra atstumas tarp skeveldrų centrų. Supaprastintoje analizėje galima tarti, kad kuloninio atostūmio jėga pradeda veikti, kai R viršija abiejų skeveldrų spindulių sumą $R_1 + R_2$. Esant mažesniems atstumams, tarp skeveldrų veikia stipri branduolinės traukos jėga, t. y. skeveldros yra potencinėje duobėje (žr. 2.2 pav.). Kuloninio barjero aukštis – tai reiškinio (2.1.3) vertė, kai $R = R_1 + R_2$. Branduolio savaiminis dalijimasis – tai skeveldrų tuneliavimas pro šį barjerą. Kuloninio barjero aukštį galima apytiksliai apskaičiuoti pagal (2.1.3) formulę, pasinaudojus tuo, kad branduolio spindulys yra apytiksliai lygus $A^{1/3} \cdot 1.25 \cdot 10^{-15}$ m. Pvz., tokiu būdu gautume, kad ²³⁸U branduolio dalijimosi į du ¹¹⁹₄₆Pd branduolius kuloninis barjeras yra lygus 250 MeV, t.y., didesnis už dalijimosi metu išsiskiriančią energiją (214 MeV). Esant tokiam dideliam skirtumui tarp barjero "viršūnės" ir skeveldrų energijos, tuneliavimas yra mažai tikėtinas, todėl savaiminis dalijimasis praktiškai nevyksta. Tačiau toks išsiskyrusios energijos bei kuloninio barjero aukščio apskaičiavimas yra labai netikslus, nes: 1) mažai tikėtina, kad branduolys dalysis į vienodas skeveldras; 2) skeveldros turi neutronų perteklių, todėl dalijimosi metu išspinduliuojami ir neutronai (į tai reikėtų atsižvelgti, skaičiuojant skeveldrų pilnutinę ryšio energiją); 3) prielaida apie tai, kad kuloninis barjeras turi trūkį ties $R = R_1 + R_2$, yra neteisinga. Teisingiau būtų naudoti tokios formos barjera, kaip 2.3 pav. Tačiau net ir iš tokio apytikslio skaičiavimo matyti, kad kuloninio barjero aukštis yra apytiksliai lygus energijai, kuri išsiskiria, dalijantis sunkiajam branduoliui. Todėl gamtoje egzistuoja branduoliai, kuriems išsiskyrusi energija yra tik nežymiai mažesnė už kuloninio barjero aukštį, ir skeveldrų tuneliavimo tikimybė yra pakankamai didelė. Tokie branduoliai gali dalytis savaime. Savaime besidalijančių nuklidų pavyzdžiai yra fermio izotopas ²⁵⁶Fm (pusėjimo trukmė 2.6 h) ir kalifornio izotopas ²⁵⁴Cf (pusėjimo trukmė 60.5 d.). Be to, egzistuoja branduoliai, kuriems palyginti lengva suteikti energija, kurios reikia, kad branduolys dalytųsi. Skirtumas tarp potencinio barjero aukščio, kuris trukdo branduoliui dalytis, ir branduolio pagrindinės būsenos energijos yra vadinamas aktyvacijos energija (žr. 2.3 pav.). Kelių nuklidų dalijimosi aktyvacijos energijos: $^{236}U - 6.2 \text{ MeV}$, $^{239}U - 6.6 \text{ MeV}$, $^{240}Pu - 6.6 \text{ MeV}$, 240 6.0 MeV. Norint priversti branduolį dalytis, jam reikia suteikti aktyvacijos energiją.

2.1.3. Branduolio dalijimasis, kurį sukelia neutrono pagavimas

Paprasčiausias būdas suteikti branduoliui aktyvacijos energiją – tai neutrono pagavimas. Apskaičiuosime energiją, kurią gauna branduolys, sugėręs neutroną. Tarkime, kad pirminis branduolys nejuda, o neutronas yra šiluminis, t.y., jo kinetinė energija yra labai maža (kT eilės). Tuomet galima tarti, kad neutronas taip pat nejuda. Vadinasi, sistemos pilnutinė energija lygi rimties energijai

$$E = M_1 c^2 + m_n c^2 = (N+1)m_n c^2 + Zm_p c^2 - E_{R1}$$

čia M_1 yra pirminio branduolio rimties masė, E_{R1} yra pirminio branduolio ryšio energija, N yra neutronų skaičius pirminiame branduolyje, o Z yra jo atominis numeris. Pagal impulso tvermės dėsnį antrinis branduolys taip pat nejuda, t.y., jo kinetinė energija lygi nuliui. Todėl pagal energijos tvermės dėsnį šis reiškinys kartu nusako ir antrinio branduolio pilnutinę rimties energiją. Tą energiją galima išreikšti branduolio pagrindinės būsenos energijos ir **sužadinimo energijos** E^* suma:

$$E = (N+1)m_{n}c^{2} + Zm_{p}c^{2} - E_{R2} + E^{*}.$$

Atėmę pastarąsias dvi lygybes vieną iš kitos, gauname, kad sužadinimo energija yra lygi galutinio ir pradinio branduolio ryšio energijų skirtumui, kurį galima išreikšti atitinkamomis savitosiomis ryšio energijomis:

$$E^* = E_{R2} - E_{R1} = (N+1)\delta E_{R2} - N\delta E_{R1} = \delta E_{R2} - N(\delta E_{R1} - \delta E_{R2}), \qquad (2.1.4)$$

čia δE_{R1} yra pirminio branduolio savitoji ryšio energija, o δE_{R2} yra antrinio branduolio savitoji ryšio energija. Kadangi sunkiųjų branduolių savitoji ryšio energija mažėja, augant masės skaičiui (žr. <u>2.1 pav.</u>), tai $\delta E_{R1} > \delta E_{R2}$. Tačiau branduoliams, kurių masės skaičius skiriasi tik vienetu, šis savitųjų ryšio energijų skirtumas yra nežymus, todėl sužadinimo energija E^* visuomet būna teigiama, ir tik nežymiai mažesnė už antrinio branduolio savitąją ryšio energiją δE_{R2} . Taigi, kai branduolys sugeria neutroną, visuomet gaunamas sužadintas branduolys – net ir tuo atveju, kai neutrono kinetinė energija lygi nuliui. Jeigu neutrono kinetinė energija skiriasi nuo nulio, tuomet ji prisideda prie sužadinimo energijos. Jeigu sužadinimo energija didesnė už aktyvacijos energiją, tuomet branduolys dalijasi. Net jeigu sužadinimo energija yra mažesnė už aktyvacijos energiją, dalijimasis gali vykti, tačiau su sąlyga, kad energijos trūkumas yra pakankamai mažas (kelių dešimtųjų MeV eilės arba mažesnis). Tokiu atveju branduolio skeveldros gali praeiti pro potencinį barjerą dėl tunelinio reiškinio. Apskaičiuosime sužadinimo energijas branduolių, kurie susidaro, kai 235 U arba 238 U branduolys sugeria nejudantį neutroną. Ryšio energijas E_{R2} ir E_{R1} galima apskaičiuoti pagal pusempirinę *Veiczekerio formulę*

$$E_{R} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z(Z-1)A^{-1/3} - \eta (N-Z)^{2}A^{-1} + C, \qquad (2.1.5)$$

čia

$$\alpha = 15.5 \text{ MeV}, \ \beta = 16.8 \text{ MeV}, \ \gamma = 0.72 \text{ MeV}, \ \eta = 23 \text{ MeV},$$
$$C = \begin{cases} +\Delta & \text{jeigu } Z \text{ ir } N \text{ lyginiai;} \\ 0 & \text{jeigu } A \text{ nelyginis;} \\ -\Delta & \text{jeigu } Z \text{ ir } N \text{ nelyginiai;} \end{cases} \Delta \approx \frac{34}{A^{3/4}} \text{ MeV}$$

²³⁶U ir ²³⁵U ryšio energijų skirtumas pagal šią formulę yra lygus 6.7 MeV. Tai yra ²³⁶U branduolio, kuris susidaro, kai ²³⁵U branduolys sugeria šiluminį neutroną, sužadinimo energija. Nustačius ryšio energiją pagal tikrąjį masės defektą, gaunama šiek tiek mažesnė sužadinimo energija: 6.5 MeV. Ši vertė yra didesnė už anksčiau minėtąją aktyvacijos energiją šiam nuklidui (6.2 MeV). Tai reiškia, kad ²³⁵U branduolys, sugėręs šiluminį neutroną, dalijasi. Tokiu pačiu būdu gautume, kad ²³⁹U ir ²³⁸U ryšio energijų skirtumas yra lygus 4.8 MeV (pagal (2.1.5) formulę – 5.2 MeV), o ²³⁹U dalijimosi aktyvacijos energija lygi 6.6 MeV. Vadinasi, jeigu ²³⁸U branduolys sugertų šiluminį neutroną, branduoliui dar trūktų 6.6 – 4.8 = 1.8 MeV tam, kad jis galėtų dalytsis. Todėl šiluminiai neutronai negali sukelti ²³⁸U dalijimosi. Neutrono kinetinė energija turi būti didesnė už

Pagrindinė priežastis, dėl kurios taip skiriasi 236 U ir 239 U sužadinimo energijos, yra paskutinis dėmuo (*C*) Veiczekerio formulėje (2.1.5). 235 U atveju šis dėmuo yra nulinis, o 236 U atveju – teigiamas, todėl šiuo atveju tas dėmuo didina sužadinimo energiją $E_{R2} - E_{R1}$. 238 U atveju tas dėmuo yra teigiamas, o 239 U atveju – nulinis, todėl šiuo atveju tas dėmuo mažina sužadinimo energiją $E_{R2} - E_{R1}$. Taigi, lengviausiai dalijasi tie sunkieji branduoliai, kuriuose yra lyginis skaičius protonų ir nelyginis skaičius neutronų (tokia branduoliai vadinami "lyginiais-nelyginiais"). Praktiniu požiūriu, svarbiausieji nuklidai, kuriems būdinga ši savybė, yra 235 U ir 239 Pu.

2.4 pav. pavaizduota antroji tokios branduolinės reakcijos stadija, po to, kai branduolys absorbavo neutroną. Pasidalijus branduoliui, skeveldros išlekia priešingom kryptim, veikiamos tarpusavio atostūmio jėgos.

2.4 pav. Sunkiojo branduolio dalijimasis pagal lašelinį branduolio modelį

2.1.4. Dalijimosi reakcijos skerspjūvis

Jau žinome, kad aktyvacijos energiją branduolys gauna, sugėręs neutroną. Todėl, kad branduoliai dalytųsi pakankamai dideliu dažniu, reikia, kad būtų pakankamai didelė neutrono sugerties tikimybė. Neutronų sukelto dalijimosi tikimybė priklauso nuo neutrono energijos. Šią tikimybę įprasta apibūdinti, naudojant reakcijos skerspjūvio σ sąvoką: tikimybė, kad neutronas sukels dalijimosi reakcija, nuėjęs atstumą dx aplinkoje, kurioje branduolių koncentracija yra *n*, yra lygi d $P = \sigma \cdot n \cdot dx$. Reakcijos skerspjūvį įprasta išreikšti barnais (1 b = 10⁻²⁴ cm²). Jeigu branduolys dalijasi, sugėręs bet kokios energijos neutroną (pvz., ²³⁵U branduolys), tuomet parankiausia naudoti kuo mažesnės energijos neutronus, nes neutronų sukelto dalijimosi skerspjūvis yra atvirkščiai proporcingas greičiui (žr. <u>1.2 skirsnis</u>). Tai akivaizdu <u>2.5 pav.</u>, kuriame pavaizduota ²³⁵U dalijimosi reakcijos skerspjūvio priklausomybė nuo neutrono energijos (logaritminiame mastelyje). Kadangi $\sigma \sim 1/\nu$, o $\nu \sim \sqrt{E}$, tai $\sigma \sim 1/\sqrt{E}$. Šiluminiams neutronams, kurių vidutinė energija kambario temperatūroje lygi 0,025 eV, dalijimosi reakcijos skerspjūvis yra palyginti didelis (584 b). Taip pat jis yra didelis ir kitų lyginių-nelyginių sunkiųjų branduolių (pvz., ²³⁹Pu atveju jis lygus 742 b). Todėl branduoliniuose reaktoriuose, kurie naudoja ²³⁵U arba ²³⁹Pu kaip pagrindinį kurą, neutronai turi būti lėtinami. Tame pačiame grafike



2.5 pav. Neutronų sukelto dalijimosi skerspjūvio priklausomybė nuo neutrono energijos

pavaizduota ir ²³⁸U dalijimosi reakcijos skerspjūvio energinė priklausomybė. Kaip anksčiau minėta, ²³⁸U branduolys dalijasi, tik sugėręs didesnės už 1 MeV energijos neutroną. Todėl ²³⁸U skerspjūvis praktiškai lygus nuliui, kai neutrono energija mažesnė už 1 MeV.

2.1.5. Neutronų emisija dalijantis sunkiesiems branduoliams

Branduoliai, kurie susidaro, dalijantis sunkiesiems branduoliams, turi neutronų perteklių. Taip yra todėl, kad stabiliųjų branduolių neutronų ir protonų skaičių santykis N/Z didėja, augant masės skaičiui A. Pvz., ²³⁵U branduoliui N/Z = 1,56. Vadinasi, apytiksliai toks pats neutronų ir protonų santykis bus ir ²³⁵U dalijimosi skeveldrose, kurių daugumos A yra tarp 90 ir 150. Tačiau stabiliuose branduoliuose su tokiu A neutronų ir protonų skaičių santykis yra maždaug 1.44, t.y., beveik 10% mažesnis, negu pirminiame branduolyje. Todėl sunkiųjų branduolių dalijimąsi visuomet lydi ir virsmai, kurie mažina neutronų skaičių dalijimosi produktuose. Tokie virsmai yra dviejų rūšių: 1) neutronų emisija; 2) β^- skilimas (jo metu neutronas virsta protonu, t.y., N/Z sumažėja). Praktikoje svarbesnis yra pirmasis vyksmas, nes neutronai, kurie išspinduliuojami dalijantis branduoliui, yra reikalingi grandininei reakcijai palaikyti. Šiuos neutronus galima suklasifikuoti pagal jų atsiradimo momentą. *Momentiniai neutronai* spinduliuojami branduolio dalijimosi momentu, t.y., jie išlekia iš branduolio kartu su dviem dalijimosi skeveldrom (žr. 2.4 pav.). Vidutinis momentinių neutronų skaičius, dalijantis vienam ²³⁵U branduoliui, yra 2,42 (panašus skaičius ir kitiems sunkiesiems branduoliams). Pvz., tipiška ²³⁵U dalijimosi lygtis yra šitokia:

$$^{235}\text{U} + n \rightarrow ^{93}\text{Rb} + ^{141}\text{Cs} + 2n.$$
 (2.1.6)

Tačiau, net ir išspinduliavus momentinius neutronus, dalijimosi skeveldros dar turi didelį neutronų perteklių. Todėl, vykstant dalijimosi produktų β^- skilimui, tai pat gali būti spinduliuojami neutronai. Tokie neutronai vadinami *vėluojančiaisiais neutronais*, nes jie išspinduliuojami per kelių sekundžių laiką nuo pirminio branduolio dalijimosi (šį laiką lemia dalijimosi produktų β^- pusėjimo trukmės). Vėluojantieji neutronai atsiranda tuomet, kai, skylant kažkuriai iš skeveldrų, susidaro sužadintas branduolys, kurio sužadinimo energija yra didesnė už neutrono išlaisvinimo energiją. Pvz., egzistuoja 1.4% tikimybė, kad ⁹³Rb, kuris susidaro reakcijoje (2.1.6), skils į ⁹³Sr sužadintąjį lygmenį, kurio

energija yra 6 MeV. Šis energija yra didesnė už neutrono išlaisvinimo energiją. Todėl kartu su kvantiniais šuoliais į ⁹³Sr pagrindinę būseną (išspinduliuojant γ kvantą) vyksta ir konkuruojantis procesas, kurio metu išspinduliuojamas neutronas ir susidaro ⁹²Sr branduolys (žr. 2.6 pav.).

Nors iš 100 dalijimosi įvykių vidutiniškai tik po vieno atsiranda vėluojantysis neutronas, tačiau šie neutronai vaidina esminį vaidmenį, valdant grandininės reakcijos spartą branduoliniuose reaktoriuose (žr. <u>2.2.6 skirsnis</u>).



2.6 pav. Vėluojančiųjų neutronų emisija, skylant ⁹³Rb.

2.2. Valdoma branduolių dalijimosi reakcija šiluminių neutronų reaktoriuje

2.2.1. Grandininė branduolių dalijimosi reakcija

Branduolinei energetikai ypač didelę reikšmę turi tas faktas, kad, dalijantis sunkiajam branduoliui, išsilaisvina du arba trys neutronai. Siekiant juos atskirti nuo "pirminio" neutrono, kuris sukėlė branduolio dalijimąsi, jie vadinami *antriniais neutronais*. Šie antriniai neutronai gali sukelti kitų branduolių dalijimąsi. Šitaip sukeliama *grandininė reakcija*, kuri ir panaudojama praktikoje.

Grandininės reakcijos procesą apibūdina *neutronų daugėjimo faktorius*. Jeigu kurioje nors grandininės reakcijos kartoje laisvųjų neutronų skaičius yra N_1 , o prieš tai buvusioje kartoje jų buvo N, tada neutronų daugėjimo faktorius lygus $k = N_1/N$. Jeigu k < 1, grandininė reakcija nevyksta. Jeigu k = 1, laisvųjų neutronų skaičius yra pastovus, todėl per laiko vienetą pasidalijančių branduolių skaičius taip pat yra pastovus (tokia reakcija vyksta branduoliniuose reaktoriuose). Jeigu k > 1, tada laisvųjų neutronų skaičius ir pasidalijančių per laiko vienetą branduolių skaičius nuolat didėja, ir gali įvykti sprogimas (toks atvejis realizuojamas atominėse bombose).

Neutronų daugėjimo faktorius priklauso nuo besidalijančio elemento prigimties, jo kiekio ir formos. Antriniai neutronai iki susidūrimo su branduoliu nueina kelių centimetrų atstumą. Todėl, jeigu medžiagos tūris yra mažas, kai kurie neutronai gali išlėkti iš medžiagos nesukėlę dalijimosi reakcijos. Didžiausia neutrono pagavimo tikimybė tada, kai medžiaga yra rutulio formos, nes tada paviršiaus plotas yra mažiausias (taigi, mažiausia neutrono išlėkimo tikimybė). Rutulio formos medžiagos masė, kuriai esant neutronų daugėjimo faktorius yra tiksliai lygus vienetui, vadinama *kritine mase*. Pvz., gryno urano ²³⁵U kritinė masė yra 50 kg. Tai atitinka 17 cm skersmens rutulį. Jeigu urano masė didesnė už kritinę, tada k > 1, grandininė reakcija staiga sustiprėja ir įvyksta sprogimas. Šiuo principu remiantis įrengta atominė bomba. Jos viduje esantis uranas yra išdalytas į keletą dalių, kurių kiekvienos masė mažesnė už kritinę. Reikiamu momentu šios dalys suartinamos, šitaip gaunamas urano rutulys, kurio masė didesnė už kritinę, ir įvyksta sprogimas.

Tačiau net labai gryname gamtiniame urane, kad ir koks būtų jo kiekis, grandininė reakcija nevyksta. Taip yra todėl, kad gamtinis uranas yra dviejų izotopų mišinys: ²³⁸U (99,3 %) ir ²³⁵U (0,7 %). Daugumą neutronų, kurie atsiranda ²³⁵U branduolių dalijimosi metu, absorbuoja ²³⁸U branduoliai. Šių branduolių ypatybė yra ta, kad jų sužadinimo energija, sugėrus šiluminį neutroną, yra beveik dviem megaelektronvoltais mažesnė už aktyvacijos energiją (žr. <u>2.1.3 skirsnis</u>), todėl jie, absorbavę mažesnės nei 1 MeV kinetinės energijos neutroną, nesidalija, o energijos perteklių išspinduliuoja γ kvanto pavidalu (t. y. vyksta spinduliuojamasis neutrono pagavimas). ²³⁵U branduoliai dalijasi absorbavę bet kokios energijos neutroną, tačiau gamtiniame urane izotopo ²³⁵U yra tik 0,7 %, todėl tokio įvykio tikimybė yra maža. Izotopo ²³⁵U dalijimosi įvykių dažnį galima padidinti dviem būdais: 1) dirbtinai padidinus šio izotopo kiekį urane (tai vadinama urano *sodrinimu*); 2) sulėtinus antrinius neutronus. Mat lėtuosius neutronus daug lengviau "pagauna" ²³⁵U branduolys negu ²³⁸U branduolys (žr. <u>2.5 pav.</u>). Todėl, nors šie neutronai daug dažniau susiduria su ²³⁸U branduoliais, kurių yra didžioji dauguma, tačiau didžiąją neutronų dalį vis tiek absorbuoja ²³⁵U branduoliai. ²³⁵U branduoliai. ²³⁵U branduoliai. ²³⁵U branduoliai dauguma, tačiau didžiąją neutronų dalį vis tiek absorbuoja ²³⁵U branduoliai. ²³⁵U

2.2.2. Atominė elektrinė

Branduoliniu reaktoriumi vadinamas įrenginys, kuriame sukeliama valdoma branduolinė grandininė reakcija. Šiuo metu labiausiai paplitę šiluminių neutronų reaktoriai (t. y. reaktoriai, kuriuose branduoliai dalijasi dėl sąveikos su šiluminiais neutronais). Branduolinio reaktoriaus ir elektrinio generatoriaus sistema vadinama *atomine elektrine*. <u>2.7 pav.</u> pavaizduota tipiškos atominės elektrinės, kurios pagrindą sudaro šiluminių neutronų reaktorius, schema. Didžiąją reaktoriaus tūrio dalį užpildo branduolinio kuro ir neutronų lėtiklio mišinys. Per jį cirkuliuoja aušalas, kuris perneša reaktoriuje išsiskyrusią šiluminę energiją į turbiną. Branduolinis kuras dažniausiai būna strypų pavidalo. Strypus supa neutronų lėtiklis.

Daugumoje reaktorių kuras yra natūralusis arba sodrintasis uranas. Aušalas dažnai būna kartu ir lėtiklis (dažniausiai vanduo). Reaktoriaus aktyviąją zoną iš visų pusių supa neutronų reflektorius (atšvaitas). Tai yra medžiaga, kuri silpnai sugeria neutronus, tačiau stipriai juos sklaido, todėl grąžina dalį neutronų atgal į aktyviąją zoną ir taip sumažina neutronų nuostolius. Virš reaktoriaus arba po juo būna valdymo strypai, į kurių sudėtį įeina stipriai neutronus sugeriantys elementai (baris arba kadmis). Pasiekus reikalingą reaktoriaus galią, valdymo strypų padėtis turi būti tokia, kad neutronų daugėjimo faktorius (k) būtų lygus vienetui. Norint padidinti reaktoriaus galią, strypai yra ištraukiami (kad neutronų daugėjimo faktorius k taptų didesnis už 1), o kai galia padidėja iki reikiamos vertės, strypai vėl grąžinami į padėtį, kuri atitinka k = 1. Norint sumažinti reaktoriaus galią, strypai trumpam įstumiami giliau į reaktorių. Šio strypų padėties pakeitimo trukmė – kelios sekundės, nes tokios eilės yra neutronų skaičiaus kitimo reaktoriaus aktyviojoje zonoje laiko konstanta.



2.7 pav. Supaprastinta tipiškos atominės elektrinės schema

2.2.3. Neutronų lėtikliai

Neutronų lėtiklis – tai medžiaga, kuri naudojama greitųjų neutronų energijos sumažinimui iki verčių, kurios artimos šiluminei energijai kT. Iš judesio kiekio ir energijos tvermės dėsnių išplaukia, kad neutronas greičiausiai praranda energija susidurdamas su lengvaisiais branduoliais (pvz., ¹H). Todėl neutronų lėtinimui panaudojama medžiaga, kuri sudaryta iš lengvųjų atomų. Tačiau tai nėra vienintelė salyga, kuria turi atitikti neutronu lėtiklis. Dar reikia, kad būtu didelė neutronu tampriųju susidūrimų su lėtiklio branduoliais tikimybė (t. y. didelis sklaidos skerspjūvis) ir silpna neutronų sugertis. Taigi, yra trys parametrai, kurie apibūdina neutronų lėtiklį: neutronų tampriosios sklaidos skerspjūvis (σ_s), neutronų absorbcijos skerspjūvis (σ_s) ir vidutinis logaritminis energijos dekrementas (ξ) , kuris buvo apibrėžtas 1.3 skirsnyje. Jeigu visų neutronus sklaidančių branduolių masės skaičius A yra vienodas, tada parametro ξ išraiška yra (1.3.14), o kelių nuklidų ξ vertės yra pateiktos <u>1.1 lentelėje</u>. Gero lėtiklio σ_s ir ξ turi būti kuo didesni, o σ_a turi būti kuo mažesnis. <u>2.1 lentelėje</u> (žr. toliau) pateiktos šių parametrų vertės trijų lėtiklių – lengvojo vandens, sunkiojo vandens ir grafito. Kiekvienas iš jų turi savo privalumų ir trūkumų. Lengvasis vanduo yra pigus, o jo σ_s ir ξ yra didesni negu kitų lėtiklių. Tačiau lengvasis vanduo gana intensyviai sugeria neutronus (didelis σ_a), todėl, siekiant kompensuoti šiuos neutronų nuostolius, uranas turi būti sodrinamas, o tai didina pilnutinę reaktoriaus kainą. Sunkiojo vandens parametrai σ_s , σ_a ir ξ yra labai geri, tačiau jis yra brangus. Be to, deuterio branduolys gali absorbuoti neutroną ir virsti tričiu, kuris yra radioaktyvus ir ypač pavojingas biologinėms sistemoms. Grafitas yra pigus ir pakankamai silpnai sugeria neutronus, tačiau anglies branduoliai yra daug sunkesni už vandenilio arba deuterio branduolius, todėl grafito ξ yra palyginti mažas (t. y. reikia palyginti daug susidūrimų su C branduoliais, kol neutrono energija sumažėja iki šiluminės). Kuo mažesnis ξ , tuo didesni reaktoriaus matmenys.

2.1 lentelė. Neutronų lėtiklių parametrai

Medžiaga	Tankis, g/cm ³	$\sigma_{ m s},{ m b}$	$\sigma_{\rm a},{ m b}$	ξ
H_2O	1,0	49,2	0,66	0,920
D ₂ O	1,1	10,6	0,001	0,509
Grafitas	1,6	4,7	0,0045	0,158

2.2.4. Neutronų ciklas šiluminių neutronų reaktoriuje

Tarkime, kad pradiniu laiko momentu reaktoriuje yra N šiluminių neutronų. Tarkime, kad kiekvieną iš tų neutronų absorbuoja kuro branduolys. Jeigu neutronus absorbuotų tik ²³⁵U branduoliai ir jeigu kiekvienas absorbuotas neutronas sukeltų dalijimosi reakciją, tada iš viso atsirastų νN neutronų, kur $\nu = 2,42$ yra vidutinis neutronų skaičius, kuris atsiranda dalijantis ²³⁵U branduoliui. Pastarieji neutronai yra greitieji (tipiška neutrono, kuris išlekia iš branduolio jam dalijantis, energija yra kelių MeV eilės). Jeigu ²³⁵U branduolių dalijimasis būtų vienintelis vyksmas, dėl kurio išnyksta neutronai, tada kiekvienas iš tų νN neutronų vėliau sukeltų kito branduolio dalijimąsi. Vadinasi, šiuo atveju neutronų daugėjimo faktorius būtų lygus ν . Tačiau iš tikro k būna mažesnis už ν , nes laiko tarpe nuo neutrona gali būti prarastas dėl kitos reakcijos – *neutrono pagavimo*. Neutrono pagavimo metu branduolys pagauna neutroną, tačiau nesidalija. Toks pagavimas yra galimas ir branduoliniame kure, ir lėtiklyje, o pagavimo tikimybė (skerspijūvis) priklauso nuo neutronų energijos. Dalijimosi reakcijos skerspijūvis taip pat priklauso nuo neutronų energijos. Todėl neutronų skaičiaus kitimą patogu nagrinėti keturiuose nepriklausomuose neutronų gyvavimo etapuose:

- 1) šiluminių neutronų absorbcija branduoliniame kure (atsirandant antriniams neutronams);
- 2) greitųjų neutronų sąveika su branduoliniu kuru, kol jų energija dar yra didelė (1 MeV eilės);
- 3) neutronų sąveika su branduoliniu kuru, kai neutronų energija yra (1 130) eV;
- 4) šiluminių neutronų sąveika su lėtiklio branduoliais iki absorbcijos branduoliniame kure;

Kadangi šie keturi etapai yra nepriklausomi vienas nuo kito, tai neutronų daugėjimo faktoriaus k išraiškoje kiekvieną iš jų atitinka vienas daugiklis, kurio prasmė – vidutinis neutronų skaičius, kuris lieka, kai vienas neutronas pereina tą gyvavimo etapą. Jeigu duotajame etape neutronų skaičius didėja (tai atitinka 1 ir 2 etapus), tada tas daugiklis yra didesnis už vienetą, o jeigu mažėja (3 ir 4 etapai), tada tas daugiklis yra mažesnis už vienetą. Taigi, norint gauti pilnutinį neutronų daugėjimo faktorių k,

reikia nustatyti minėtuosius keturis dalinius daugiklis ir juos padauginti vieną iš kito. Bendruoju atveju šių daugiklių skaičiavimas yra labai sudėtingas ir priklauso nuo įvairių veiksnių: reaktoriaus geometrijos, lėtiklio ir branduolinio kuro išsidėstymo erdvėje, temperatūros ir kt. Jeigu branduolinis kuras yra išdėstytas strypais, kuriuos supa lėtiklis (toks reaktorius vadinamas *heterogeniniu reaktoriumi*), neutronas po jo atsiradimo visų pirma juda kure, paskui išeina į lėtiklį, o paskui, praradęs didžiąją energijos dalį, pataiko į kuro strypą (kitą arba tą patį, kuriame atsirado) ir yra absorbuojamas. Todėl neutronų energijos spektrai branduoliniame kure ir lėtiklyje yra skirtingi (vaizdžiai kalbant, kuro atomai "mato" mažiau tarpinių energijų neutronų, negu lėtiklio atomai). Be to, heterogeninio reaktoriaus atveju neutronų energijos spektras branduoliniame kure priklauso nuo to, kokiu atstumu nuo strypo paviršiaus jis yra matuojamas, nes didžiąją šiluminių (mažos energijos) neutronų dalį absorbuoja kuro branduoliai, kurie yra arčiau strypo paviršiaus (todėl vidutinė neutronų energija didesniame gylyje yra didesnė). Dėl šių priežasčių heterogeninio reaktoriaus analizė yra daug sudėtingesnė, negu *homogeninio reaktoriaus*, kuriame lėtiklio ir branduolinio kuro atomai yra tolygiai sumaišyti tarpusavyje. Tada visi atomai (ir lėtiklio, ir branduolinio kuro) "mato" tuos pačius neutronus, o tai labai supaprastina skaičiavimus.

1. Paprasčiausia apskaičiuoti pirmąjį iš minėtųjų daugiklių, t. y. vidutinį neutronų skaičių, kuris lieka, kai branduolinis kuras absorbuoja neutroną. Yra galimi tik du neutrono absorbcijos vyksmai – branduolio dalijimasis (jo skerspjūvį žymėsime σ_d) ir neutrono pagavimas (jo skerspjūvį žymėsime σ_p). Kadangi dalijimosi metu atsiranda vidutiniškai ν neutronų, o pagavimo metu neutrono nelieka, tai šis daugiklis yra lygus

$$\eta = v \frac{\sigma_{\rm d}}{\sigma_{\rm d} + \sigma_{\rm p}} \,. \tag{2.2.1}$$

Ši formulė iliustruoja vieną bendrą taisyklę: jeigu krintančioji dalelė ir taikinys gali sąveikauti keliais būdais (pvz., krintantysis neutronas gali būti absorbuotas dėl branduolio dalijimosi arba dėl pagavimo), tada tikimybė, kad sąveika (pvz., absorbcija) bus tiksliai apibrėžtos rūšies (pvz., branduolio dalijimasis), yra apskaičiuojama dalijant tos rūšies sąveikos skerspjūvį (σ_d) iš visų galimų sąveikų (šiame pavyzdyje – absorbcijos rūšių) skerspjūvių sumos (σ_d ir σ_p). Pastaroji suma – tai tų sąveikų pilnutinis skerspjūvis (pvz., $\sigma_d + \sigma_p$ yra lygus pilnutiniam absorbcijos skerspjūviui σ_a). Daugiklio η prasmė – vidutinis greitųjų neutronų skaičius, kuris atitinka vieną branduoliniame kure absorbuotą šiluminį neutroną. Skaičiuojant skerspjūvius σ_d ir σ_p , reikia atsižvelgti į tai, kad branduolinis kuras yra sudarytas iš dviejų urano izotopų, kurių kiekvieno sąveikos su neutronais skerspjūviai yra skirtingi. Tie skerspjūviai pateikti <u>2.2 lentelėje</u> (čia $\sigma_a = \sigma_d + \sigma_p$ yra absorbcijos skaičiavimo taisyklė yra tokia: reikia padauginti kiekvienos rūšies atomų santykinį kiekį (t. y. tos rūšies atomų skaičiaus ir pilnutinio atomų skaičiaus santykį) iš tos rūšies atomų sąveikos skerspjūvio, o paskui tas sandaugas sudėti:

$$\sigma_{\rm d} = 0,0072 \,\sigma_{\rm d} \,(^{235}\,\rm U) + 0,9928 \,\sigma_{\rm d} \,(^{238}\,\rm U) = 4,17 \,\,\rm b\,, \qquad (2.2.2a)$$

$$\sigma_{\rm p} = 0.0072 \,\sigma_{\rm p} (^{235} \,\rm U) + 0.9928 \,\sigma_{\rm p} (^{238} \,\rm U) = 3.43 \,\rm b \,. \tag{2.2.2b}$$

Medžiaga	Tankis, g/cm ³	$\sigma_{ m d}$ (b)	$\sigma_{\!\mathrm{p}},\mathrm{b}$	$\sigma_{\!\mathrm{a}},\mathrm{b}$	$\sigma_{ m s}$
²³⁵ U	18,7	579	101	680	10
²³⁸ U	18,9	0	2,72	2,72	8,3
Natūralus U	18,9	4,17	3,43	7,60	8,3

2.2 lentelė. Šiluminių neutronų sąveikos su urano branduoliais skerspjūviai

Šitaip gauname $\eta = 1,33$. Kadangi ši vertė yra didesnė už 1, tai natūraliojo urano grandininė reakcija gali vykti, jeigu neutronai sulėtinami iki šiluminių energijų. Tačiau ši η vertė yra artima 1, todėl, norint panaudoti natūralųjį uraną kaip branduolinį kurą, reikia imtis specialių priemonių siekiant sumažinti neutronų nuostolius (t. y. padidinti kitus tris daugikliu). Naudojant sodrintąjį uraną, kuriame ²³⁵U dalis padidinta iki 1,6 %, efektinė η vertė yra 1,654, t. y. grandininę reakciją lengviau realizuoti (nes yra leistini didesni neutronų nuostoliai dėl neutronų pagavimo ir nuotėkio iš reaktoriaus).

2. Pradinėje lėtinimo stadijoje, kai neutronų energija dar yra didelė (kelių MeV eilės), šie neutronai gali sukelti ²³⁸U branduolių dalijimąsi (kaip matyti <u>2.5 pav.</u>, ²³⁸U ir ²³⁵U dalijimosi reakcijos skerspjūvis esant tokioms neutrono energijoms yra maždaug 1 b). Kadangi ²³⁸U branduolių yra daug daugiau negu ²³⁵U, tai greitieji neutronai dažniau sukelia ²³⁸U dalijimąsi negu ²³⁵U dalijimąsi. Dėl šio dalijimosi greitųjų neutronų skaičius šiek tiek padidėja. Šį padidėjimą atspindi dar vienas daugiklis neutronų skaičiaus išraiškoje – *sparčiojo dalijimosi koeficientas* ε . Daugiklio vertė gali siekti $\varepsilon \approx 1,03$, tačiau šiluminių neutronų reaktoriuose jis dažnai yra dar artimesnis vienetui, todėl pavyzdžiuose laikysime, kad $\varepsilon = 1$. Įskaičius šį daugiklį, pilnutinis greitųjų neutronų skaičius kitoje kartoje tampa lygus $\eta \varepsilon N$.

3. Greitasis neutronas sulėtėja iki šiluminio greičio po 20–100 tampriųjų susidūrimų su lėtiklio branduoliais (žr. <u>1.1 lentelę</u>). Lėtėjant neutronui dėl susidūrimų su lėtiklio branduoliais, egzistuoja didelė tikimybė, kad kuriuo nors laiko momentu jo energija bus tarp 1 eV ir 130 eV. Kaip matome <u>2.8 pav.</u>, tame energijų intervale ²³⁸U neutronų sugerties skerspjūvio priklausomybėje nuo neutrono energijos yra kelios smailės – *rezonansai*. Tuos maksimumus atitinkantis neutronų sugerties skerspjūvis yra kelių tūkstančių barnų eilės, t. y. daug didesnis negu ²³⁵U dalijimosi skerspjūvis (žr. <u>2.5 pav.</u>). Todėl, kai neutronų energija priklauso minėtam intervalui, stipriai padidėja tikimybė, kad neutroną pagaus ²³⁸U branduolys. Tada neutronas bus prarastas. Šis vyksmas mažina neutronų daugėjimo faktorių *k*. Todėl daugėjimo faktoriaus *k* išraiškoje yra daugiklis, kuris vadinamas *tikimybe išvengti rezonansinio pagavimo* ir žymimas raide *p*: $\eta \epsilon p N$. Įskaičius šį daugiklį, pilnutinis neutronų skaičius kitoje kartoje tampa lygus $\eta \epsilon p N$. Homogeniniame reaktoriuje *p* vertė priklauso nuo trijų dydžių:

- a) vidutinio logaritminio neutrono energijos dekremento (ξ) (taip vadinamas neutrono energijos natūraliojo logaritmo vidutinis sumažėjimas po vieno sklaidos įvykio);
- b) ²³⁸U branduolių koncentracijos N_{238} ir lėtiklio branduolių koncentracijos N_L santykio N_{238} / N_L ;
- c) sklaidos *makroskopinio skerspjūvio* Σ_s , kuris apibrėžiamas kaip vidutinio sklaidos skerspjūvio σ_s ir visų atomų koncentracijos N sandauga:

$$\Sigma_{\rm s} \equiv N\sigma_{\rm s} \,. \tag{2.2.3}$$

Apytikslė homogeninio reaktoriaus daugiklio p išraiška yra tokia:



2.8 pav. Neutronų sąveikos su ²³⁸U branduoliais pilnutinio skerspjūvio priklausomybė nuo neutrono energijos rezonansinio neutronų pagavimo srityje. Smailės atitinka rezonansinį neutronų pagavimą

Kaip ir galima buvo tikėtis, p didėja didėjant $\langle \xi \rangle$ ir Σ_s , nes kuo didesni $\langle \xi \rangle$ ir Σ_s , tuo greičiau mažėja neutrono energija (didėjant $\langle \xi \rangle$, mažėja vidutinis sklaidos įvykių skaičius, kuris reikalingas, kad neutrono energija sumažėtų nuo 130 eV iki 1 eV, o didėjant Σ_s , didėja tikimybė, kad kitas sąveikos įvykis bus neutrono sklaida, o ne neutrono pagavimas). Be to, aišku, kodėl p didėja mažėjant santykiui N_{238} / N_L : kuo šis santykis mažesnis, tuo didesnė tikimybė, kad kitas susidūrimas bus su lėtiklio branduoliu, o ne su ²³⁸U branduoliu. Susidūrimai su lėtiklio branduoliais yra naudingi, nes jų metu neutronas nėra pagaunamas, o yra lėtinamas, todėl galų gale jo energija išeina iš minėtojo "pavojingojo" intervalo (1 – 130) eV. Pvz., jeigu naudojamas reaktorius, kuriame lėtiklis yra grafitas, o uranas yra prisodrintas iki 1,6 % ²³⁵U, ir kuriame $N_{238} / N_L = 1 / 600$, tada p = 0,749.

4. Nors lėtiklyje šiluminių neutronų sugerties skerspjūvis yra labai mažas, tačiau lėtiklio branduolių yra labai daug, todėl pasireiškia šiluminių neutronų sugertis lėtiklyje. Be to, šiluminiai neutronai gali būti sugeriami reaktoriaus struktūros komponentuose (pvz., kuro kasečių sienelėse). Šiluminių neutronų skaičiaus sumažėjimą dėl jų sugerties lėtiklyje ir struktūros komponentuose atspindi ketvirtasis daugiklis – *šiluminio panaudojimo koeficientas* (*f*). Jo prasmė – santykinė dalis šiluminių neutronų, kuriuos absorbuoja branduolinio kuro (t. y. ²³⁵U arba ²³⁸U) branduoliai (likusius neutronus absorbuoja lėtiklio ir kitų medžiagų, kurios įeina į reaktoriaus sudėtį, branduoliai). Bendroji *f* išraiška yra tokia:

$$f = \frac{\Sigma_{a}(K)}{\Sigma_{a}(K) + \Sigma_{a}(L) + \Sigma_{a}(S)} \equiv \frac{N_{K}\sigma_{a}(K)}{N_{K}\sigma_{a}(K) + N_{L}\sigma_{a}(L) + N_{S}\sigma_{a}(S)};$$
(2.2.5)

čia Σ_a yra neutrono absorbcijos makroskopinis skerspjūvis, raidės "K", "L", "S" žymi atitinkamai branduolinį kurą, lėtiklį ir struktūrinius komponentus, o N_K , N_L ir N_S yra atitinkamos branduolių koncentracijos. Ši formulė iliustruoja dar vieną bendrą mišinių analizės taisyklę, kurią reikia taikyti, kai siekiama apskaičiuoti tikimybę, kad krintančioji dalelė (pvz., neutronas) sąveikaus su duotosios rūšies taikiniais (pvz., su branduolinio kuro branduoliais): ta tikimybė apskaičiuojama, dalijant tos rūšies taikiniais makroskopinį skerspjūvį iš visų rūšių taikinių makroskopinių skerspjūvių sumos. Apskaičiuosime f vertę tam pačiam homogeniniam reaktoriui, kuris buvo naudojamas ankstesniame pavyzdyje (lėtiklis – grafitas, sodrinimas 1,6 %, $N_L / N_K = 600$). Tarsime, kad neutronai sugeriami tik kure ir lėtiklyje (t. y. σ_a (S) = 0). Tada:

$$f = \frac{\sigma_{a}(K)}{\sigma_{a}(K) + \frac{N_{L}}{N_{K}}\sigma_{a}(L)} = \frac{\sigma_{a}(K)}{\sigma_{a}(K) + 600\sigma_{a}(L)};$$
(2.2.6)

Lėtiklio absorbcijos skerspjūvis pateiktas <u>2.1 lentelėje</u>: grafito $\sigma_a(L) = 0,0045$ b. Urano izotopų mišinio absorbcijos skerspjūvis skaičiuojamas pagal anksčiau minėtą taisyklę:

$$\sigma_{a} = 0,016 \sigma_{a} (^{235}U) + 0,984 \sigma_{a} (^{238}U) = 13,56 \text{ b}.$$
(2.2.7)

(čia abiejų izotopų absorbcijos skerspjūviai paimti iš <u>2.2 lentelės</u>). Šitaip gauname f = 0,834.

Taigi, šiluminių neutronų, kurie nebuvo sugerti lėtiklyje ir kitose medžiagose, skaičius yra lygus *nɛpfN*. Todėl neutronų daugėjimo faktorius, nepaisant jų nuotėkio iš reaktoriaus, yra lygus

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon p f . \tag{2.2.8}$$

 k_{∞} vertė, kuri atitinka anksčiau minėtą pavyzdį (homogeninis grafito ir urano reaktorius, kuriame uranas prisodrintas iki 1,6 % ²³⁵U, o lėtiklio ir kuro atomų koncentracijų santykis yra 600), yra:

$$t_{\infty} = 1,654 \times 1 \times 0,749 \times 0,834 = 1,033.$$

Vadinasi, tokiame reaktoriuje galima realizuoti valdomą grandininę reakciją, tačiau tam reikėtų pasiekti, kad dėl neutronų nuotėkio iš reaktoriaus būtų prarandama ne daugiau negu 3,3 % neutronų.

Atsižvelgus į neutronų skaičiaus sumažėjimą dėl jų nuotėkio iš reaktoriaus, neutronų daugėjimo faktoriaus išraiškoje atsiranda dar du daugikliai:

$$k = k_{\infty}(1 - l_{g})(1 - l_{s}) = \eta \varepsilon p f (1 - l_{g})(1 - l_{s}); \qquad (2.2.9)$$

čia l_g yra greitųjų neutronų, kurie išeina iš reaktoriaus, ir pilnutinio greitųjų neutronų skaičiaus santykis, o l_s yra šiluminių neutronų, kurie išeina iš reaktoriaus, ir pilnutinio šiluminių neutronų skaičiaus santykis. 2.9 pav. iliustruoja vyksmus, kuriuose dalyvauja neutronai viename reaktoriaus cikle.



2.9 pav. Neutronų skaičiaus kitimas viename branduolinio reaktoriaus cikle

2.2.5. Reaktoriaus optimizavimas

Kuro sodrinimo laipsnį, lėtiklio medžiagą, kuro ir lėtiklio kiekių santykį bei kuro ir lėtiklio tarpusavio išsidėstymą (heterogeniniuose reaktoriuose) siekiama parinkti taip, kad visi minėtieji daugikliai būtų optimalūs (t. y. kad jų sandauga būtų kuo didesnė). Trumpai aptarsime daugiklių p ir f optimizavimo metodus.

Iš ankstesnio skirsnio išplaukia, kad, didėjant lėtiklio ir kuro branduolių koncentracijų santykiui $N_{\rm L} / N_{\rm K}$, daugiklis f mažėja, o daugiklis p didėja. Todėl, esant duotam sodrinimo laipsniui, egzistuoja tam tikra $N_{\rm L} / N_{\rm K}$ vertė, kai k_{∞} yra didžiausias. 2.3 lentelėje pateiktos homogeninio grafito ir urano mišinio daugiklių η , f, p ir k_{∞} vertės, esant įvairioms $N_{\rm L} / N_{\rm K}$ vertėms ir dviem sodrinimo laipsniams: natūralaus urano (0,72 %) ir 1,6 %. Lentelėje matome, kad natūralaus urano atveju nėra tokios $N_{\rm L} / N_{\rm K}$ vertės, kai $k_{\infty} > 1$, t. y. toks reaktorius negali gaminti energiją. Taip yra dėl mažų η ir p verčių. p yra mažas todėl, kad grafito parametras ξ yra mažas, todėl yra palyginti didelė tikimybė, kad neutroną sugers ²³⁸U branduolys, kai neutrono energija yra tarp 1 eV ir 130 eV. Tačiau, net nežymiai padidinus sodrinimo laipsnį, galima pasiekti, kad k_{∞} taptų didesnis už vienetą. Taip yra dėl to, kad padidėja daugiklis p, kuris, kaip matome <u>2.3 lentelėje</u>, beveik nepasikeičia).

Heterogeniniuose reaktoriuose yra lengviau pasiekti didelę p vertę, negu homogeniniuose, nes heterogeniniame reaktoriuje galima optimizuoti ne tik minėtuosius parametrus, bet ir kuro bei lėtiklio tarpusavio išsidėstymą erdvėje. Taip galima pasiekti, kad, kai neutrono energija yra 1–130 eV, jis su daug didesne tikimybe būtų lėtiklyje, negu kure. Kadangi, neutronui judant lėtiklyje, neutrono aplinkoje nėra ²³⁸U branduolių, tai tada nėra įmanomas ir rezonansinis pagavimas. Tipiška p vertė heterogeniniuose reaktoriuose yra 0,9. Tokia palyginti didelė vertė pasiekiama dėl to, kad tokiuose reaktoriuose uranas išdėstytas strypais, kurie atskirti vienas nuo kito lėtiklio sluoksniu. Strypus skiriančio lėtiklio sluoksnio storis turi būti pakankamai didelis, kad neutronų energija, jiems perėjus lėtiklį ir pasiekus gretimą urano strypą, sumažėtų iki verčių, kurios mažesnės už 1 eV. Vidutinis atstumas, kurį turi nueiti neutronas grafite, kad jo energija sumažėtų iki šiluminės energijos, yra maždaug 20 cm. Todėl maždaug toks turi būti atstumas tarp urano strypų, jeigu neutronų lėtinimui naudojamas grafitas. Naudojant lengvąjį arba sunkųjį vandenį, šis atstumas yra kelis kartus mažesnis, nes vandenyje neutrono energija mažėja greičiau. Taigi, reaktoriaus matmenys priklauso nuo lėtiklio parametro ξ (logaritminio energijos dekremento): kuo ξ didesnis, tuo mažesni reaktoriaus matmenys.

Dar viena priežastis, dėl kurios heterogeniniuose reaktoriuose gaunama didesnė p vertė, negu homogeniniuose, yra ta, kad neutronai, kurių energijos yra rezonanso srityje, yra sugeriami ploname kuro sluoksnyje prie kuro strypo paviršiaus. Vadinasi, tie neutronai sąveikauja su labai maža kuro dalimi, o tai reiškia, kad efektinė N_{238} vertė, kuri įeina į p išraišką, sumažėja, dėl ko padidėja p. Dėl šių priežasčių heterogeniniame grafito ir natūralaus urano reaktoriuje galima gauti valdomą grandininę reakciją. Būtent toks buvo pirmasis branduolinis reaktorius, kuris buvo sukurtas 1942 m. Čikagoje. Kuro strypai neturi būti pernelyg stori, nes šiluminiai neutronai taip pat yra sugeriami kure ir, esant pernelyg storiems kuro strypams, neutronai nepasiektų jų centro, t. y. dalis kuro liktų nepanaudota.

$N_{\rm L} / N_{\rm K}$	235	²³⁵ U: 0.72%; $\eta = 1.328$			²³⁵ U: 1.600%; $\eta = 1.654$		
	f	р	k_∞	f	p	k_∞	
100.0	0.944	0.480	0.602	0.968	0.482	0.771	
200.0	0.894	0.599	0.712	0.938	0.601	0.931	
300.0	0.849	0.660	0.744	0.909	0.661	0.995	
400.0	0.808	0.699	0.751	0.883	0.700	1.022	
500.0	0.771	0.727	0.745	0.858	0.728	1.032	
600.0	0.738	0.748	0.733	0.834	0.749	1.033	
700.0	0.707	0.765	0.718	0.811	0.766	1.027	
800.0	0.678	0.778	0.701	0.790	0.779	1.018	
900.0	0.652	0.790	0.684	0.770	0.791	1.007	
1000.0	0.628	0.800° - C	0.667	0.751	0.801	0.994	

2.3 lentelė. Homogeninio grafito-urano reaktoriaus neutronų daugėjimo faktoriaus k_{∞} ir daugiklių η , f, p vertės

2.2.6. Neutronų skaičiaus priklausomybė nuo laiko

Dabar trumpai aptarsime trukmės konstantas, kurios lemia neutronų skaičiaus kitimo spartą pasikeitus neutronų daugėjimo faktoriui. Šios trukmės konstantos praktikoje yra svarbios todėl, kad jos lemia reaktoriaus galios valdymo sistemos sudėtingumą. Mat reaktoriaus šiluminė galia yra proporcinga neutronų skaičiui, o šis skaičius praktikoje valdomas mechaninėmis priemonėmis: į reaktorių nuleidžiami strypai, į kurių sudėtį įeina stipriai šiluminius neutronus sugeriančios medžiagos. Šitaip sumažinamas neutronų daugėjimo faktorius *k*. Kadangi tų strypų nuleidimo trukmė yra kelių sekundžių eilės, tai svarbu, kad, atsitiktinai padidėjus *k*, neutronų skaičius reaktoriuje nespėtų labai padidėti per kelių sekundžių laiką. Priešingu atveju grandininė reakcija galėtų tapti nevaldoma ir galėtų įvykti avarija.

Neutronų skaičiaus kitimo spartą lemia neutrono *vidutinė gyvavimo trukmė* τ (tai yra vidutinis laikas tarp dviejų neutronų kartų). Į šią trukmę įeina lėtinimo trukmė (maždaug 10⁻⁶ s) ir šiluminio neutrono judėjimo iki sugerties trukmė (maždaug 10⁻³ s). Pastaroji trukmė vadinama *difuzijos trukme*. Kadangi difuzijos trukmė yra daug didesnė už lėtinimo trukmę, tai galima teigti, kad laikas τ tarp neutronų kartų yra apytiksliai lygus difuzijos trukmei. Žinant τ vertę ir neutronų daugėjimo faktorių k, galima įvertinti neutronų skaičiaus kitimo spartą. Jeigu laiko momentu t yra N neutronų, tada laiko momentu $t + \tau$ bus kN neutronų, laiko momentu $t + 2\tau$ bus k^2N neutronų ir t. t. Neutronų skaičiaus padidėjimas per nykstamąjį laiko tarpą dt yra lygus

$$dN = (k-1)N\frac{dt}{\tau}$$
(2.2.10)

arba

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \frac{(k-1)N}{\tau} \,. \tag{2.2.11}$$

Šios diferencialinės lygties sprendinys yra

$$N(t) = N_0 e^{(k-1)t/\tau}; (2.2.12)$$

čia N_0 yra neutronu skaičius laiko momentu t = 0. Jeigu k = 1, iš (2.2.12) lygties gauname, kad neutronų skaičius yra pastovus (tai yra pageidaujamoji reaktoriaus veika). Jeigu k < 1, neutronų skaičius eksponentiškai mažėja. Jeigu k > 1, neutronų skaičius eksponentiškai auga su laiko konstanta, kuri lygi $\tau / (k-1)$. T. y. per tokį laiką neutronų skaičius padidėja e ≈ 2.7 karto. Jeigu $\tau = 10^{-3}$ s, tada net jeigu k viršija vieneta labai nedaug (k = 1,001), trukmės konstanta yra 1 s eilės, t. y. per 1 s neutronų skaičius padidėtų beveik 3 kartus. Jeigu k = 1,005, tada trukmės konstanta yra maždaug 0,2 s., t. y. per 1 s neutronų skaičius padidėtų $e^5 \approx 150$ kartų. Būtų pavojinga panaudoti reaktorių, kai neutronų trukmės konstanta yra tokia maža. Laimei, dalis neutronų yra vadinamieji vėluojantieji neutronai (žr. 2.1.5 skirsnis). Vidutinis laikas, kuris praėjo nuo pirminio branduolio dalijimosi iki vėluojančiojo neutrono išspinduliavimo, įeina į vėluojančiojo neutrono gyvavimo trukmę. Įskaičius visas vėluojančiųjų neutronų grupes, nustatyta, kad²³⁵U atveju vėluojančiųjų neutronų vidutinė gyvavimo trukmė yra maždaug 12 s, o jų santykinė dalis pilnutiniame neutronų skaičiuje yra 0,0075 = 0,75%. Momentinių neutronų dalį pilnutiniame neutronų skaičiuje pažymėsime g (²³⁵U atveju g = 100% - 0.75% = 99.25%). Tada, skaičiuojant momentinių neutronų dalį pilnutinio neutronų skaičiaus pokytyje dN, (2.2.10) reiškinyje vietoj k reikia vartoti gk. Jeigu gk < 1 (t. y. jeigu k < 1/g), tada momentinių neutronų nepakanka reakcijai palaikyti. Jeigu k atitinka sąlygą

$$1 < k < \frac{1}{g} \tag{2.2.13}$$

 $(^{235}$ U atveju – kai 1 < k < 1,0075), tada neutronų skaičiaus augimo spartą lemia vėluojančiųjų neutronų trukmės konstanta, kuri yra palyginti didelė. Tada neutronų skaičius kinta palyginti lėtai, todėl jo

valdymas yra palyginti paprastas. Jeigu $k > \frac{1}{g}$, tada neutronų skaičiaus augimą lemia momentiniai

neutronai ir šio augimo sparta yra daug didesnė, negu galiojant (2.2.13) sąlygai.

Taigi, vėluojantieji neutronai labai sulėtina neutronų skaičiaus svyravimus ir kartu palengvina grandininės reakcijos spartos valdymą, tačiau tik tada, kai neutronų daugėjimo faktorius neviršija dydžio 1/g (čia g yra momentinių neutronų skaičiaus ir pilnutinio neutronų skaičiaus santykis). Jeigu k > 1/g, tada reaktoriaus galios didėjimo greitis padidėja tiek, kad avarinė apsauga gali nespėti sureaguoti. Todėl k visada turi būti mažesnis už 1/g. Reaktoriaus veika, kai k = 1/g, vadinama momentine krizine veika.

2.3. Branduolių sintezė

2.3.1. Jvadas

Branduolių sintezė – tai branduolinė reakcija, kurios metu du branduoliai susijungia į vieną. Kaip ir aptardami branduolių dalijimąsi, pradėsime nuo reakcijos energijos. Bet kurio branduolinio vyksmo metu išsiskirianti energija yra lygi reakcijos produktų pilnutinės ryšio energijos ir pradinių branduolių pilnutinės ryšio energijos skirtumui. Pvz., dalijimosi reakcijos energiją nusako (2.1.1) reiškinys. Branduolių sintezės atveju prieš reakciją turime du branduolius (jų ryšio energijas žymėsime E_{R1} ir E_{R2}), o po reakcijos – vieną (jo ryšio energiją žymėsime E_R). Todėl reakcijos energija lygi

$$Q = E_{\rm R} - E_{\rm R1} - E_{\rm R2} \,. \tag{2.3.1}$$

Kaip matome, šio reiškinio pavidalas skiriasi nuo (2.1.1) tik dešiniosios pusės ženklu. Todėl, išreiškus dydį Q branduolių savitosiomis ryšio energijomis, taip pat gaunamas (2.1.2) pavidalo reiškinys, kuriame visų dėmenų ženklai pakeisti į priešingus:

 $Q = A\delta E_{\rm R} - A_1\delta E_{\rm R1} - A_2\delta E_{\rm R2} = A\delta E_{\rm R} - A_1\delta E_{\rm R1} - (A - A_1)\delta E_{\rm R2} = A_1(\delta E_{\rm R2} - \delta E_{\rm R1}) + A(\delta E_{\rm R} - \delta E_{\rm R2});$ (2.3.2) čia A_1 yra pirmojo branduolio masės skaičius, o A yra galutinio branduolio masės skaičius. Šio reiškinio analizė yra analogiška (2.1.2) reiškinio analizei: kadangi Q ženklą lemia antrojo skirtumo ($\delta E_{\rm R} - \delta E_{\rm R2}$) ženklas, tai branduolių sintezė yra energiškai naudinga tada, kai galutinio branduolio savitoji ryšio energija yra didesnė už pirminių branduolių savitąją ryšio energiją. Tai reiškia, kad A_1 ir A_2 vertės turi būti toje 2.1 pav. kreivės srityje, kurioje savitoji ryšio energija didėja didėjant A. Tai atitinka lengvuosius branduolius ($A_1 + A_2 < 56$).

Kaip energijos šaltinis, branduolių sintezė turi kelis privalumus, palyginti su branduolių dalijimusi: lengvųjų branduolių yra labai daug (pvz., ¹H), o branduolių sintezės produktai dažniausiai yra stabilieji branduoliai (kaip žinome, branduolių dalijimosi produktai yra radioaktyvūs). Tačiau yra ir vienas trūkumas: norint sujungti du lengvuosius branduolius, reikia įveikti Kulono potencialo barjerą, kuris atsiranda dėl jų Kulono stūmos (tuo tarpu neutronams, kurie sukelia branduolių dalijimąsi, Kulono potencialo barjeras neegzistuoja). Energiją, kurią reikia suteikti branduolių sintezės reakcija, kuri vyksta dėl medžiagai suteiktos šilumos, yra vadinama *termobranduoline sinteze*.

Termobranduolinės sintezės reakcija nėra grandininė reakcija (palyginimas – branduolių dalijimosi reakcija yra grandininė reakcija: žr. <u>2.2.1 skirsnis</u>). Termobranduolinės sintezės reakcija gali vykti tik aukštos temperatūros ir didelio slėgio plazmoje. Todėl nėra pavojaus, kad, sugedus valdymo sistemai, reakcija taps nevaldoma: įvykus tokiam gedimui, plazma neišvengiamai atšals ir reakcija nutrūks. Tai yra dar vienas termobranduolinės sintezės privalumas, palyginti su branduolių dalijimusi.

Kadangi Kulono potencialo barjero aukštis yra proporcingas reaguojančiųjų branduolių krūvių sandaugai (žr. (2.3.11)), tai lengviausia realizuoti mažiausio krūvio branduolių, t. y. vandenilio arba helio izotopų, sintezę. Toliau yra pateikti keli tokių sintezės reakcijų pavyzdžiai (skliaustuose nurodytas išsiskiriantis energijos kiekis):

deuterio-deuterio (D-D) reakcijos (žymuo "d" reiškia ²H, o "t" reiškia ³H):

$d + d \rightarrow {}^{4}He + \gamma$	arba	$d(d,\gamma)^{4}$ He	(Q = 23, 8 MeV)
$d + d \rightarrow {}^{3}He + n$	arba	$d(d,n)^{3}He$	(Q = 3,3 MeV)
$d+d \longrightarrow t+p$	arba	d(d,p)t	(Q = 4,0 MeV)
deuterio-tričio (D-T) rea	akcija:		
$d + t \rightarrow {}^{4}He + n$	arba	$t(d,n)^{4}He$	(Q = 17, 6 MeV)
deuterio-helio reakcija:			
$d + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{4}\text{He} + p$	arba	³ He(d,p) ⁴ He	(Q = 18,35 MeV)

Vertinant skirtingas branduolių sintezės reakcijas praktiniu požiūriu, reikia atsižvelgti į šiuos tris parametrus:

1) reakcijos produktų kinetinė energija,

2) reakcijos skerspjūvis,

3) optimali temperatūra, kuri reikalinga reakcijai vykdyti.

Toliau tie parametrai nagrinėjami smulkiau.

2.3.2. Branduolių sintezės reakcijos produktų kinetinė energija

Visose Žemės sąlygomis pasiekiamose sintezės reakcijose pirminių branduolių kinetinės energijos yra lygios 1–30 keV, t. y. daug mažesnės už išsiskyrusią energiją. Todėl apytiksliai galima teigti, kad pirminių branduolių kinetinė energija lygi nuliui, o reakcijos produktų pilnutinė kinetinė energija yra lygi anksčiau minėtai reakcijos energijai Q. Pažymėjus reakcijos metu susidariusį branduolį raide Y, o lengvąją dalelę – raide x, galime užrašyti

$$\frac{m_{\rm x}v_{\rm x}^2}{2} + \frac{m_{\rm Y}v_{\rm Y}^2}{2} \approx Q.$$
 (2.3.3)

Kadangi reakcijos produktų judesio kiekiai visada būna daug didesni už pirminių branduolių judesio kiekius, tai apytiksliai galima teigti, kad pilnutinis judesio kiekis yra lygus nuliui, t. y.

$$m_{\rm x}\upsilon_{\rm x} = m_{\rm Y}\upsilon_{\rm Y}\,.\tag{2.3.4}$$

Iš (2.3.3) ir (2.3.4) lygčių galime išreikšti reakcijos produktų energijas:

$$\frac{1}{2}m_{\rm x}v_{\rm x}^2 = \frac{Q}{1+m_{\rm x}/m_{\rm Y}},\tag{2.3.5}$$

$$\frac{1}{2}m_{\rm Y}v_{\rm Y}^2 = \frac{Q}{1+m_{\rm Y}/m_{\rm x}}\,.$$
(2.3.6)

Matome, kad didesniąją energijos dalį nusineša lengvesnioji dalelė:

$$\frac{\frac{1}{2}m_{\rm x}v_{\rm x}^2}{\frac{1}{2}m_{\rm y}v_{\rm y}^2} = \frac{m_{\rm y}}{m_{\rm x}}.$$
(2.3.7)

Pvz., D-T reakcijoje 80 % visos išsiskyrusios energijos nusineša neutronas, nes jo masė yra 4 kartus mažesnė už ⁴He masę. D-D reakcijose, kuriose išspinduliuojamas neutronas arba protonas, jis nusineša 75 % energijos. D-D reakcijoje, kurioje išspinduliuojamas γ kvantas, jis nusineša beveik visą išsiskyrusią energiją (šiuo atveju (2.3.3) – (2.3.7) formulės netinka, nes fotonas juda šviesos greičiu ir jo impulsas yra lygus jo energijos ir šviesos greičio santykiui). Todėl pastaroji reakcija nėra naudinga praktiniu požiūriu: tokios didelės energijos γ spinduliuotė yra labai skvarbi, todėl didesnioji jos dalis paliktų reakcijos sritį ir būtų neįmanoma panaudoti šią energiją reakcijos srities kaitinimui.

2.3.3. Branduolių sintezės reakcijos skerspjūvis

Didžiausią galimą dviejų branduolių susijungimo reakcijos skerspjūvį išreiškia ta pati formulė, kaip ir neutrono pagavimo reakcijos, t. y. (1.2.10):

$$\sigma = \pi (R + \hat{\mathcal{X}})^2 \,. \tag{2.3.8}$$

Žodžiai "didžiausias galimas" reiškia, kad ši išraiška nepaiso branduolių Kulono stūmos, kuri sumažina reakcijos skerspjūvį. Kaip ir neutrono pagavimo reakcijos atveju, *R* yra reaguojančių branduolių spindulių suma, o $\hat{\lambda}$ yra redukuotasis bangos ilgis, kuris apskaičiuojamas pagal (1.2.9) ir (1.2.8) formules. Reikia turėti omenyje, kad (1.2.8) formulėje *m* yra *redukuotoji masė* $m = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$, kur m_1 ir m_2 yra abiejų branduolių masės, o v yra *reliatyvusis greitis*, t. y. vieno branduolio greitis kito branduolio atžvilgiu. T. y. λ reiškia tam tikros "efektinės" dalelės, kurios masė lygi redukuotajai masei *m*, o greitis lygus reliatyviajam greičiui v, bangos ilgį. Reaguojančiųjų branduolių spindulių suma *R* yra 10⁻¹⁵ m eilės. Esant 10 keV protono energijai, jo redukuotasis bangos ilgis $\hat{\lambda}$ yra maždaug 5·10⁻¹⁴ m, t. y. eile didesnis už *R*. Todėl skerspjūvio išraiškoje (2.3.8) galima nepaisyti *R*:

$$\sigma \approx \pi \lambda^2 = \frac{h^2}{4\pi m^2 \upsilon^2}.$$
(2.3.9)

Skerspjūvio išraišką (2.3.9) reikia modifikuoti atsižvelgiant į reaguojančių branduolių Kulono stūmą. Branduolių Kulono stūmos energija yra lygi

$$U(r) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{r}; \qquad (2.3.10)$$

čia r yra atstumas tarp branduolių. Kulono potencialo barjero aukštis – tai U(r) vertė, kai branduoliai liečia vienas kitą (žr. 2.10 pav.):



2.10 pav. Kulono potencialo barjeras branduolių sintezei. Potencialo barjeras atsiranda todėl, kad intervale r < R branduoliai yra susijungę dėl branduolinės traukos jėgos, o intervale r > R tarp jų veikia Kulono stūmos jėga

$$U_{c} = \frac{e^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}} \frac{Z_{1}Z_{2}}{R_{1} + R_{2}}; \qquad (2.3.11)$$

čia R_1 ir R_2 yra branduolių spinduliai, o Z_1e ir Z_2e yra jų krūviai. Kulono potencialo barjeras yra mažiausias vandenilio izotopų branduoliams (0,4 MeV), tačiau ir tada jis lieka daug didesnis už reaguojančių branduolių kinetinę energiją, kuri praktikoje būna 10 keV eilės. Tačiau tai nereiškia, kad branduolinė reakcija nevyksta, nes branduoliai gali prasiskverbti pro šį barjerų dėl kvantinio *tunelinio efekto*. Todėl skerspjūvio išraiškoje atsiranda daugiklis *D*, kuris nusako šio "tuneliavimo" tikimybę (ji vadinama potencialo barjero *skaidriu*):

$$\sigma \approx \frac{h^2}{4\pi m^2 v^2} D; \qquad (2.3.12)$$

Potencialo skaidrio išraiška, kuri gaunama kvantinės mechanikos metodais (išsprendus Šrėdingerio lygtį), remiantis prielaida, kad potencialo barjero plotis yra daug didesnis už bangos ilgį λ , yra šitokia:

$$D = e^{-2G}; (2.3.13)$$

čia G yra vadinamasis Gamovo faktorius:

$$G = \frac{1}{\hbar} \int_{R}^{R'} \sqrt{2m(U(r) - E)} dr ; \qquad (2.3.14)$$

R turi tą pačią prasmę kaip ir anksčiau (atstumas tarp besiliečiančių branduolių centrų), o *R'* yra atstumas, kur krintančio branduolio energija tampa lygi Kulono stūmos energijai, t. y. lygties U(r) = E sprendinys (žr. 2.10 pav.):

$$R' = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E} \,. \tag{2.3.15}$$

Irašę (2.3.15) į (2.3.14) ir apskaičiavę integralą, gauname:

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2 E} \cdot \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\varepsilon_0}} [\arccos\sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)}]; \qquad (2.3.16)$$

čia $x = R / R' = E / U_c$. Kaip minėta, $x \ll 1$, todėl reiškinys laužtiniuose skliaustuose yra apytiksliai lygus $\pi/2$. Kadangi $m/E = 2/v^2$, tai gauname tokią Gamovo faktoriaus išraišką:

$$G \approx \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\pi Z_1 Z_2}{\hbar\upsilon} = \frac{e^2}{4\varepsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{\hbar\upsilon} \,. \tag{2.3.17}$$

Įrašius G išraišką (2.3.17) į barjero skaidrio D išraišką (2.3.13), o paskui įrašius barjero skaidrio išraišką į reakcijos skerspjūvio σ išraišką (2.3.12), gaunama formulė, kuri nusako šio skerspjūvio priklausomybę nuo branduolių reliatyviojo greičio v:

$$\sigma \approx \frac{h^2}{4\pi m^2} \cdot \frac{1}{\nu^2} \exp\left(-\frac{e^2}{2\varepsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{\hbar \nu}\right).$$
(2.3.18)

Iš tikro proporcingumo koeficientas prieš $1/v^2$ yra kitoks, nes (2.3.18) formulė buvo išvesta remiantis keliomis pernelyg netiksliomis prielaidomis, tačiau bendrasis skerspjūvio priklausomybės nuo branduolių reliatyviojo greičio v pavidalas yra toks, kokį numato (2.3.18) formulė, t. y.

$$\sigma \sim \frac{1}{\nu^2} e^{-2G}; \qquad G \sim \frac{1}{\nu}. \tag{2.3.19}$$

Didėjant v, daugiklis prieš eksponentę ir eksponentės rodiklio modulis mažėja. Kadangi eksponentės rodiklis yra neigiamas, tai, didėjant v, eksponentinis daugiklis didėja. Kai greitis v yra mažas (t. y. kai $G \gg 1$), reiškinio $\exp(-2G)$ priklausomybė nuo v yra daug stipresnė už reiškinio $1/v^2$ priklausomybę nuo v, todėl σ didėja didėjant branduolių reliatyviajam greičiui v. Fizikinė šio σ didėjimo priežastis yra ta, kad, didėjant E, mažėja potencialo barjero plotis R' - R ties E (žr. 2.10 pav.).

2.3.4. Reakcijos spartos priklausomybė nuo temperatūros

Iki šiol buvo aptariamas mikroskopinis įvykis: dviejų branduolių reakcija. Praktikoje reikia žinoti tokių įvykių skaičių per laiko vienetą makroskopiniame tūryje, kuriame yra vykdoma ta reakcija, net tas skaičius lemia svarbiausią praktinę reakcijos charakteristiką – reakcijos šiluminę galią (t. y. per laiko vienetą išsiskiriančią energiją). Reakcijos įvykių skaičius per laiko vienetą yra vadinamas **reakcijos sparta**. Reakcijos sparta gali būti apibrėžta tūrio vienetui arba duotam tūriui V. Jeigu visų branduolių reliatyvieji greičiai būtų vienodi (pvz., jeigu I rūšies branduoliai nejudėtų, o II rūšies branduoliai judėtų vienodu greičiu), tada reakcijos sparta (apskaičiuota tūrio vienetui) būtų lygi $\Phi = n_1 n_2 \sigma v$, čia n_1 ir n_2 yra reaguojančių branduolių koncetracijos (t. y. jų skaičiai vienetiniame tūryje), o v yra jų reliatyvusis greitis. Tačiau iš tikro reaguojančių branduolių reliatyvusis greitis v yra nėra pastovus, o yra pasiskirstęs pagal Maksvelo skirstinį. Kadangi reakcijos skerspjūvis σ stipriai priklauso nuo greičio (žr. (2.3.18)), tai reikia modifikuoti du paskutinius daugiklius reakcijos spartos Φ išraiškoje: sandaugą σv reikia pakeisti jos statistiniu vidurkiu $\langle \sigma v \rangle$ visų galimų greičio verčių atžvilgiu:

$$\Phi = n_1 n_2 \langle \sigma \upsilon \rangle \,. \tag{2.3.20}$$

Bendroji statistinio vidurkio apskaičiavimo taisyklė yra tokia: jeigu funkcijos f(x) argumentas x yra atsitiktinis dydis, kurio tikimybės tankis p(x), tada funkcijos f statistinis vidurkis $\langle f \rangle$ yra lygus sandaugos p(x)f(x) integralui x atžvilgiu nuo mažiausios galimos x vertės iki didžiausios galimos x vertės. Šiuo atveju funkcija, kurios statistinį vidurkį reikia apskaičiuoti, yra $\sigma(v)v$, o jos argumentas yra reliatyvusis greitis v. Todėl

$$\langle \sigma v \rangle = \int_{0}^{\infty} p(v)\sigma(v)v dv , \qquad (2.3.21)$$

čia p(v) yra reliatyviojo greičio tikimybės tankis. Sąlygomis, kuriomis yra vykdoma termobranduolinė sintezė, visi atomai yra jonizuoti, ir branduolinis kuras yra *plazmos* būsenos, t. y. elektriškai neutralus laisvų branduolių ir elektronų mišinys, kuris yra termodinaminėje pusiausvyroje. Todėl reliatyvusis greitis v yra pasiskirstės pagal Maksvelo skirstinį, kurio tikimybės tankis (normavimo daugiklio tikslumu) yra lygus

$$p(v) \sim v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right),\tag{2.3.22}$$

čia k yra Bolcmano konstanta, o T yra absoliučioji temperatūra. Pagal bendrąją tikimybės tankio apibrėžtį, p(v)dv yra tikimybė, kad reliatyvusis greitis bus tarp v ir v + dv, Tikimiausias greitis (t. y. greitis, kai p(v) yra maksimalus) atitinka kinetinę energiją $mv^2/2 = kT$. Kambario temperatūroje (kai T = 295 K) kT yra maždaug 0,025 eV. Netgi karštoje krosnyje kT neviršija kelių dešimtųjų elektronvolto dalių. Tokios energijos gali pakakti tam, kad dvi molekulės įveiktų kelių eV aukščio potencialo barjerą, kuris trukdo vykti cheminėms reakcijoms, tačiau tokia energija yra per maža, kad galėtų vykti termobranduolinė sintezė. Taip yra dėl anksčiau minėtos eksponentinės skerspjūvio σ priklausomybės nuo atvirkštinio greičio 1/v (žr. (2.3.19)). Išsiaiškinsime, kokia turėtų būti branduolių mišinio temperatūra, kad reakcijos sparta būtų pakankamai didelė praktiniams taikymams. Tam visų pirma reikia nustatyti reikalingą reakcijos spartos didumo eilę. Šiuolaikinių branduolinių jėgainių šiluminė galia yra ~10⁹ W eilės. Akivaizdu, kad šiluminė galia yra lygi per laiko vienetą sintezuojamų branduolių skaičiaus ir vieno branduolio sintezės metu išsiskiriančio energijos kiekio Q sandaugai. Kadangi reakcijos sparta Φ yra apibrėžta tūrio vienetui, tai šiluminė galia, atitinkanti visą tūrį V, kuriame vykdoma reakcija, yra lygi

$$W = \Phi V Q \tag{2.3.23}$$

(nepainioti šiluminės galios žymėjimo W su jos SI matavimo vieneto – vato – žymėjimu W). Įrašius reakcijos spartos išraišką (2.3.20) į (2.3.23) formulę ir išreiškus $\langle \sigma v \rangle$, išvedama ši lygybė:

$$\langle \sigma \upsilon \rangle = \frac{W}{n_1 n_2 V Q} \,. \tag{2.3.24}$$

Reakcijos šiluma Q yra kelių MeV eilės (žr. 2.3.1 skirsnis), t. y. ~10⁻¹² J. Tūris V, kuriame vykdoma termobranduolinė sintezė, yra ~100 m³ eilės, o branduolių koncentracija plazmoje (n_1 ir n_2) yra



2.11 pav. Vidurkio $\langle v\sigma \rangle$ vertės kelioms sintezės reakcijoms (iš [4])



2.12 pav. Maksvelo skirstinio tikimybės tankio p ir reliatyviojo greičio v bei reakcijos skerspjūvio σ sandaugos $v\sigma$ priklausomybė nuo v

pointegralinės funkcijos $p(v)\sigma(v)v$ maksimumas pasislenka į didesnių greičių pusę, o šios sandaugos vertė prie to maksimumo padidėja. Todėl vidurkis $\langle \sigma v \rangle$ taip pat padidėja. Taigi, reakcijos sparta (2.3.20) didėja kylant temperatūrai. Kai kT = (1-100) keV, $\langle \sigma v \rangle$ vertė D-T reakcijai yra 10–100 kartų didesnė negu D-D reakcijai (žr. 2.11 pav.). Todėl šia prasme D-T reakcija yra perspektyviausia kuriant termobranduolinį reaktorių.

2.3.5. Valdomos termobranduolinės reakcijos sąlygos

Valdoma termobranduolinė reakcija kol kas dar nėra realizuota. Egzistuoja kelios tarpinės stadijos, kurias reikia pereiti norint realizuoti valdomą branduolių sintezę. Viena iš tokių stadijų – tai vadinamasis *lygybės taškas* (angl. *break-even point*), t. y. tokios sąlygos, kai dėl branduolių sintezės per laiko vienetą išsiskiriantis energijos kiekis yra lygus galiai, kurią reikia išeikvoti tam, kad būtų palaikomi plazmos temperatūra bei slėgis. D-T plazmoje reakcijos produktai yra neutronai ir α dalelės. α dalelių siekis medžiagoje yra mažas, todėl jos lieka plazmoje ir atiduoda jai savo kinetinės energijos perteklių. Neutronai yra silpnai sugeriami, todėl didžioji jų dalis palieka reakcijos sritį nusinešdami dalį išsiskyrusios kinetinės energijos. Todėl, net ir pasiekus bei perėjus lygybės tašką, reaktoriuje lieka

 $\sim (10^{20} - 10^{21}) \text{ m}^{-3}$ eilės. Įrašius šias vertes ir reikalingą *W* didumo eilę ($\sim 10^9 \text{ W}$) į (2.3.24) formulę, apskaičiuojama:

 $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}.$ (2.3.25)2.11 pav. yra pavaizduota kelių sintezės reakciju skerspjūvio ir atitinkamo reliatyviojo greičio sandaugos vidurkio $\langle \sigma v \rangle$ priklausomybė nuo temperatūros, apskaičiuota pagal (2.3.21) formulę, naudojant tikslias skerspjūvio σ vertes (tikslesnes už tas, kurios gaunamos pagal (2.3.18) formulę). Matome, kad reikalinga to vidurkio didumo eilė (2.3.25) yra pasiekiama tik tada, kai kT yra ~10 keV eilės arba didesnė. Tai atitinka 10⁸ K eilės temperatūra.

Net ir 10^8 K eilės temperatūroje tikimiausias reliatyvusis greitis (t. y. v vertė, kuri atitinka Maksvelo skirstinio tikimybės tankio (2.3.22) maksimumą) yra pernelyg mažas, kad to greičio branduoliai reaguotu pakankamai dideliu dažniu. Tai reiškia, kad didžioji dalis reaguojančiu branduolių yra branduoliai, kurių greičiai yra daug didesni už tikimiausiąji greitį. Tie greičiai yra dešiniajame Maksvelo skirstinio krašte, kuriame tikimybės tankis eksponentiškai mažėja didėjant p(v)greičiui v. (žr. 2.12 pav.). Taigi, bet kuriuo laiko momentu gali reaguoti tik labai maža dalis branduolinio kuro. Daugumos branduolių, kurie "tuneliuoja" pro potencialo barjerą ir reaguoja su kitu branduoliu, greičiai vra arti pointegralinės funkcijos $p(v)\sigma(v)v$ maksimumo (brūkšninė linija 2.12 pav.). Kaip parodyta 2.12 pav., tame intervale p(v) mažėja, o $\sigma(v)v$ didėja. Pakėlus temperatūrą, p(v)mažėja lėčiau (žr. (2.3.22)), todėl

mažiau energijos negu jos išsiskiria branduolių sintezės metu. Taigi, reikia eikvoti energiją tam, kad būtų palaikomi plazmos temperatūra bei slėgis. Kita stadija – tai **uždegimo taškas** (angl. *ignition point*) t. y. tokios sąlygos, kai α dalelių, kurios susidaro reakcijos metu, energijos pakanka tam, kad būtų palaikomos reakcijos sąlygos. Perėjus uždegimo tašką, išoriniai energijos šaltiniai tampa nereikalingi, t. y. visą reikalingą energiją generuoja pats termobranduolinis reaktorius.

Prieš pasiekiant lygybės tašką arba uždegimo tašką, reikia sugebėti išlaikyti plazmą reakcijos sąlygomis pakankamai ilgai, kad branduolių sintezės metu išsiskyrusi energija viršytų energiją, kuri buvo išeikvota sukuriant tą plazmą. Šį reikalavimą 1955 m. matematiškai suformulavo britų fizikas Dž. D. Lousonas (*Lawson*), todėl tas reikalavimas yra vadinamas *Lousono kriterijumi*¹. Išvesime šią sąlygą.

Per laiką τ tūrio vienete dėl branduolių sintezės reakcijos išsiskyręs energijos kiekis yra lygus

$$E_{\rm r} = \Phi Q \tau = n_1 n_2 \langle \sigma \upsilon \rangle Q \tau \,. \tag{2.3.26}$$

Jeigu I ir II rūšies branduoliai yra skirtingi (kaip D-T plazmoje), tada, tarus, kad $n_1 = n_2 = n/2$, (2.3.26) lygybę galima užrašyti šitaip:

$$E_{\rm r} = \Phi Q \tau = \frac{n^2}{4} \langle \sigma \upsilon \rangle Q \tau \,. \tag{2.3.27}$$

Kadangi plazma yra termodinaminės pusiausvyros, tai vienos dalelės (elektrono arba branduolio) vidutinė kinetinė energija yra lygi 3kT/2. Branduolių koncentracija yra n, tokia pati yra ir elektronų koncentracija (nes teigiame, kad reaguoja vandenilio izotopai). Todėl pilnutinė dalelių koncentracija yra 2n, ir plazmos tūrio vieneto energija yra lygi

$$E_{\rm p} = 3nkT \,. \tag{2.3.28}$$

Lousono kriterijus yra $E_r > E_p$. Atsižvelgus į (2.3.27) ir (2.3.28), ši nelygybė įgyja tokį pavidalą:

$$n\tau > \frac{12kT}{\langle \sigma \upsilon \rangle Q} \,. \tag{2.3.29}$$

Pvz., jeigu D-T plazmos temperatūra yra kT = 20 keV, tada iš <u>2.11 pav.</u> gauname, kad $\langle \sigma v \rangle = 4,5 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3$ /s. Įrašę šią vertę į (2.3.29), gauname $n\tau > 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ /s. Pvz., jeigu $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, tada plazmos išlaikymo trukmė turi būti ilgesnė už 0,3 s.

2.3.6. Magnetinis plazmos išlaikymas

Kadangi termobranduolinė reakcija vyksta labai aukštos temperatūros plazmoje, tai svarbu izoliuoti plazmą nuo kameros, kurioje ji yra, sienelių. Kuriant termobranduolinį reaktorių, daugiausia dėmesio skiriama vadinamajam *magnetiniam plazmos išlaikymui*. Magnetinis plazmos išlaikymo būdas remiasi tuo, kad plazma yra sudaryta iš elektringųjų dalelių, kurias įmanoma išlaikyti uždaroje erdvės srityje naudojant specialios konfigūracijos magnetinį lauką.

Magnetiniame lauke elektringąją dalelę, kurios krūvis q, veikia Lorenco jėga

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{q}\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \; ; \tag{2.3.30}$$

čia $v \times B$ yra dalelės greičio vektoriaus v ir magnetinės indukcijos vektoriaus B vektorinė sandauga. Iš (2.3.30) išplaukia, kad magnetiniame lauke dalelę veikianti jėga visada yra statmena dalelės judėjimo krypčiai ir magnetinės indukcijos krypčiai. Todėl vienalyčiame magnetiniame lauke dalelė juda spirale arba apskritimu aplink magnetinio lauko linijas (žr. <u>2.13 pav.</u>). Taigi, vienalytis magnetinis laukas apriboja dalelės judėjimą plokštumoje, kuri statmena lauko krypčiai. Judėjimui išilgai lauko apribojimų nėra. Tačiau plazmos išlaikymui dalelių judėjimas turėtų būti apribotas ir lauko kryptimi. Tam galima panaudoti vadinamuosius **magnetinius veidrodžius**, kuriuose palyginti silpno lauko sritis yra tarp dviejų stipraus lauko sričių (taigi, magnetinis laukas yra nevienalytis). Kaip parodyta <u>2.13 pav.</u>, judant iš silpno lauko srities į stipraus lauko sritį, magnetinės indukcijos linijos sutankėja, o tai reiškia, kad jos užlinksta. Kadangi dalelę veikianti jėga visada statmena lauko krypčiai, tai dėl tokio linijų užlinkimo atsiranda jėgos komponentė, kuri nukreipta nuo stipraus lauko srities į silpno lauko sritį (žr. <u>2.13 pav.</u>). Ši jėga neleidžia dalelėms išeiti iš silpno lauko srities.

¹ Lousono kriterijų lengviau įgyvendinti negu lygybės tašką, nes lygybės taško atveju yra lyginamos *per laiko vienetą* išsiskirianti energija ir *per laiko vienetą* išeikvojama energija, o Lousono kriterijaus atveju yra lyginamos *pilnutinė* išsiskyrusioji energija ir *pilnutinė* plazmos energija. Taigi, Lousono kriterijus neriboja laiko, per kurį buvo sukurta plazma, ir tas laikas gali būti daug ilgesnis už branduolių sintezės trukmę.



2.13 pav. Teigiamojo elektros krūvio (Q) dalelės judėjimas magnetiniame veidrodyje. Dalelė juda iš vienalyčio magnetinio lauko srities (kairėje) į stiprėjančio lauko sritį (dešinėje) (iš [4])



2.14 pav. (a) Toroidinis magnetinis laukas B, kurį sukuria srovė *i*, tekanti aplink torą apsivijusia rite (paveiksle pavaizduotos kelios tos ritės vijos). (b) Poloidinis laukas, kurį sukuria srovė, tekanti išilgai toro ašies. (c) Toroidinio ir poloidinio laukų suma (iš [4])



2.15 pav. Toro pjūvis išilgai plokštumos, kuri statmena toroidinio magnetinio lauko linijoms. Magnetinio lauko indukcija B (ji nukreipta į brėžinio plokštumą) mažėja, didėjant atstumui r nuo toro centro (jį atitinka taškas C 2.14a pav.). (a) Dalelių judėjimas brėžinio plokštumoje (judėjimas B kryptimi neparodytas). (b) Magnetinė (F_B) ir elektrostatinė (F_{ε}) jėgos, kurios veikia elektroną, kuris juda r didėjimo kryptimi. (c) Supaprastintas elektrono judėjimas brėžinio plokštumoje, kai vienu metu yra toroidinis (B_{tor}) ir poloidinis (B_{pol}) laukai, laikant, kad elektrono dreifas dėl toroidinio lauko nevienalytiškumo ir jo judėjimas išilgai poloidinio lauko linijų yra atskirti laike

Kitas magnetinio išlaikymo metodas remiasi uždara lauko geometrija. Paprasčiausias tokios geometrijos pavyzdys - toroidinis laukas, kuriame lauko linijos yra apskritimai (brūkšninė linija 2.14a pav.). Toks laukas gaunamas leidžiant elektros srovę pro toro formos ritę (keletas tos ritės vijų yra parodytos 2.14a pav.). Kai yra tik toroidinis laukas, elektronai ir branduoliai juda spiralėmis, kurios apsivijusios aplink toroidinio lauko linijas. Tačiau toks laukas yra nevienalytis. Jis yra šiek tiek stipresnis prie toro vidinio krašto negu prie išorinio. Todėl, kai krūvininkas artėja link toro vidinio krašto (t. y. link toro centro, kuris 2.14a pav. pažymėtas raide C), jo trajektorijos kreivumas didėja (spiralės vijos spindulys mažėja). Kaip parodyta 2.15a pav., tai sukelia krūvininkų dreifą vertikaliąja kryptimi. Pvz., 2.15a pav. elektronai dreifuoja į viršų, o branduoliai – į apačią. Dėl šio krūvininkų atskyrimo atsiranda elektrostatinė jėga $F_{\mathcal{E}}$, kurios kryptis judančioms link toro išorinio krašto (2.15 pav. – į kairę) dalelėms yra priešinga magnetinės jėgos F_B krypčiai. 2.15 pav. parodytos elektrinė ir magnetinė jėgos, kurios veikia elektroną, tačiau ir teigiamo krūvio dalelei judant abi jėgos F_B ir $F_{\mathcal{E}}$ lieka priešingos viena kitai. Taigi, jeigu elektringoji dalelė juda link toro išorinio krašto, tada ją veikiančios elektrinė ir magnetinė jėgos iš dalies kompensuoja viena kitą. Kadangi elektrostatinė jėga nepriklauso nuo dalelės greičio, o magnetinė jėga yra jam proporcinga (žr. (2.3.30)), tai galima surasti tokį greitį, kuriam esant elektrostatinė jėga tiksliai kompensuoja magnetinę. Vadinasi, tam tikro greičio dalelės, judėdamos link toro išorinio krašto, nepatiria beveik jokio poveikio, todėl netrukdomos pasiekia toro paviršių. Siekiant to išvengti, įjungiamas dar ir poloidinis laukas, kurio indukcijos linijos yra apskritimai, kurių centrai guli ant toro ašies (brūkšninės linijos 2.14b pav.). Poloidinis laukas sukuriamas leidžiant elektros srovę pro plazmą išilgai toro ašies (vidurinė ištisinė linija 2.14b pav.). Tam plazmą sudarantys branduoliai ir elektronai yra įgreitinami išilgai toro ašies. Tokie įrenginiai vadinami tokamakais (šis žodis yra kilęs iš rusiškos santrumpos "тороидальная камера в магнитных катушках"). Ijungus poloidini lauka, kiekvienas krūvininkas taip pat juda spirale, tačiau dabar tos spiralės ašis yra kita spiralė (pilnutinio magnetinio lauko linija), kuri apsivijusi aplink toro ašį (tokia magnetinio lauko linija yra parodyta 2.14c pav.). Taigi, poloidinis laukas stengiasi išlaikyti pastovų atstumą tarp dalelės ir toro ašies. Pilnutinis dalelės judėjimas yra trijų judėjimų suma:

- 1) sukimasis aplink pilnutinio lauko magnetinės indukcijos liniją;
- slenkamasis judėjimas išilgai pilnutinio lauko magnetinės indukcijos linijos (šis judėjimas sukuria poloidinį lauką);
- 3) anksčiau aprašytas dreifas dėl toroidinio lauko nevienalytiškumo.

Nors antrasis ir trečiasis judėjimai vyksta vienu metu, tačiau, kad lengviau būtų galima suprasti poloidinio lauko įtaką, tarkime, kad šie du judėjimai yra atskirti laike. Atstumas tarp dalelės ir toro ašies yra daug didesnis už spiralės, kuria daleles priverčia judėti toroidinis laukas, vijos skersmenį. Todėl vieną dalelės apsisukimą aplink toro ašį vadinsime "didžiuoju apsisukimu", o vieną apsisukimą apie pilnutinio lauko jėgos liniją – "mažuoju apsisukimu". Elektrono judėjimą per vieną didįjį apsisukimą suskaidysime į keturis etapus, kurie pavaizduoti <u>2.15c pav.</u> ("mažieji apsisukimai" čia neparodyti):

- 1) pusė didžiojo apsisukimo, kai elektronas juda į viršų, t. y. kai jis yra išoriniame (kairiajame) toro krašte,
- 2) elektrono dreifas dėl toroidinio lauko nevienalytiškumo, kai elektronas yra viršutiniame toro krašte,
- pusė didžiojo apsisukimo, kai elektronas juda į apačią, t. y. kai jis yra vidiniame (dešiniajame) toro krašte,
- 4) elektrono dreifas dėl toroidinio lauko nevienalytiškumo, kai elektronas yra apatiniame toro krašte.

Kaip matome, per pusę didžiojo apsisukimo laikotarpio elektronas tolsta nuo toro ašies, o per kitos pusės apsisukimo laiką artėja link jo. Kadangi poloidinis laukas stengiasi išlaikyti pastovų atstumą tarp dalelės ir toro ašies, tai elektrono dreifas, kai elektronas yra apatinėje toro dalyje, yra kompensuojamas elektrono dreifo, kai elektronas yra viršutinėje toro dalyje. Todėl pilnutinis krūvininkų poslinkis dėl dreifo tampa lygus nuliui. Tai reiškia, kad nėra krūvininkų atskyrimo ir nesusidaro minėtasis elektrinis laukas.

Šiuo metu veikiančių tokamakų išorinis skersmuo yra 3 - 4 m, o vidinės angos skersmuo yra maždaug 1 m.
Taikant tokį plazmos išlaikymo būdą, pavyko įgyvendinti Lousono kriterijų (2.3.29), tačiau plazmos išlaikymo trukmė τ kol kas yra tik kelios sekundės, o generuojama galia yra tik 10 MW eilės (palyginimas – Ignalinos AE antrojo bloko šiluminė galia buvo maždaug 4000 MW). 2005 m. pradėtas tarptautinis branduolių sintezės projektas ITER, kurio tikslas – sukurti tokamako principu veikiantį eksperimentinį termobranduolinį deuterio-tričio reaktorių, kurio nepertraukiamo veikimo (t. y. sintezės reakcijos) trukmė siektų 20 min ir kuris generuotų 500 MW šiluminę galią, esant dešimt kartų mažesnei plazmos kaitinimo galiai (50 MW). Šio reaktoriaus konstravimą numatoma užbaigti 2025 m. Kitas etapas bus pirmojo pramoninio termobranduolinio reaktoriaus kūrimas.

3. Jonizuojančiosios spinduliuotės biologinis poveikis

3.1. Įvadas

Pradinė jonizuojančiosios spinduliuotės sąveikos su gyvu audiniu stadija yra tokia pati, kaip ir su bet kokia kita medžiaga: spinduliuotė jonizuoja ir sužadina medžiagos atomus ir molekules. Tačiau vėliau pasireiškia kai kurios biologinių audinių ypatybės: 1) biologinis audinys yra palanki aplinka įvairioms cheminėms reakcijoms, kurios tampa galimos dėl jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio audinio molekulėms; 2) gyvas audinys aktyviai reaguoja į bet kokį kenksmingą poveikį ir turi pažeidimų atitaisymo funkciją, dėl kurios gyvybė gali sėkmingai egzistuoti ir vystytis nuolatinės mažo intensyvumo jonizuojančiosios spinduliuotės aplinkoje.

Pradinė spinduliuotės sąveikos su audiniu stadija atitinka spinduliuotės energijos perdavimą audiniui. Ši stadija trunka nuo 10^{-12} s iki 10^{-8} s. Kai kurios tame etape paveiktos molekulės yra gyvybiškai svarbios audinio funkcionavimui. Tokių molekulių pokyčiai vadinami audinio *tiesiogine pažaida*, nes jie sąlygoja audinio funkcionavimo sutrikimus dėl tiesioginio (pirminio) spinduliuotės poveikio. Kita galima pirminio poveikio pasekmė yra chemiškai aktyvių molekulių atsiradimas. Tos molekulės paskui gali chemiškai reaguoti su biologiškai svarbiomis molekulėmis ir tokiu būdu pastarąsias pažeisti. Tai yra vadinamoji *netiesioginė pažaida*. Ši stadija trunka daug ilgiau negu pradinė stadija: nuo 10^{-7} s iki kelių valandų. Tačiau tie pažeidimai gali išryškėti daug vėliau: per kelias dienas arba savaites. O kai kurie efektai (tokie kaip piktybinių auglių atsiradimas ir genetinių defektų perdavimas vėlesnėms kartoms) gali pasireikšti po daugelio metų arba netgi po kelių šimtmečių.

Jonizuojančiosios spinduliuotės biologinis poveikis yra tiriamas jau keletą dešimtmečių. Daug žinių apie jos poveikį žmonėms buvo gauta tiriant žmones, kurie išgyveno dviejų atomių bombų sprogimus Japonijoje 1945 m. Todėl dabar yra daug žinoma apie didelių spinduliuotės dozių poveikį žmonėms. Tačiau palyginti mažai žinoma apie mažų dozių poveikį. O žinios apie tą poveikį yra svarbios, nes jonizuojančioji spinduliuotė yra plačiai taikoma įvairiais tikslais, todėl reikia žinoti kokie tos spinduliuotės lygiai yra priimtini (pvz., pacientams, kuriems taikoma radiacinė terapija, ir pan.).

Prieš aptariant netiesioginę pažaidą, verta prisiminti įvairių rūšių spinduliuotės tiesioginės pažaidos fizikinius mechanizmus:

- Sunkiosios elektringosios dalelės (pvz., alfa dalelės, protonai, branduolių dalijimosi skeveldros) netenka kinetinės energijos dėl susidūrimų su medžiagos molekulių elektronais. Šiuos energijos nuostolius nusako vadinamoji Bėtės ir Blocho formulė, pagal kurią kelių MeV ir aukštesnių energijų sunkiųjų elektringųjų dalelių energijos nuostoliai kelio vienetui yra atvirkščiai proporcingi dalelės greičio kvadratui ir tiesiog proporcingi jos elektros krūvio kvadratui. Jonizuotų atomų ir molekulių skaičius dalelės trajektorijos vienetui (vadinamasis *jonizacijos tankis*) šiuo atveju yra palyginti didelis, t. y. dalelės energija mažėja palyginti greitai. Todėl, pvz., 1 MeV energijos alfa dalelės biologiniame audinyje nueina tik kelių šimtųjų milimetro dalių atstumą, kol yra pilnai sustabdomos. Vadinasi, išorinę alfa spinduliuotę visiškai sugeria oda. Tačiau jeigu alfa radioaktyvi medžiaga patenka į organizmo vidų (pvz., su maistu), tada gali būti pažeisti jautrūs vidiniai organai, todėl vidinė alfa spinduliuotė yra labai pavojinga.
- Aukštos energijos elektronai (vadinamosios "beta dalelės") taip pat netenka energijos dėl susidūrimų su medžiagos elektronais, tačiau dėl savo mažos masės tų susidūrimų metu krintančiųjų elektronų judėjimo kryptis nuolat kinta (kitaip sakant, krintantieji elektronai yra sklaidomi). Tuo beta dalelės skiriasi nuo sunkiųjų elektringųjų dalelių (pvz., alfa dalelių), kurių trajektorijos medžiagoje yra apytiksliai tiesios. Kitas skirtumas yra tas, kad elektronų jonizacijos tankis yra daug mažesnis, negu tos pačios energijos alfa dalelių. Trečias skirtumas yra tas, kad dalį energijos elektronai netenka spinduliuodami fotonus. Tai yra vadinamoji stabdomoji spinduliuotė, kuri gali būti sugerta palyginti toli nuo jos atsiradimo taško. Viso to pasekmė yra ta, kad beta spinduliuotės energija yra sugeriama daug didesniame audinio tūryje, negu alfa spinduliuotės energija, o medžiagos storis, kuris reikalingas pilnam beta dalelių sustabdymui, yra daug didesnis, negu medžiagos storis, kuris reikalinga tos pačios energijos alfa dalelių sustabdymui, yra daug didesnis, negu medžiagos storis, kuris reikalinga tos pačios energijos alfa dalelių pilnam sustabdymui. Pvz., 1 MeV energijos beta dalelių pilnam sustabdymui reikalingas kelių milimetrų storio metalo sluoksnis, o biologiniame audinyje tokios energijos beta dalelės gali nueiti didesnį negu 1 cm atstumą.

- Neutronai, kaip minėta ankstesnėse paskaitose, tiesiogiai nejonizuoja atomų ir saveikauja tik su medžiagos atomų branduoliais (o ne elektronais). Pagrindinis mažos energijos (0, 025 – 100 eV) neutronų saveikos su medžiaga vyksmas yra spinduliuojamasis neutrono pagavimas, kurio metu neutronas yra pagaunamas ir susidaro sužadintasis branduolys, kuris sužadinimo energija išspinduliuoja fotono (gama kvanto) pavidalu. Šios branduolinės reakcijos apibendrintasis žymėjimas yra " (n, γ) ". Kadangi biologiniame audinyje yra didelė vandenilio atomų koncentracija (daugiausia – vandens pavidalu), tai neutronus dažniausiai pagauna protonai. Šios branduolinės reakcijos lygtis yra $n + p \rightarrow d + \gamma$, o jos metu atsiradusio fotono energija yra 2,2 MeV. Aukštesniu energijų (>1 keV) neutronai daugiausia energijos praranda dėl tampriųjų susidūrimų su branduoliais. Vėlgi, vyrauja susidūrimai su vandenilio branduoliais (protonais), nes jų yra daugiausia. Kadangi protono masė yra beveik tokia pati kaip neutrono, tai protonas tokio susidūrimo metu gauna didele neutrono kinetinės energijos dalį (vadinamąja "atatrankos energija"). Kadangi protonas yra sunkioji elektringoji dalelė, tai aukštos energijos atatrankos protonai jonizuoja daug medžiagos atomų palyginti trumpame atstume, kol sustoja. 2 MeV energijos neutronas biologiniame audinyje nueina maždaug 6 cm atstumą, kol jo energija sumažėja iki šiluminės energijos. Vadinasi, aukštos energijos neutronai, kaip ir aukštos energijos alfa dalelės, sąlygoja didelio jonizavimo tankio sričių atsiradimą (dėl atatrankos protonų), tačiau daug didesniame gylyje (nes tie atatrankos protonai gali atsirasti ne tik biologinio audinio paviršiuje, bet ir kelių centimetrų gylyje).
- Aukštos energijos fotonai (gama kvantai) atiduoda savo energiją medžiagos elektronams, vykstant Komptono sklaidos, fotoelektrinio efekto ir porų kūrimo procesams. Fotonų sugerties koeficientas stipriai priklauso nuo jų energijos ir nuo medžiagos atominio numerio Z. Kadangi biologinis audinys sudarytas iš mažo Z elementų (C, H ir O), tai Komptono sklaida yra vyraujantis sąveikos mechanizmas, jeigu fotono energija yra nuo 40 keV iki kelių dešimčių MeV. Išsklaidytasis fotonas paskui gali būti dar kartą išsklaidytas arba sugertas dėl fotoefekto. Gama spinduliuotės energijos sugertis nėra lokalizuota. Sugertoji dozė maždaug eksponentiškai mažėja, einant gilyn į medžiagą. Gama spinduliuotė yra palyginti skvarbi. Pvz,. norint sugerti 99 % kelių MeV energijos gama spinduliuotės, reikalingas kelių dešimčių centimetrų storio švino sluoksnis.

3.2. Netiesioginė cheminė pažaida

Dalis spinduliuotės energijos perduodama biologiškai svarbioms organizmo molekulėms, todėl atsiranda tiesioginė pažaida. Tačiau pradinėje stadijoje pagrindinis spinduliuotės sąveikos su biologiniu audiniu rezultatas yra paprastų molekulių, kurios nėra kritiškai svarbios organizmo funkcionavimui, jonizavimas ir laisvųjų radikalų atsiradimas. *Laisvasis radikalas* – tai neturintis elektros krūvio atomas arba molekulė, kurie turi nesuporuotą elektroną. Dėl to nesuporuoto elektronai laisvieji radikalai yra labai chemiškai aktyvūs, t. y. jie "stengiasi" pašalinti tą nesuporuotą elektroną. Tai gali atsitikti dvejopai: laisvasis radikalas gali sudaryti cheminį ryšį su kitu laisvuoju radikalu arba atiduoti laisvąjį elektroną elektrono pernašos reakcijos būdu. Pirmuoju atveju radikalas elgiasi kaip elektrono akceptorius (oksidatorius), o antruoju atveju – kaip elektrono donoras. Laisvieji radikalai yra svarbūs todėl, kad per savo gyvavimo laiką jie gali nudifunduoti toli nuo savo atsiradimo vietos ir sukelti cheminius pokyčius kritiškai svarbiose organizmo vietose. Tai yra vadinamoji netiesioginė pažaida, kuri dažniausiai yra pagrindinė jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio gyvam organizmui pasekmė.

Dauguma molekulių, kurios yra tiesiogiai paveikiamos spinduliuotės, yra vandens molekulės, nes vanduo sudaro maždaug 80% biologinio audinio masės. Jonizavus vandens molekulę, atsiranda laisvasis elektronas ir teigiamas molekulinis jonas:

$$H_2O + spinduliuote \rightarrow H_2O^+ + e^-$$
. (3.2.1)

Išlaisvintąjį elektroną pagauna kita vandens molekulė, susidarant neigiamajam molekuliniam jonui:

$$e^- + H_2O \to H_2O^-$$
. (3.2.2)

Abu šie molekuliniai jonai yra nestabilūs, t. y. po tam tikro laiko disocijuoja:

$$\mathrm{H}_{2}\mathrm{O}^{+} \to \mathrm{H}^{+} + \mathrm{OH}^{\bullet}, \qquad (3.2.3a)$$

$$\mathrm{H}_{2}\mathrm{O}^{-} \to \mathrm{H}^{\bullet} + \mathrm{O}\mathrm{H}^{-} \,. \tag{3.2.3b}$$

Kaip matome, šios disociacijos rezultatas yra laisvieji radikalai, kurie čia pažymėti OH[•] ir H[•]. Čia viršutinis indeksas "[•]" žymi nesuporuotą elektroną, t. y. "nutrauktą" kovalentinį cheminį ryšį.

Šie laisvieji radikalai lengvai "atima" vandenilio atomus iš organinių molekulių: minėtasis nesuporuotas elektronas "suporuojamas" su vandenilio atomo elektronu ir susidaro kovalentinis cheminis ryšys. Organinę molekulę apibendrintai žymėsime "RH". Čia "R" žymi molekulės "kamieną", t. y. molekulės dalį, kuri lieka pašalinus iš tos molekulės vieną vandenilio atomą. Tada minėtųjų laisvųjų radikalų chemines reakcijas su organinėmis molekulėmis galima užrašyti šitaip:

$$\mathbf{R}\mathbf{H} + \mathbf{O}\mathbf{H}^{\bullet} \to \mathbf{R}^{\bullet} + \mathbf{H}_{2}\mathbf{O} , \qquad (3.2.4a)$$

$$\mathbf{R}\mathbf{H} + \mathbf{H}^{\bullet} \to \mathbf{R}^{\bullet} + \mathbf{H}_{2} \,. \tag{3.2.4b}$$

Kaip matome, dėl šių reakcijų susidaro organiniai laisvieji radikalai ("R[•]"), kurie gali reaguoti su kitomis organinėmis molekulėmis, kurios gali priklausyti svarbiai biologinei sistemai (pvz. chromosomai). Todėl ta sistema gali nustoti funkcionuoti, o tai savo ruožtu gali sukelti ląstelės mirtį. Kita galima tokių reakcijų pasekmė yra genetinės informacijos, kuri saugoma dezoksiribonukleininių rūgščių (DNR) molekulėse, modifikavimas. Toks modifikavimas gali paveikti visus organizmo palikuonis (tai yra vadinamoji *genetinė mutacija*). Aišku, kad biologiškai svarbios molekulės gali būti ir tiesiogiai paveiktos spinduliuotės, ir reaguoti su minėtaisiais laisvaisiais radikalais. Didžiąją dalį pokyčių sąlygoja laisvieji radikalai. Tačiau, kaip vėliau pamatysime, esant mažiems spinduliuotės intensyvumams, didžioji dalis tos netiesioginės cheminės pažaidos yra "pataisoma", todėl nesukelia jokių ilgalaikių pasekmių.

Aptariant antrinę cheminę pažaidą, būtina paminėti chemines reakcijas, kuriose dalyvauja deguonies molekulės, kurių visada yra biologiniame audinyje. Deguonies ypatingas vaidmuo yra susijęs su tuo, kad jo molekulė turi *dvigubą* kovalentinį ryšį, t. y. tą ryšį sudaro *dvi* elektronų poros. Nutraukus vieną iš tų dviejų ryšių, kitas ryšys neleidžia molekulei disocijuoti. Todėl tokia molekulė gali sudaryti ne vieną, o dvi chemines jungtis, t. y. tapti "tilteliu" tarp dviejų laisvųjų radikalų. Vienas ryšys gali būti nutrauktas, pvz., prisijungus deguonies molekulei prie laisvojo organinio radikalo, kuris atsirado anksčiau minėtose reakcijose. Kadangi šios reakcijos metu vienas ryšys lieka laisvas, tai jos rezultatas yra kitas laisvasis radikalas:

$$\mathbf{R}^{\bullet} + \mathbf{O}_2 \to \mathbf{RO}_2^{\bullet} \,. \tag{3.2.5}$$

Šis laisvasis radikalas vadinamas *organiniu peroksido radikalu*. Paskui tas radikalas gali atimti vandenilio atomą iš kitos organinės molekulės:

$$\operatorname{RO}_2^{\bullet} + \operatorname{RH} \to \operatorname{RO}_2 \operatorname{H} + \operatorname{R}^{\bullet}.$$
 (3.2.6)

Kaip matome, šios reakcijos metu ne tik yra "užfiksuojama" molekulės pažaida (vandenilio atomas pakeičiamas peroksido grupe O₂H), bet ir atsiranda kitas laisvasis radikalas, kuris lygiai taip pat gali reaguoti su kita deguonies molekule. Taigi, dėl deguonies buvimo biologiniame audinyje tampa galima grandininė cheminė reakcija, kurios metu didėja pažeistų molekulių skaičius. Todėl audiniai, kuriuose yra sumažinta deguonies koncentracija, yra mažiau jautrūs jonizuojančiosios spinduliuotės poveikiui. Šis veiksnys apsunkina piktybinių auglių radiacinę terapiją, nes tuose augliuose yra sutrikusi kraujotaka, todėl sumažėjęs deguonies kiekis.

3.3. Jonizuojančiosios spinduliuotės dozės sąvoka

Kūno tūrio arba masės vieneto sugertas jonizuojančiosios spinduliuotės energijos kiekis priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo (t. y. energijos kiekio, kuris pereina pro vienetinio ploto paviršių per vienetinį laiką), nuo spinduliavimo trukmės, nuo ploto, į kurį krinta spinduliuotė, ir nuo spinduliuotės įsiskverbimo gylio. Egzistuoja trys fizikiniai dydžiai, kurie apibūdina sugertą spinduliuotės energiją ir jos biologinį poveikį. Tai yra sugertoji dozė, lygiavertė dozė ir efektinė dozė.

Medžiagos masės vienete sugertos energijos kiekis yra vadinamas *sugertąja doze* arba *spinduliuotės doze*. Vadinasi, sugertąją dozę duotajame erdvės taške galima apibrėžti šitaip:

$$D_{\rm s} = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}m};\tag{3.3.1}$$

Čia dm yra nykstamasis masės elementas, kuriam priklauso duotasis erdvės taškas, o dE yra energijos kiekis, kuris buvo sugertas tame masės elemente. Kaip matome, sugertoji dozė yra lokalusis dydis: jis apibūdina spinduliuotės energijos sugertį viename erdvės taške. Tačiau praktikoje dažnai vartojama ir *vidutinės sugertosios dozės* sąvoka: taip yra pilnutinės audinio arba organo sugertos energijos E ir to audinio arba organo masės m santykis:

$$D_{\rm s,vid} = E/m \,. \tag{3.3.2}$$

SI sistemoje vartojamas sugertosios dozės matavimo vienetas yra grėjus (Gy):

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg.}$$
 (3.3.3)

Nesisteminis sugertosios dozės matavimo vienetas yra radas (rad):

$$1 \text{ rad} = 0.01 \text{ Gy.}$$
 (3.3.4)

$$1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Gy}.$$

Sugertosios dozės galia – tai sugertoji dozė per laiko vienetą. Šio dydžio matavimo vienetas yra Gy/s arba rad/s.

Biologinis poveikis priklauso ne tik nuo pilnutinės sugertosios dozės, bet ir nuo dozės per laiko vieneta, t. y. nuo sugertosios dozės galios. Taip yra todėl, kad gyvieji organizmai turi gyvybiškai svarbių molekulių (tokių kaip DNR molekulių) taisymo funkciją. Molekulė gali būti pataisyta tik tada, kai jos pažeidimai nėra pernelyg dideli. Kuo mažesnė dozės galia, tuo didesnė tikimybė, kad pažeistos molekulės bus pataisytos iki kito pažeidimo, todėl tuo mažesnis spinduliuotės biologinis poveikis. Dėl tos pačios priežasties, padalijus vieną dozę į mažesnes dozes, kurios atskirtos viena nuo kitos tam tikru laiko intervalu, biologinė pažaida labai sumažėja. Pvz., vienkartinė 10 Gy dozė galėtų sunaikinti beveik visas ląsteles, tačiau dvi dozės po 5 Gy, atskirtos viena nuo kitos 24 h intervalu, sunaikintų tik 40 % ląstelių. Toks dozės išskaidymas į mažesnes dozes vadinamas frakcionavimu (iš lot. žodžio "fractus" – "padalytas"). Frakcionavimo sąvoka yra svarbi vėžio radiacinėje terapijoje.

Jonizuojančiosios spinduliuotės biologinis poveikis priklauso ne vien nuo sugertosios dozės, bet ir nuo to, kaip sugertoji energija pasiskirsto biologiniame audinyje. Kaip minėta 3.1 skirsnyje, šis pasiskirstymas priklauso nuo spinduliuotės rūšies ir jos dalelių energijos.

Elektringosios dalelės energijos perdavimas atomams ir molekulėms, esantiems arti dalelės trajektorijos, yra apibūdinamas vadinamąja ilgine energijos perdava ("IEP"; angl. "linear energy transfer"): tai yra energijos kiekis, kurį dalelė perdavė artimiems atomams ir molekulėms vienetinio ilgio kelyje. Kaip matome, ši apibrėžtis yra labai panaši į ilginės stabdymo gebos apibrėžtį: ilginė stabdymo geba – tai krintančiosios dalelės energijos sumažėjimas vienetinio ilgio kelyje. Tačiau elektringoji dalelė energiją praranda ne vien jonizuodama ir sužadindama artimus atomus, bet ir stabdomosios spinduliuotės pavidalu. Stabdomoji spinduliuotė yra sugeriama toliau nuo dalelės trajektorijos, todėl ji nėra įskaitoma ilginės energijos perdavos apibrėžtyje. Kai stabdomoji spinduliuotė beveik nepasireiškia (pvz., sunkiųjų elektringųjų dalelių atveju arba palyginti lėtų elektronų atveju), ilginė energijos perdava yra praktiškai lygi ilginei stabdymo gebai. IEP dažniausiai matuojama keV/um. Pvz., vandens arba biologinio audinio IEP kinta nuo mažesniu už 1 keV/um verčių (elektronai) iki maždaug 100 keV/µm (protonai). Greitos sunkiosios elektringosios dalelės - tai didelės IEP spinduliuotė. Neutronai taip pat yra didelės IEP spinduliuotė, nes jie savo kinetinę energija atiduoda sunkiosioms elektringosioms dalelės - protonams, arba gali sukelti branduolines reakcijas, kurių metu atsiranda greitosios elektringosios dalelės. Greitieji elektronai yra mažos IEP spinduliuotė. Rentgeno ir gama spinduliuotė taip pat yra mažos IEP spinduliuotė, nes fotonas susidūrimo metu dažniausiai didele dali savo energijos atiduoda medžiagos elektronui, t. v. atsiranda greitieji elektronai, kurių IEP yra maža (palyginimas: sunkioji elektringoji dalelė vieno susidūrimo metu elektronui perduoda labai mažą savo energijos dalį, todėl tokiu būdu atsiradę laisvieji elektronai yra palyginti lėti ir jų IEP yra didelė). Kuo didesnė IEP, tuo trumpesniame kelyje dalelės praranda savo energiją. T. y., kuo didesnė IEP, tuo mažiau skvarbi spinduliuotė.

Įprastinėje medžiagoje (pvz., detektoriaus aktyviajame tūryje) sugertosios energijos erdvinis pasiskirstymas nėra labai svarbus. Pyz., detektoriaus išėjimo itampos impulso amplitudė priklauso tik nuo pilnutinės sugertos energijos, bet ne nuo jos erdvinio pasiskirstymo. Tačiau sugertosios energijos erdvinis pasiskirstymas gyvame audinyje yra labai svarbus. Pvz., spinduliuotės poveikis smegenims yra stipresnis, negu tos pačios spinduliuotės poveikis kaulams arba odai. Todėl skvarbi (mažos IEP) išorinė spinduliuotė (kurios energija pasiskirsto dideliame tūryje) yra kenksmingesnė, negu ta pati sugertoji dozė mažiau skvarbios (didelės IEP) išorinės spinduliuotės (kurią pilnai sugeria oda). Be to, vienos lastelės tūryje sugertas energijos kiekis lemia tos lastelės išgyvenimo tikimybe. Aišku, kad didelės IEP atveju vienos ląstelės tūryje sugertas energijos kiekis yra didesnis, negu mažos IEP atveju, todėl lastelės išgyvenimo tikimybė yra mažesnė. Todėl, vertinant spinduliuotės poveikį pagal jos daromą nepataisomą žalą lastelėms (nepriklausomai nuo tų lastelių svarbos organizmo funkcionavimui), mažo skvarbumo (didelės IEP) spinduliuotė yra kenksmingesnė, negu ta pati sugertoji dozė skvarbios (mažos IEP) spinduliuotės.

Pastaroji biologinio poveikio sąvoka leidžia apibrėžti vadinamąjį santykinį biologinį efektyvumą (SBE). Tai yra bedimensis dydis, kuris nusako, kiek kartų duotosios rūšies spinduliuotės



3.1 pav. Spinduliuotės santykinio biologinio efektyvumo (SBE) priklausomybė nuo jos ilginės energijos perdavos (IEP) biologiniame audinyje

nepataisomai pažeistų ląstelių skaičius yra didesnis už tos pačios sugertosios dozės 250 keV energijos fotonų nepataisomai pažeistų ląstelių skaičių. Pvz., jeigu spinduliuotės SBE yra 2, tada tos spinduliuotės 1 Gy sugertoji dozė nepataisomai pažeidžia tiek pat ląstelių, kiek ir 2 Gy 250 keV energijos fotonų sugertoji dozė (pagal apibrėžtį, 250 keV energijos gama arba rentgeno spinduliuotės SBE yra lygus 1). SBE priklausomybe nuo IEP yra parodyta <u>3.1 pav.</u> Kaip matome, iš pradžių SBE didėja didėjant IEP, tačiau paskui pradeda mažėti. Šis mažėjimas yra susijęs su tuo, kad, esant ypač didelei IEP, energijos perdava vienai ląstelei tampa didesnė už tą, kurios reikia, kad nepataisomai ją pažeisti. Taigi, dalis spinduliuotės energijos tam tikra prasme yra "prarandama" ir mažiau energijos lieka kitų ląstelių pažeidimui. Kadangi SBE yra sudėtinga spinduliuotės dalelių energijos funkcija, praktikoje naudojamas SBE vidurkis įvairių energijų atžvilgiu. Šį vidurkį vadinsime "spinduliuotės svoriniu daugikliu" ir žymėsime w_s (apatinis indeksas "s" kilęs iš žodžio "spinduliuotė"). <u>3.1 lentelėje</u> pateiktos w_s vertės.

3.1 lentelė. Įvairių rūšių spinduliuotės svoriniai daugikliai

Spinduliuotės rūšis	Energija	Svorinis daugiklis <i>w</i> s
Fotonai, elektronai	Visos energijos	1
Neutronai	< 10 keV	5
	10 - 100 keV	10
	100 keV - 2 MeV	20
	2 – 20 MeV	10
	>20 MeV	5
Protonai	< 20 MeV	5
α dalelės, dalijimosi skeveldros, sunkieji branduoliai		20

Naudojant spinduliuotės svorinį daugiklį, yra apibrėžiama vadinamoji *lygiavertė dozė*, kuri leidžia įvertinti duotosios spinduliuotės sugertosios dozės biologinį poveikį duotajam audiniui:

$$D_{\rm a} = w_{\rm s} D_{\rm s}$$

čia D_s yra tos rūšies spinduliuotės sugertoji dozė. Vadinasi, 1 MeV neutronų (kurių $w_s = 20$) 1 Gy sugertoji dozė yra biologiškai lygiavertė gama spinduliuotės (kurios $w_s = 1$) 20 Gy sugertajai dozei.

Jeigu vienu metu veikia kelių rūšių spinduliuotė, tada lygiavertė dozė yra lygi visų spinduliuotės komponenčių lygiaverčių dozių sumai:

$$D_{\rm a} = \sum_{\rm s} w_{\rm s} D_{\rm s} \ . \tag{3.3.5}$$

Lygiavertės dozės SI vienetas yra sivertas (Sv). Kadangi w_s yra bedimensis, tai siverto išraiška pagrindiniais SI sistemos vienetais yra tokia pati, kaip grėjaus (žr. (3.3.3)): 1 Sv = 1 J/kg.

Jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio žmogui pasekmės priklauso ne vien nuo sugertosios dozės ir spinduliuotės rūšies, bet ir nuo to, kokia žmogaus kūno dalis buvo paveikta spinduliuotės. Kai kurie organai ir kūno dalys yra jautresni jonizuojančiajai spinduliuotei. Siekiant įskaityti šį faktą, apibrėžiamas vadinamasis "audinio svorinis daugiklis" w_a , kuris priklauso nuo audinio, kurį veikia spinduliuotė. Naudojant audinių svorinius daugiklius, galima apibrėžti vadinamąją *efektinę dozę*, kuri yra lygi lygiaverčių dozių, padaugintų iš atitinkamų audinio svorinių daugiklių, sumai:

$$D_{\rm ef} = \sum_{\rm a} w_{\rm a} D_{\rm a} = \sum_{\rm a} w_{\rm a} \sum_{\rm s} w_{\rm s} D_{\rm a,s} , \qquad (3.3.6)$$

čia $D_{a,s}$ yra audinio "a" sugertoji dozė (antroji lygybė gauta įrašius D_a apibrėžtį (3.3.5)). Įvairių žmogaus kūno organų audinių svoriniai daugikliai yra pateikti 3.2 lentelėje. Visų jų suma yra lygi vienetui. Todėl, kai visas kūnas yra apšvitinamas tolygiai (t. y. kai visų kūno dalių sugertosios dozės $D_{a,s}$ yra vienodos ir lygios D_s), efektinė dozė yra lygi lygiavertei dozei, apskaičiuotai pagal (3.3.5). Tuo lengva įsitikinti, (3.3.6) reiškinyje sukeitus vietomis sumavimą audinių atžvilgiu (sumavimo indeksas "a") ir sumavimą spinduliuotės rūšių atžvilgiu (sumavimo indeksas "s"):

$$D_{\rm ef} = \sum_{\rm s} w_{\rm s} \sum_{\rm a} w_{\rm a} D_{\rm a,s} = \sum_{\rm s} w_{\rm s} D_{\rm s} \sum_{\rm a} w_{\rm a} = \sum_{\rm s} w_{\rm s} D_{\rm s} \equiv D_{\rm L} , \qquad (3.3.7)$$

čia D_L yra lygiavertė dozė. Vadinasi, efektinė dozė skiriasi nuo lygiavertės dozės tik tada, kai kūnas apšvitinamas netolygiai. Jeigu labiau apšvitinami jautresni organai, tada efektinė dozė yra didesnė už *vidutinę* viso kūno lygiavertę dozę (ji yra lygi (3.3.2) reiškiniui, padaugintam iš spinduliuotės svorinio daugiklio), o jeigu labiau apšvitinami mažiau jautrūs organai, tada efektinė dozė yra mažesnė už vidutinę viso kūno lygiavertę dozę.

Audinys	Audinio svorinis daugiklis w _a		
Lytiniai organai	0,20		
Raudonieji kaulų smegenys	0,12		
Storoji žarna	0,12		
Plaučiai	0,12		
Skrandis	0,12		
Šlapimo pūslė	0,05		
Krūtis	0,05		
Kepenys	0,05		
Stemplė	0,05		
Skydinė liauka	0,05		
Oda	0,01		
Kaulų paviršius	0,01		
Likusioji kūno dalis	0,05		

3.2 lentelė. Atskirų žmogaus kūno organų audinių svoriniai daugikliai

3.4. Kritinių audinių pažaida

3.4.1. Sudėtingų molekulių pažaida

Aptarsime kelis pavyzdžius, kurie iliustruoja jonizuojančiosios spinduliuotės poveikį sudėtingoms molekulėms, ir ląstelių išgyvenimo tikimybę, paveikus jas jonizuojančiąja spinduliuote. Visų pirma aptarsime spinduliuotės poveikį baltymams. Tai yra sudėtingos makromolekulės, kurios sudarytos iš amino rūgščių grandinėlių. Tačiau šiam aptarimui baltymų sandara nėra svarbi; pakanka tik žinoti, kad baltymai dalyvauja beveik visuose gyvybiniuose procesuose. Kai kurie jų atlieka ląstelių struktūrinių komponentų vaidmenį, o kai kurie elgiasi kaip katalizatoriai, kurie skatina ląstelės biocheminius procesus.



3.2 pav. Baltymo dezoksiribonukleazės molekulių aktyvumo tirpale priklausomybė nuo sugertosios dozės, esant trims skirtingoms baltymo tirpalo koncentracijoms. Aktyvumas išreikštas procentais atžvilgiu jo vertės prieš apšvitinimą. Ordinačių ašies mastelis yra logaritminis

Nors baltymai priskirtini prie sudėtingų molekulių, tačiau, palyginus su kai kuriomis kitomis gyvųjų organizmų molekulėmis (pvz., DNA), jie yra daug mažesni ir paprastesni. Todėl jie yra palyginti atsparūs jonizuojančiosios spinduliuotės poveikiui. Šį poveikį iliustruoja <u>3.2 pav.</u> Ordinačių ašies mastelis yra logaritminis. Akivaizdūs du dėsningumai: 1) baltymo aktyvumas (t. y. išlikusių molekulių santykinė dalis) eksponentiškai mažėja, didėjant spinduliuotės dozei; 2) esant duotai spinduliuotės dozei, jos poveikis mažėja didėjant tirpalo koncentracijai. Manoma, kad pastarasis dėsningumas atspindi netiesioginės cheminės pažaidos svarbą. Esant didesnėms tirpalo koncentracijoms, molekulių, kurios pažeistos dėl tiesioginės pažaidos, santykinė dalis yra didesnė, tačiau, esant mažesnėms tirpalo koncentracijoms, dar didesnė dalis molekulių yra pažeidžiamos dėl netiesioginės pažaidos, kurią sukelia laisvieji radikalai, atsiradę dėl vandens molekulių jonizacijos.

Molekulės "išgyvenimo" tikimybės eksponentinę priklausomybę nuo sugertosios dozės galima suprasti remiantis atsitiktinių įvykių statistikos dėsniais. Puasono statistika teigia, kad tikimybė, jog duotoji molekulė po apšvitinimo bus pažeista n kartų (t. y. bus nutraukta n cheminių ryšių joje), yra lygi

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}; \qquad (3.4.1)$$

čia μ yra vidutinis vienos molekulės pažeidimų skaičius (kitaip sakant, vidutinis nutrauktų cheminių ryšių skaičius molekulėje). Vadinasi, santykinė dalis molekulių, kurios po apšvitinimo nebuvo pažeistos nė karto, yra lygi

$$P(0) = e^{-\mu}.$$
 (3.4.2)

Vidutinis vienos molekulės pažeidimų skaičius μ yra tiesiog proporcingas sugertajai dozei. Vadinasi, jeigu tarsime, kad molekulė tampa neaktyvi jau po vieno pažeidimo (nutraukto cheminio ryšio), tada molekulės išgyvenimo tikimybė turėtų eksponentiškai mažėti didėjant dozei, ką ir matome <u>3.2 pav.</u>

3.4.2. Ląstelių pažaida

Manoma, kad kritinė molekulė, kuri lemia ląstelės sugebėjimą išlikti gyva jonizuojančiosios spinduliuotės sąlygomis, yra dezoksiribonukleininės rūgšties (DNR) molekulė. DNR molekulė yra sudaryta iš dviejų polimero molekulių, kurios apsivijusios vieną kitą, sudarydamos dvigubą spiralę (žr. <u>3.3 pav.</u>) [*Polimeras* – tai medžiaga, kurios molekulės sudarytos iš didelio skaičiaus pasikartojančių struktūrinių vienetų, kurie sujungti vienas su kitu kovalentiniais cheminiais ryšiais. DNR molekulės

struktūriniai vienetai vadinami nukleotidais, o ju skaičius vienoje DNR molekulėje gali viršyti du šimtus milijonų.] Abi tos spiralinės polimerinės grandinės yra vienodos, tačiau priešingų krypčių. Dalijantis ląstelei, tos dvi "spiralės" atsiskiria viena nuo kitos ir paskui baltymai naudoja kiekvieną iš jų kaip šabloną "konstruojant" trūkstamą pusę. Taip vietoj vienos DNR molekulės atsiranda dvi tokios pačios DNR molekulės. Taigi, DNR molekulė saugo informaciją, kuri reikalinga ląstelei daugintis. Todėl, sunaikinus DNR molekulę, lastelė negali dalytis ir miršta. Remiantis paprastu statistiniu pažaidos modeliu, kuris suformuluotas 3.4.1 skirsnio pabaigoje, galima spėti, kad vienos DNR molekulės radiacinės pažaidos tikimybė yra daug didesnė, negu baltymo molekulės, nes DNR molekulė yra daug didesnė už baltymo molekulę. Iš tikrujų, žinduolio ląstelės jonizuojančiosios spinduliuotės mirtinos sugertosios dozės vertė (1 - 2 Gy) yra dviem didumo eilėmis mažesnė už baltymo molekulės mirtiną doze, kuri yra kelių šimtų grėjų eilės (žr. 3.2 pav.).

Matavimų duomenys rodo, kad DNR molekulė gali būti pažeista keliais būdais, ir tam tikros rūšies pažeidimai gali būti pašalinti, t. y. egzistuoja DNR molekulių "taisymo" funkcija. Tuo galima įsitikinti, palyginus ląstelių, kurios išliko gyvos po apšvitos, santykinės dalies priklausomybes nuo sugertosios dozės skirtingomis apšvitos sąlygomis. Šios priklausomybės parodytos 3.4 pav. Akivaizdu, kad rentgeno spinduliuotės atveju funkcionuojančių ląstelių santykinė dalis yra pastebimai didesnė po 5 h pertraukos, negu iš karto po apšvitos. Tai reiškia, kad dalis ląstelių atsistato per kelių valandų laiką. Neutroninės spinduliuotės atveju šio atsistatymo efekto beveik nėra (tiksliau, jis yra daug silpnesnis). Tai yra suprantama, prisiminus, kad neutroninės spinduliuotės svorinis daugiklis yra daug didesnis, negu rentgeno spinduliuotės (žr. 3.1 lentelę), ir turint omenyje, kad tas svorinis daugiklis atspindi nepataisomą ląstelių pažaidą.

Dar vienas dalykas, kuris akivaizdus iš <u>3.4 pav.</u> pateiktų kreivių, yra jų netiesiškumas (kadangi ordinačių ašies mastelis yra logaritminis, minėtasis netiesiškumas reiškia, kad išlikusių ląstelių santykinės dalies priklausomybė nuo



3.3 pav. DNR molekulės sandara

sugertosios dozės nėra eksponentinė). Palyginimas: remiantis paprastu modeliu, pagal kurį ląstelė miršta po vieno pažeidimo, gaunama eksponentinė priklausomybė (3.4.2) (būtent tokia priklausomybė pastebima baltymų molekulių atveju, kaip parodyta 3.2 pav.). Vadinasi, minėtasis modelis netinka, nagrinėjant ląstelių pažaidą. Tačiau nesunku tą modelį modifikuoti taip, kad teoriškai būtų gauta minėtoji neeksponentinė priklausomybė (ir kartu būtų įskaitytas ląstelių gebėjimas "pataisyti" pažaidą). Tarkime, kad ląstelė miršta tik po dviejų arba didesnio skaičiaus pažeidimų, o jeigu yra tik vienas pažeidimas, tada ląstelė per kelių valandų laiką jį pataiso. Tada ląstelės išlikimo tikimybė yra lygi dviejų nesuderinamų įvykių tikimybių sumai: kad nebus nė vieno pažeidimo (tikimybė P(0)) ir kad bus vienas pažeidimas (tikimybė P(1)). Pagal bendrąją Puasono skirstinio išraišką (3.4.1)

$$P(0) + P(1) = (1 + \mu)e^{-\mu}; \qquad (3.4.3)$$

Šios funkcijos dešimtainio logaritmo pavidalas yra toks kaip parodyta <u>3.5 pav.</u> Kaip matome, toks modelis atspindi minėtąjį netiesiškumą. Kai dozė yra ypač maža, šios funkcijos išvestinė (t. y. kreivės polinkis) artėja į nulį. Tai reiškia, kad tada bet koks pažeidimas yra pataisomas. Taip yra todėl, kad, esant ypač mažoms dozėms, dviejų ir didesnio ląstelės pažeidimų skaičiaus tikimybė tampa daug mažesnė už vieno pažeidimo tikimybę. Tačiau matavimų duomenys rodo, kad esant ypač mažoms dozėms šios kreivės polinkis, nors ir yra mažesnis negu didelių dozių atveju, pastebimai skiriasi nuo



3.4 pav. Ląstelių, kurios išliko gyvos po apšvitos, santykinės dalies priklausomybė nuo sugertosios dozės. Kreivės A ir B atitinka apšvitą rentgeno spinduliais, o kreivės C ir D atitinka apšvitą neutronais. Kreivės A ir C (uždari simboliai) atitinka 5 h pertrauką tarp apšvitos ir išlikusių gyvų ląstelių santykinės dalies matavimo. Ordinačių ašies mastelis yra logaritminis



3.5 pav. Ląstelių, kurios išliko gyvos po apšvitos, santykinės dalies idealizuota priklausomybė nuo sugertosios dozės, kuri atitinka (3.4.3) lygybę

nulio (pvz., žr. <u>3.4 pav.</u>). Tai reiškia, kad pažeidimai būna kelių rūšių ir kai kurie vienkartiniai pažeidimai negali būti pataisyti. T. y. ląstelė turi tam tikrus "kritinius taškus", kuriuos pažeidus ląstelė būtinai miršta, net jeigu tai yra vienintelis tos ląstelės pažeidimas.

Ląstelių pažaidos modelis, kurį nusako ($\overline{3.4.3}$) lygtis, taip pat paaiškina, kodėl dozės frakcionavimas sumažina pažaidą. Pvz., $\underline{3.5 \text{ pav.}}$ atveju po vienos 10 Gy sugertosios dozės išgyvenusių ląstelių santykinė dalis yra A, o po vienos 5 Gy sugertosios dozės išgyvenusių ląstelių dalis yra B_1 . Vadinasi, jeigu po tos 5 Gy sugertosios dozės yra dar ir kita vienkartinė apšvita, tada po jos išgyvenusių ląstelių skaičiaus ir pradinio dalelių skaičiaus (prieš pirmąją apšvitą) santykis yra lygus $B_1(1 + \mu)e^{-\mu}$; čia μ yra proporcingas *antrajai* sugertajai dozei. Todėl, jeigu atidėti šio santykio priklausomybę nuo *pilnutinės* dozės (t. y. nuo pirmosios ir antrosios apšvitos sugertųjų dozių sumos), tada taške, kuris atitinka pirmąją dozę, kreivėje atsiras lūžis ir prasidės antroji tokia pati kreivė, kuri pavaizduota punktyrine linija. Kadangi tos kreivės pradžioje jos polinkis yra mažesnis, negu toliau, tai ši punktyrinė linija yra aukščiau ištisinės kreivės, kuri atitinka tą atvejį, kai nėra dozės frakcionavimo. Vadinasi, frakcionavimas leidžia sumažinti pažaidą. Pvz., po dviejų apšvitų po 5 Gy išgyvenusių ląstelių santykinė dalis yra B_2 , t. y. ta dalis yra didesnė negu po vienkartinės 10 Gy apšvitos. Jeigu nebūtų ląstelių atsistatymo, tada išlikusių ląstelių santykinės dalies logaritmo priklausomybės nuo sugertosios dozės polinkis visur būtų vienodas, t. y. dozės frakcionavimas neturėtų įtakos ląstelės išgyvenimo tikimybei. Taip būna, pvz., neutroninės spinduliuotės atveju (žr. <u>3.4 pav.</u>).

3.4.3. Pažaidą modifikuojantys veiksniai

Jau aptarėme kelis fizikinius veiksnius, kurie turi įtakos biologinei pažaidai, kurią sąlygoja jonizuojančioji spinduliuotė. Tai yra: 1) sugertosios dozės vertė, 2) laikas, per kurį ta dozė buvo sugerta (taip pat – dozės frakcionavimas), 3) spinduliuotės IEP (ją atspindi spinduliuotės svorinis daugiklis). Be to, minėta vandens svarba, nes būtent dėl vandens molekulių jonizavimo atsiranda laisvieji radikalai, kurie sąlygoja netiesioginę cheminę pažaidą. Dabar aptarsime dar du veiksnius, nuo kurių priklauso ląstelių atsparumas jonizuojančiosios spinduliuotės įtakai. Tie veiksniai yra ląstelės ciklas ir deguonies efektas.

Ląstelių ciklo fazė

Kiekviena gyvojo organizmo ląstelė anksčiau ar vėliau dalijasi, susidarant dviems dukterinėms ląstelėms. Po tam tikro laiko jos taip pat dalijasi. Visas šis vyksmas vadinamas "ląstelių ciklu". Eksperimentai rodo, kad ląstelės yra jautriausios spinduliuotei tada, kai dalijasi. Todėl jautriausi audiniai yra tie, kurių ląstelės ypač dažnai dalijasi (lytinės ląstelės, kaulų smegenys), o mažiausiai jautrūs yra audiniai, kurių ląstelės dalijasi lėtai (smegenys, raumenys, inkstai, kepenys). Mažos IEP spinduliuotės (pvz., rentgeno arba gama spindulių) biologinis poveikis gali skirtis iki 2 kartų priklausomai nuo to, kuriame ląstelių ciklo etape (kitaip sakant, kurioje ląstelių ciklo "fazėje") įvyko apšvita. Didelės IEP spinduliuotės atveju ląstelių ciklo fazės vaidmuo yra daug mažesnis.

<u>3.6 pav.</u> iliustruoja minėtosios priklausomybės nuo lastelės ciklo fazės itaka dozės frakcionavimo efektui. Matome, kad iš pradžių, didėjant intervalui tarp dviejų apšvitų, ląstelės išgyvenimo tikimybė didėja ir pasiekia maksimumą, kai tas intervalas yra 5 h. Tačiau paskui ji pradeda mažėti ir pereina minimumą ties maždaug 10 h. Paskui ji vėl pradeda didėti. Tokią priklausomybę galima suprasti, tarus, kad pirmoji apšvita sunaikina jautriausias ląsteles, t. y. tas ląsteles, kurios tuo metu dalijasi. Todėl po pirmosios apšvitos išlikusios ląstelės yra iš dalies "sinchronizuotos" (yra vienos ląstelių ciklo fazės). Kai tos ląstelės atsiduria mažiausiai jautrioje ląstelių ciklo fazėje (t. y. maždaug pusiaukelėje tarp dviejų dalijimųsi), išlikimo tikimybė pereina maksimuma. Tačiau vėliau tos lastelės pradeda dalytis, todėl jų atsparumas sumažėja ir išlikimo tikimybė taip pat sumažėja. Paskui minėtasis sinchroniškumas palaipsniui suardomas, o pirmosios apšvitos metu atsiradusių pažeidimu taisymo efektyvumas padidėja (dėl didėjančio laiko, kuris skiriamas tam taisymui), todėl ląstelių atsparumas vėl pradeda didėti, kol galų gale įsisotina (šiame pavyzdyje tai atsitinka maždaug po 20 h). Šį efektą galima pritaikyti radiacinėje vėžio terapijoje. Intervalas tarp apšvitų turėtų būti apytiksliai lygus vėžio audinio ląstelių ciklo periodui. Tada vėžinių ląstelių atsparumas apšvitai atitiktų minimumą 3.6 pav. (ties 10 h), t. y. apšvitos poveikis vėžinėms ląstelėms būtų stipriausias. Jeigu sveiko audinio ląstelių ciklo periodas būtų maždaug du kartus didesnis negu vėžinio audinio, tada sveiką audinį atiktų pirmasis maksimumas 3.6 pav., t. y. apšvitos poveikis sveiko audinio ląstelėms būtų silpniausias.



3.6 pav. Pelės kaulų smegenų ląstelių, kurios išliko gyvos po dviejų apšvitų, kurių kiekvienos sugertoji dozė 2 Gy, skaičiaus ir tokių pačių ląstelių, kurios liko gyvos po vienos 4 Gy apšvitos, skaičiaus santykio priklausomybė nuo intervalo tarp minėtų dviejų apšvitų

Deguonies efektas

<u>3.2 skirsnyje</u> buvo aprašyta grandininė cheminė reakcija, kurią skatina deguonies molekulių buvimas audinyje. Dėl šios priežasties audiniai, kuriuose padidinta deguonies koncentracija, yra jautresni jonizuojančiosios spinduliuotės poveikiui. Šį efektą iliustruoja <u>3.7 pav.</u> Kaip matome, deguonis sumažina dozę, kuri reikalinga duotai pažaidai sukurti, 2 – 3 kartus. Tačiau tokia stipri priklausomybė pasireiškia tik mažos IEP spinduliuotės (t. y. gama ir rentgeno spinduliuotės) atveju. Matyt, taip yra todėl, kad didelės IEP spinduliuotė gana intensyviai *tiesiogiai* pažeidžia molekules ir ši pažaida gali būti daug didesnė už papildomą pažaidą, kurią sąlygoja deguonis.



3.7 pav. Ląstelių, kurios išliko gyvos po apšvitos, santykinės dalies priklausomybė nuo sugertosios dozės, esant dviem deguonies koncentracijos audinyje vertėms

4. Jonizuojančioji spinduliuotė aplinkoje

Jonizuojančioji spinduliuotė veikia žmones kiekvieną jų gyvenimo dieną. Todėl svarbu išmatuoti tos spinduliuotės dozes ir nustatyti spinduliuotės poveikį sveikatai, kad būtų galima nustatyti leistinas spinduliuotės normas. Tuo tikslu 1928 m. buvo sukurta tarptautinė radiologinės apsaugos komisija (angl. "*International Commission on Radiological Protection"*, *ICRP*). Nuo to laiko spinduliuotės keliami pavojai ir priimtinos dozės buvo nuolat peržiūrimi, o didžiausios leistinos dozės nuolat mažėjo. Šiame skyriuje išsiaiškinsime, kaip apskaičiuoti jonizuojančiosios spinduliuotės dozę, kai spinduliuotę skleidžia išoriniai ir vidiniai šaltiniai.

4.1. Jonizuojančiosios spinduliuotės šaltiniai

<u>4.1 lentelėje</u> yra išvardytos pagrindinės radioaktyviųjų šaltinių, kurie pasitaiko gamtoje ir žmonių darbo aplinkoje, rūšys. Toje pačioje lentelėje yra pateiktos ir vidutinės metinės efektinės dozės. Kaip matome, didžiausia dozė gaunama iš natūraliųjų šaltinių (jų spinduliuotė taip pat vadinama "gamtiniu fonu"). Likusioji dalis atitinka dirbtinius šaltinius, tarp jų – medicinos šaltinius, buities prekes, nuosėdas po branduolinių bandymų, branduolinės energetikos ir kitų pramonės šakų atliekas. Be to, atskirų žmonių profesinės veiklos ypatybės gali labai padidinti tų žmonių gaunamą vidutinę dozę.

Šaltinis	Metinė efektinė dozė (µSv)	Atskirų asmenų dozių kitimo intervalas (μSv)
Natūralieji šaltiniai (85 %):		
Kosminiai spinduliai	260	200 - 300
Maistas ir gerimai	300	100 - 1000
Radonas	1300	$300 - 100\ 000$
Žemės gama spinduliuotė	350	100 - 1000
Iš viso natūraliųjų šaltinių:	2210	
Dirbtiniai šaltiniai (15 %):		
Medicininiai šaltiniai	370	Priklauso nuo taikymo; gali būti didelė
Pramoninės atliekos	<1	Iki 150 – 200
Nuosėdos po branduolinių sprogimų	5	Iki 15
Įvairios prekės	0,4	1 - 100
Iš viso dirbtinių šaltinių:	376	
Profesinė veikla (0,3 %)	8	Iki 20 000
Iš viso:	2600	
Specialių grupių papildoma apšvita:		
Srityse, kur yra radono perteklius	5000	
Branduolinė pramonė	1000	
Radiacijos darbuotojai	500	
Medicininės radiacijos darbuotojai	100	

4.1 lentelė. Jungtinės Karalystės gyventojų vidutinės metinės efektinės dozės

4.1.1. Natūralieji šaltiniai

Natūralioji (gamtinės kilmės) spinduliuotė sąlygoja maždaug 85 % pilnutinės metinės dozės (kuri yra lygi maždaug 2600 µSv). Natūraliosios apšvitos didžioji dalis atsiranda dėl radioaktyviųjų nuklidų, kurių yra Žemės plutoje. Mažesnė dalis atsiranda dėl kosminių spindulių ir dėl maisto produktų natūraliojo radioaktyvumo.

Kosminiai spinduliai yra sudaryti iš ypač aukštos energijos elektringųjų dalelių (daugiausia protonų ir α dalelių), kurios sąveikauja su Žemės atmosfera ir sukelia antrinių dalelių liūtis. Maža

dalis skvarbiausių antrinių dalelių (gama kvantų ir aukštos energijos elektronų) pasiekia Žemės paviršių. Dozės galia, kurią sąlygoja kosminiai spinduliai, labai priklauso nuo platumos ir ypač nuo aukščio. 2000 m aukštyje virš jūros lygio kosminių spindulių dozės galia yra maždaug tris kartus didesnė negu jūros lygyje, o 10 km aukštyje, kuriame skraido reisiniai reaktyviniai lėktuvai, kosminių spindulių dozės galia yra 150 kartų didesnė negu jūros lygyje. Todėl žmonių, kurie dažnai keliauja lėktuvais, gaunamos dozės galia gali siekti 3000 µSv, t. y. maždaug 10 % daugiau negu žmonių, kurie retai keliauja lėktuvais.

Žemės plutos spinduliuotė atsiranda dėl natūralios kilmės radioaktyviųjų nuklidų, kurių yra visose uolienose, taigi ir daugelyje statybinių medžiagų. Labiausiai paplitę iš šių nuklidų yra ²³⁸U, ²³²Th ir ⁴⁰K. Šios kilmės spinduliuotės dozė kai kuriose vietose ant Žemės paviršiaus yra daug didesnė už vidurkį. Pvz., kai kuriuose Brazilijos juodojo smėlio paplūdimiuose spinduliuotės dozės galia siekia 100 μ Sv / h. Tai atitinka beveik 1 Sv metinę dozę, t. y. 300 – 400 didesnę dozę, negu Jungtinėje Karalystėje (žr. <u>4.1 lentelė</u>).

Vidinę organizmo apšvitą sąlygoja natūralios kilmės radioaktyviųjų nuklidų įkvėpimas su oru arba jų gavimas su maistu. Iš tų nuklidų labiausiai paplitę ⁴⁰K, ⁸⁷Rb, ²¹⁰Pb, ²²⁶Ra ir ²²⁸Ra. Maždaug 300 μ Sv per metus sąlygoja maistas ir gėrimai, tačiau pagrindinį indėlį (virš 1000 μ Sv per metus) sąlygoja radono dujų (²²²Rn), kurios susidaro skylant ²²⁶Ra, ir jų skilimo produktų įkvėpimas.

Visus nuklidus, kurie atsirado skylant Žemės plutoje esantiems ilgaamžiams radioaktyviesiems nuklidams, galima suklasifikuoti pagal skilimų grandinę, kuriai jie priklauso. Visi nuklidai, kurie priklauso vienai skilimo grandinei, sudaro vadinamąją *radioaktyviąją šeimą*. Iš viso yra keturios radioaktyviosios šeimos. Kiekviena radioaktyvioji šeima pavadinta vieno savo nario vardu: torio $\binom{232}{90}$ Th), urano $\binom{238}{92}$ U), aktinio $\binom{227}{89}$ Ac; šeimos pradininkas $-\frac{235}{92}$ U), neptūnio $\binom{237}{93}$ Np) šeimos. Radioaktyviųjų šeimų skaičius yra lygus keturiems todėl, kad alfa skilimo metu branduolio masės skaičius sumažėja keturiais, o β skilimo metu masės skaičius nepasikeičia. Kadangi kiekvienoje radioaktyviojoje šeimoje vyksta tik alfa ir β skilimai, tai visų vienos radioaktyviosios šeimos narių masės skaičius galima išreikšti pavidalu 4n (čia n yra sveikasis skaičius), urano šeimos narių -4n + 2, aktinio šeimos narių -4n + 3, neptūnio šeimos narių -4n + 1.

Anksčiau minėto dujinio radioaktyviojo elemento – radono – izotopai yra trijose iš minėtų keturių radioaktyviųjų šeimų. Torio šeimoje yra ²²⁰Rn, urano šeimoje yra ²²²Rn, o aktinio šeimoje yra ²¹⁹Rn. ²²²Rn pusėjimo trukmė yra didžiausia (3,8 paros); kitų dviejų izotopų pusėjimo trukmės yra mažesnės negu minutė. Šios dujos difunduoja iš Žemės į atmosferą arba iš kambario sienų į jo ertmę (statybinėse medžiagose taip pat yra aukščiau minėtieji radioaktyvieji elementai), todėl jų esama atmosferos ore bei pastatuose. Jos sąlygoja ir kritulių radioaktyvumą. Kadangi, suskilus šioms radioaktyviosioms dujoms, susidaro daug kitų radioaktyviųjų nuklidų, tai didžiąją dalį atmosferos radioaktyvumo sąlygoja ne pats radonas, o jo skilimo produktai (radioaktyvieji švino, bismuto ir polonio izotopai). Kai sakoma "radono spinduliuotė" arba "radono dozė", turima omenyje ne tik paties radono, bet ir visų jo skilimo produktų spinduliuotė. Kadangi tie skilimo produktai natūraliomis sąlygomis yra kietos medžiagos, tai jų atomai nusėda ant ore esančių aerozolinių dalelių, kurios, jas įkvėpus, gali nusėsti plaučiuose ir sukelti plaučių vėžį. Ankstyvosiose urano kasyklose radono ir jo produktų įkvėpimas buvo daugelio mirčių priežastis. Radono dozės priklauso nuo vietovės. Pvz., vietose, kur yra daug granito, radono koncentracija dažnai būna kelis kartus didesnė už vidutinę. Be to, radono kiekis būna padidėjęs uždarose patalpose, kuriose yra bloga ventiliacija.

4.1.2. Dirbtiniai šaltiniai

<u>4.1 lentelėje</u> matome, kad medicininė apšvita sąlygoja didžiąją dalį apšvitos dėl dirbtinių šaltinių. Skirtingų žmonių medicininė apšvita yra labai skirtinga: vienų žmonių apšvita yra nulinė, o kitų gali viršyti vidurkį kelis šimtus kartų. Pastaraisiais metais medicininės apšvitos dozės šiek tiek padidėjo, nes pradėta dažniau taikyti kompiuterinę rentgeno tomografiją, kuri sąlygoja didesnes apšvitas, negu įprastinių rentgeno nuotraukų darymas. Radiacinės vėžio terapijos procedūrose tam tikri pacientų audiniai gauna netgi mirtinas dozes, siekiant sunaikinti piktybinius auglius.

4.2. Dozės apskaičiavimas

Sugertoji dozė D_s priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo, apšvitos trukmės ir nuo krintančiosios spinduliuotės energijos dalies f, kuri buvo sugerta švitinamajame audinyje. Kadangi sunkiųjų elektringųjų dalelių energijos nuostoliai yra grynai jonizaciniai, o jonizacija vyksta arti krintančiosios dalelės trajektorijos, tai sunkiosios elektringosios dalelės visą savo energiją praranda toje vietoje, į kurią jos krinta. Vadinasi, sunkiųjų elektringųjų dalelių f=1. Elektronų energijos nuostoliai yra ne tik jonizaciniai, bet ir dėl stabdomosios elektromagnetinės spinduliuotės, kuri gali išeiti iš audinio ir būti sugerta kur nors kitur. Todėl elektronų f < 1. Tačiau stabdomosios spinduliuotės dalis pilnutiniuose elektronų energijos nuostoliuose tampa žymi tik tada, kai elektrono energija yra palyginti didelė (keli MeV arba didesnė). Mažesnės energijos elektronų $f \approx 1$.

Fotonų (gama arba rentgeno kvantų) energijos perdavą audiniui lemia spinduliuotės silpimo koeficientas. Jeigu fotono energija yra pakankamai didelė (arba sugeriančios medžiagos sluoksnis yra pakankamai plonas), tada fotonas gali pereiti tą sluoksnį be jokios sąveikos arba atiduoti medžiagai tik dalį savo energijos (dėl Komptono sklaidos). Todėl gama spinduliuotės f < 1. Kadangi biologinis audinys yra sudarytas iš lengvųjų elementų, tai vyraujantis fotonų sąveikos vyksmas yra Komptono sklaida.

4.2.1. Išoriniai radioaktyvieji šaltiniai

Jeigu apšvitą sąlygoja išorinis šaltinis, tada spinduliuotės intensyvumas priklauso nuo atstumo iki to šaltinio ir nuo radiacinės apsaugos (ekranų). Alfa ir β spinduliuotę ekranuoti yra palyginti paprasta, nes ši spinduliuotė nėra skvarbi. β šaltiniai dažniausiai saugomi aliuminio konteineriuose, siekiant sumažinti β dalelių atgalinės sklaidos tikimybę (ši tikimybė mažėja mažėjant taikinio atominiam numeriui). Gama spinduliuotės ekranavimui dažniausiai naudojamos švino plytos.

Jeigu lygiagretus vienos energijos fotonų pluoštas statmenai krinta į plokščią sluoksnį, kurio storis d, tada *praėjusios* spinduliuotės intensyvumas I (t. y. energijos kiekis ploto vienetui per laiko vienetą *kitoje* sluoksnio pusėje) priklauso nuo d apytiksliai eksponentiniu dėsniu:

$$I = I_0 \exp(-\mu_{\rm e} d), \tag{4.2.1}$$

čia I_0 yra krintančiosios spinduliuotės intensyvumas, o μ_e yra *energijos sugerties koeficientas*. Energijos sugerties koeficientas μ_e apibrėžiamas analogiškai ilginiam silpimo koeficientui μ , tačiau vietoj sąveikavusių fotonų skaičiaus naudojant sugertos energijos kiekį, o vietoj krintančio fotonų skaičiaus naudojant krintančios energijos kiekį. Jeigu vienintelis sąveikos vyksmas būtų fotonų sugertis ir jeigu visa atsiradusių greitųjų elektronų kinetinė energija būtų sugeriama jų atsiradimo vietoje, tada μ_e sutaptų si μ . Tačiau, kadangi kai kurių sąveikos įvykių metu fotonas perduoda tik dalį savo energijos (Komptono sklaida), tai $\mu_e < \mu$. Kitas veiksnys, kuris papildomai sumažina μ_e , yra tas, kad greitieji elektronai, kurie atsirado dėl fotonų sąveikos su medžiaga (Komptono atatrankos elektronai ir fotoelektronai), taip pat gali prarasti tik dalį savo energijos toje medžiagoje (kita dalis gali būti išspinduliuota stabdomosios spinduliuotės pavidalu ir išeiti iš medžiagos). Todėl pilnutinė medžiago selektronams. Pastaroji energija, apskaičiuota masės vienetui, yra vadinama *kerma* (šis terminas kilo iš angliškų žodžių "*k*inetic *e*nergy *r*eleased in *ma*tter" – medžiagai perduota kinetinė energija). Dažniausiai minėtasis sugertosios dozės sumažėjimas dėl antrinių elektronų stabdomosios spinduliuotės pavidalu

Taigi, išorinės gama spinduliuotės koeficientą f galima apytiksliai apskaičiuoti pagal formulę

$$f \equiv \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - \exp(-\mu_e d), \qquad (4.2.2)$$

čia antroji lygybė gauta įrašius I išraišką (4.2.1).

Apytikslė formulė, kuri leidžia apskaičiuoti gama arba rentgeno spinduliuotės lygiavertės dozės galią biologiniame audinyje atstumu r nuo taškinio radioaktyviojo šaltinio, kuris visomis kryptimis skleidžia A fotonų per sekundę, yra tokia:

$$\frac{\mathrm{d}D_{\mathrm{a}}}{\mathrm{d}t}(\mu \mathrm{Sv}\,\mathrm{h}^{-1}) \approx \frac{A(\mathrm{MBq}) \times E_{\gamma}(\mathrm{MeV})}{6 \times [r(\mathrm{m})]^2}; \qquad (4.2.3)$$

čia E_{γ} yra fotono energija. Apytikslė formulė (4.2.3) galioja, kai 0,1 MeV < E_{γ} < 3 MeV. Tame energijos intervale energijos perdavos koeficientas biologiniame audinyje yra palyginti pastovus.

(4.2.3) formulė išvesta remiantis prielaida, kad D_a yra vidutinė lygiavertė dozė sluoksnyje, kurio storis 20 cm, o vidutinis energijos sugerties koeficientas yra $\mu_e = 0.07 \text{ cm}^{-1}$. Tada pagal (4.2.2) formulę santykinė kritusios spinduliuotės energijos, kuri buvo perduota švitinamajam audiniui, dalis yra $f = 1 - \exp(-0.07 \cdot 20) = 0.753$.

Pvz., pagal (4.2.3) formulę 370 kBq aktyvumo Cs-137 šaltinio lygiavertės dozės galia 2 m atstumu yra maždaug $0,01 \ \mu$ Sv h⁻¹. Tai yra nepavojinga dozės galia.

4.2.2. Vidiniai radioaktyvieji šaltiniai

Įvykus avarijai, kurios metu aplinkoje pasklido radioaktyviosios medžiagos, didžiausias pavojus yra susijęs su tuo, kad gyventojai gali kvėpuoti oru, kuriame yra radioaktyvių dulkių, arba valgyti maistą, kuris užterštas radioaktyviaisiais nuklidais. Taigi, šiuo atveju didžiausią pavojų sąlygoja ne išorinė, o vidinė organizmo apšvita.

Tarkime, duotas vidinis šaltinis, kuris tolygiai pasiskirstęs m_a masės audinyje ir kuris išspinduliuoja A dalelių per laiko vienetą. Tada tame audinyje lygiavertės dozės galia yra lygi

$$\frac{\mathrm{d}D_{\mathrm{a}}}{\mathrm{d}t} = \frac{A E_{\mathrm{dal}} f w_{\mathrm{s}}}{m_{\mathrm{a}}}; \qquad (4.2.4)$$

čia E_{dal} yra vienos dalelės energija, f yra spinduliuotės energijos santykinė dalis, kuri sugeriama tame audinyje (likusioji energija sugeriama už to audinio ribų), o w_s yra spinduliuotės svorinis daugiklis (žr. <u>3.1 lentelė</u>). Kaip pavyzdį, apskaičiuosime dozę, kurią sąlygoja natūraliojo kalio izotopo ⁴⁰K skleidžiama gama spinduliuotė ($w_s = 1$). Vidutinė energija, kuri išsiskiria skylant vienam ⁴⁰K branduoliui, yra 0,5 MeV. Taigi, (<u>4.2.4</u>) formulėje $E_{dal} = 0,5$ MeV. Laikysime, kad visa ši energija sugeriama arti skilimo taško (f = 1). Be to, laikysime, kad kalis tolygiai pasiskirstęs visame žmogaus organizme. Tada, skaičiuojant viso organizmo lygiavertės dozės galią, (<u>4.2.4</u>) formulėje vietoj m_a reikia naudoti vidutinę žmogaus kūno masę ($m_a = 70$ kg). Dabar lieka tik nustatyti ⁴⁰K aktyvumą (A). Tuo tikslu pasinaudosime tuo, kad kalis sudaro maždaug 0,27 % žmogaus kūno masės. Čia turimi omenyje visi kalio izotopai (iš jų didžioji masės dalis atitinka stabiliuosius izotopus ³⁹K ir ⁴¹K). ⁴⁰K sudaro 0,012 % visų kalio branduolių. Vadinasi, ⁴⁰K vidutinė masė žmogaus kūne yra A = 70 kg × 0,0027 × 0,00012 = 2,27 · 10⁻⁵ kg. Atitinkamas ⁴⁰K branduolių skaičius yra gaunamas, padalinus tą masę iš kalio molinės masės ($40 · 10^{-3}$ kg / mol) ir padauginus iš Avogadro skaičiaus ($N_A = 6,03 · 10^{23}$ mol⁻¹): $N_{K-40} = 3,4 · 10^{20}$. Pilnutinis tų branduolių aktyvumas yra lygus jų skaičiaus ir ⁴⁰K skilimo konstantos sandaugai. Skilimo konstanta yra lygi

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}};$$
(4.2.5)

čia $T_{1/2}$ yra ⁴⁰K skilimo pusėjimo trukmė: $T_{1/2} = 1,25 \cdot 10^9$ metų = 3,94 $\cdot 10^{16}$ s. Vadinasi ⁴⁰K skilimo konstanta yra $\lambda = 1,76 \cdot 10^{-17}$ s, o vidutinis žmogaus organizme esančio ⁴⁰K aktyvumas yra $A = \lambda N_{K-40} = 6 \cdot 10^3$ Bq. Atitinkama lygiavertės dozės galia yra

$$\frac{\mathrm{d}D_{\mathrm{a}}}{\mathrm{d}t} = \frac{6 \cdot 10^3 \,(\mathrm{s}^{-1}) \times 0.5 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \,(\mathrm{J})}{70 \,\mathrm{kg}} \approx 7 \cdot 10^{-12} \,\mathrm{Sv/s} \approx 200 \,\mathrm{\mu}\mathrm{Sv/m}.$$

Matome, kad ši dozės galia yra maža lyginant su pilnutine vidutine metine doze (žr. 4.1 lentelė).

Dažniausiai vidinės apšvitos dozę yra sunkiau apskaičiuoti negu pastarajame pavyzdyje. Yra trys papildomi veiksniai, kurie apsunkina vidinės apšvitos dozės skaičiavima:

1) Ne visa išspinduliuotoji energija yra sugeriama audinyje, kuriame vyksta spinduliavimas (t. y. f < 1);

- 2) Radioaktyviojo nuklido kiekis organizme mažėja laike. Šis mažėjimas yra sąlygotas ir paties nuklido skilimo, ir biologinių procesų organizme. Radioaktyviojo nuklido kiekio mažėjimo sparta dėl medžiagų apykaitos yra apibūdinama vadinamąja *biologine pusėjimo trukme*: tai yra laikas, per kurį pusė duotojo nuklido branduolių pašalinama iš organizmo dėl jame vykstančių biologinių procesų. Biologinė pusėjimo trukmė gali būti daug mažesnė už skilimo pusėjimo trukmę;
- Kai kurie elementai organizme pasiskirsto netolygiai, t. y. kaupiasi tam tikrose kūno vietose (pvz., jodas kaupiasi skydliaukėje), todėl skirtingų organų sugertos dozės yra skirtingos.

<u>4.2 lentelėje</u> pateiktos efektinės dozės, kurios gaunamos įkvėpus arba gavus su maistu kelių paplitusių radioaktyviųjų nuklidų. Visais atvejais pilnutinis į organizmo patekusio nuklido aktyvumas yra 1 kBq.

Nuklidas	Jautriausias organas	Dozė įkvėpus (µSv/kBq)	Dozė prarijus (µSv/kBq)
⁹⁰ Sr	Raudonieji kaulų smegenys, plaučiai	30	28
¹³¹ I	Skydliaukė	11	22
¹²³ I	Skydliaukė	0,11	0,21
¹³⁷ Cs	Visas kūnas	6,7	13

4.2 lentelė. Efektinės dozės, kai į organizmą patekusio nuklido pilnutinis aktyvumas yra 1 kBq

4.3. Rizikos apskaičiavimas

Jonizuojančiosios spinduliuotės neigiamas poveikis sveikatai vadinamas *somatiniu*, jeigu paveikiamas tik tas žmogus, kuris patyrė apšvitą, ir *paveldimu*, jeigu paveikiami to žmogaus palikuonys. Somatiniai efektai yra dviejų rūšių:

- (a) Deterministiniai (neatsitiktiniai) efektai, kai egzistuoja tam tikra mažiausia (slenkstinė) apšvita, žemiau kurios nėra jokių neigiamų efektų, ir kai pažaida priklauso nuo dozės. Tokių efektų pavyzdžiai yra kraujo kūnelių pažeidimai, kataraktų atsiradimai arba vaisingumo sumažėjimas.
- (b) Stochastiniai (atsitiktiniai) efektai, kai nėra minėtojo slenksčio, o pažaidos sunkumas nepriklauso nuo dozės. Dozė šiuo atveju lemia ne pažaidos sunkumą, o *tikimybę*, kad atsiras ta pažaida: kuo didesnė dozė, tuo didesnė pažaidos tikimybė. Pats svarbiausias tokio pobūdžio efektas yra susirgimas vėžiu. Manoma (nors tiksliai neįrodyta), kad tikimybė susirgti vėžiu yra tiesiog proporcinga dozei ir kad egzistuoja nenulinė tikimybė net esant labai mažoms dozėms. Tačiau, didėjant dozei, paties susirgimo vėžiu sunkumas nedidėja.

Skaičiuojant stochastinio efekto (dažniausiai – susirgimo vėžiu) tikimybę, naudojami vadinamieji rizikos koeficientai, kurie priklauso nuo kūno dalies, kurioje pasireiškia tas efektas. *Rizikos koeficientas* – tai skaičius, iš kurio reikia padauginti lygiavertę dozę, kad gauti duotojo efekto atsiradimo tikimybę (vadinasi, rizikos koeficiento matavimo vienetas yra atvirkštinis lygiavertės dozės matavimo vienetui). Tarptautinė radiologinės apsaugos komisija yra paskelbusi mirties nuo įvairių rūšių vėžinių susirgimų rizikos koeficientus, kurie pateikti <u>4.3 lentelėje</u>. Skaičiuojant duotojo organo susirgimo tikimybę, reikia naudoti tik to organo gautą *lygiavertę* dozę. Vadinasi, jeigu, pvz., yra duota efektinė dozė dėl nuklido ¹³¹I gavimo su maistu ir yra siekiama apskaičiuoti mirties nuo skydliaukės vėžio tikimybę, tada tą efektinę dozę reikia visų pirma padalyti iš skydliaukės svorinio daugiklio, t. y. iš 0,05 (žr. <u>3.2 lentelė</u>), o paskui padauginti iš atitinkamo rizikos koeficiento, t. y. iš $8 \cdot 10^{-4}$ Sv⁻¹ (žr. <u>4.3 lentelė</u>). Pvz., jeigu pilnutinis ¹³¹I aktyvumas, kurį žmogus gavo su maistu, yra 20 kBq, tada pagal 4.2 lentelę efektinė viso kūno dozė yra 20 · (22 · 10⁻⁶) = 4,4 · 10⁻⁴ Sv, o skydliaukės lygiavertė dozė yra 4,4 · 10⁻⁴ / 0,05 = 8,8 · 10⁻³ Sv. Todėl to žmogaus mirties dėl skydliaukės vėžio tikimybė yra $8,8 \cdot 10^{-3} \times 8 \cdot 10^{-4} = 7 \cdot 10^{-6}$. T. y. iš vieno milijono taip paveiktų žmonių mirtų vidutiniškai 7 žmonės.

Tarptautinė radiologinės apsaugos komisija rekomenduoja didžiausias leidžiamas dozes, kurios pateiktos <u>4.4 lentelėje</u>. Yra trys dozių grupės, priklausomai nuo gyventojų grupės: žmonės, kurie nuolat susiduria su jonizuojančiąja spinduliuote savo profesinėje veikloje ("radiacijos darbuotojai"), žmonės, kurie susiduria su jonizuojančiąja spinduliuote tik dalį laiko, mokymo proceso metu ("praktikantai"), ir žmonės, kurių veikla nėra susijusi su apšvita ("gyventojai").

Audinys arba organas	Efektas	Rizikos koeficientas (Sv ⁻¹)
Krūtis	Vėžys	$2,0 \cdot 10^{-3}$
Raudonieji kaulų smegenys	Leukemija	$5,0 \cdot 10^{-3}$
Plaučiai	Vėžys	$8,5 \cdot 10^{-3}$
Skydliaukė	Vėžys	$8,0 \cdot 10^{-4}$
Kaulų paviršius	Vėžys	$5,0 \cdot 10^{-4}$
Kiti audiniai	Vėžys	$3,4 \cdot 10^{-2}$
Visas kūnas, visų rūšių vėžys		$5\cdot 10^{-2}$

4.3 lentelė. Mirties nuo jonizuojančiosios spinduliuotės sukelto vėžio rizikos koeficientai

Audinys	Radiacijos darbuotojai	Praktikantai	Gyventojai
Visas kūnas (mSv / m.)	20	6	1
Oda (mSv vienai apšvitai)	500	150	50
Akies lęšiukas (mSv vienai apšvitai)	150	50	15
Gemalas (mSv vienam nėštumui)	1		

4.4 lentelė. TRAK rekomenduojamos didžiausios leidžiamos dozės

5. Branduolio fizikos metodų taikymai tiriant medžiagų sudėtį

5.1. Radioaktyvusis įvykių datavimas

Tarkime, turime dviejų nuklidų mišinį. Pirmasis nuklidas yra radioaktyvus. Skildamas jis virsta antruoju nuklidu. Antrasis nuklidas nėra radioaktyvus. Pirmojo nuklido kiekį (atomų skaičių) žymėsime N_1 , o antrojo – N_2 . Kadangi radioaktyviojo nuklido branduolių skaičius N_1 laike mažėja eksponentiškai:

$$N_1(t) = N_{01} \mathrm{e}^{-\lambda t} \,, \tag{5.1.1}$$

tai tą skaičių galima panaudoti laikui matuoti:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_{01}}{N_1}.$$
 (5.1.2)

Kad šią formulę būtų galima taikyti praktikoje, reikia žinoti pradinį pirmojo nuklido branduolių skaičių N_{01} . Tarkime, kad pradiniu laiko momentu (t = 0), kai buvo suformuotas tiriamasis bandinys, jame nebuvo antrinio nuklido ir kad abiejų nuklidų kiekiai kinta tik dėl pirminio nuklido skilimo. Tada pirminio nuklido branduolių pradinis skaičius yra lygus

$$N_{01} = N_1 + N_2. (5.1.3)$$

Įrašę (5.1.3) į (5.1.2), matome:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{N_2}{N_1} \right).$$
 (5.1.4)

Vadinasi, nustatę antrinio ir pirminio nuklidų kiekių santykį N_2/N_1 , galime apskaičiuoti tiriamojo bandinio amžių.

(5.1.4) formulė išvesta, remiantis dviem prielaidomis:

- 1) pradiniu laiko momentu bandinyje nėra antrinio nuklido;
- 2) pirminio nuklido skilimas yra vienintelis veiksnys, dėl kurio kinta N_1 ir N_2 (t. y. šių nuklidų atomai lieka savo pradinėse padėtyse, ir neatsiranda naujų tos rūšies atomų dėl kitų veiksnių, pvz., dėl branduolinių reakcijų, kurias sukelia kosminiai spinduliai). Taip gali būti, pvz., jeigu abu nuklidai įeina į ilgaamžio kietojo kūno sudėtį (uolienos).

Atsisakysime pirmosios prielaidos. Tarkime, kad laiko momentu t = 0 bandinyje buvo N_{02} antrinio nuklido atomų (kaip jie atsirado, yra nesvarbu). Tada, galiojant antrajai prielaidai,

$$N_{01} + N_{02} = N_1 + N_2. \tag{5.1.5}$$

Kadangi dabar atsirado naujas nežinomasis N_{02} , tai tik pagal dvi lygtis (5.1.2) ir (5.1.5) neįmanoma vienareikšmiškai nustatyti laiko t (nežinomieji yra N_{01} , N_{02} ir t, t. y. nežinomųjų yra daugiau negu lygčių). Vadinasi, vėl reikia tam tikrų prielaidų apie pradinę būseną. Nustatant Žemės amžių radioaktyviojo datavimo metodu, prielaida yra ta, kad Saulės sistema susiformavo iš dujų ir dulkių debesies, kurį paveikė artimos supernovos sprogimo smūginė banga¹. Nuo to laiko daugumos Žemę sudarančių nuklidų kiekiai arba nekito (stabilieji nuklidai), arba keitėsi dėl radioaktyviojo skilimo. Kai kurių nuklidų kiekiai keitėsi dar ir dėl branduolinių reakcijų, kurias sukelia kosminiai spinduliai. Per Žemės ir kitų planetų susidarymo laiką visi nuklidai pilnai susimaišė tarpusavyje, todėl visuose Saulės sistemos kūnuose (planetose, meteorituose ir kt.) kiekvieno elemento ilgaamžių izotopų kiekių santykiai turėtų būti vienodi. Jeigu pastaroji prielaida (duotojo elemento stabiliųjų izotopų kiekių santykio vienodumas skirtinguose bandiniuose) yra teisinga, tada tampa įmanoma nustatyti Saulės sistemos amžių pagal dabartines nuklidų kiekių santykio vertes skirtinguose bandiniuose. Išvesime atitinkama lygti. Tarkime, kad antrinis elementas turi du stabilius izotopus, iš kurių vienas atsiranda skylant pirminiam nuklidui, o kitas atsirado formuojantis Saulės sistemai. Pastarojo izotopo kiekį žymėsime N_2' . Pagal prielaidą santykis N_{02} / N_2' yra vienodas visur Saulės sistemoje. Kad būtų galima pritaikyti šią prielaidą, (5.1.5) lygtį užrašysime taip, kad į ją įeitų minėtasis santykis. Padaliję (5.1.5) lygybės abi puses iš N_2' , gauname:

$$\frac{N_{01} + N_{02}}{N'_{02}} = \frac{N_1 + N_2}{N'_2}$$
(5.1.6)

arba

¹ Pvz., žr. tinklalapį <http://www.ciw.edu/news/little_bang_triggered_solar_system_formation>.

$$\frac{N_{01} - N_1}{N'_2} + \frac{N_{02}}{N'_2} = \frac{N_2}{N'_2} \,. \tag{5.1.7}$$

Išreiškę N_{01} iš (5.1.1) ir įrašę į (5.1.7), matome:

$$\frac{N_2}{N_2'} = \frac{N_1}{N_2'} (e^{\lambda t} - 1) + \frac{N_{02}}{N_2'}.$$
(5.1.8)

Kadangi pirminis ir antrinis nuklidas yra skirtingi cheminiai elementai, tai jų cheminės savybės yra skirtingos, todėl skirtinguose bandiniuose jų kiekių santykis (N_1 / N_2') bus skirtingas, priklausomai nuo bandinio formavimosi istorijos (ar jis susiformavo Žemės gelmėse, ar vandenyno dugne, ar Mėnulyje, ar įeina į meteorito sudėtį). Kiekių santykius N_1 / N_2' ir N_2 / N_2' , kurie įeina į (5.1.8) lygtį, galima ižmetuoti tioriogiai. Vienintaliai du dudžioi

išmatuoti tiesiogiai. Vieninteliai du dydžiai, kurių negalima išmatuoti tiesiogiai, yra t ir N_{02} / N_2' . Jeigu jie tikrai yra vienodi visuose bandiniuose, nepriklausomai nuo to, iš kur jie atgabenti, tai, norint vienareikšmiškai nustatyti t ir N₀₂ / N₂', užtenka ištirti du skirtingus bandinius: tada lygčių skaičius bus lygus nežinomujų skaičiui (t. y. dviem). Tačiau mes dar nesame tikri, ar yra teisinga pagrindinė prielaida (dydžių t ir N_{02} / N_2' pastovumas visuose Saulės sistemos kūnuose). Kad patikrinti šią prielaidą, reikia ištirti kuo daugiau skirtingų bandinių (kelis šimtus arba daugiau) ir nustatyti, ar galioja dėsningumas. kuris išplaukia iš šios prielaidos. Tas dėsningumas akivaizdus iš (5.1.8) lygties: turint kelis skirtingos sudėties bandinius ir atidėjus ant ordinačių ašies dydį N_2 / N_2' , o ant abscisių ašies – dydį N_1 / N_2' , turėtume gauti tiesę. <u>5.1 pav.</u> pavaizduotas toks grafikas skilimui ${}^{87}\text{Rb} \rightarrow {}^{87}\text{Sr}$ (pusamžis - 4,8·10¹⁰ m.). Stabilusis Sr izotopas, su kuriuo lyginami izotopų 87Rb ir 87Sr kiekiai, yra ⁸⁶Sr. Kaip matome, skirtingus bandinius atitinkantys taškai iš tikrųjų yra išsidėstę ant tiesės. Todėl galima teigti, kad pagrindinė prielaida yra teisinga. Čia yra pavyzdys vadinamosios "indukcinės logikos", kai pagal stebėjimo duomenų visumą daroma išvada apie teorinių prielaidų (kitaip sakant, teorinio



5.1 pav. Rb-Sr datavimo metodas. Matavimų duomenys (atskiri taškai) išsidėstę ant vienos tiesės. Toks išsidėstymas atitinka (5.1.8) lygtį

modelio) tinkamumą aiškinant tuos duomenis ("dedukcinė logika" – tai loginių išvadų darymas remiantis prielaidomis, kurių teisingumas nekelia abejonių). Kaip matome (5.1.8) lygtyje, Saulės sistemos amžius t lemia tiesės krypties koeficientą. Pagal šios tiesės krypties koeficientą gaunama tokia t vertė: $t = (4,53 \pm 0,04) \cdot 10^9$ m. Tokie tyrimai buvo atlikti su įvairiais pirminio ir antrinio nuklidų deriniais (pvz., skilimai ⁴⁰K \rightarrow ⁴⁰Ar, ²³⁵U \rightarrow ²⁰⁷Pb, ²³⁸U \rightarrow ²⁰⁶Pb, ir ²³⁸U bei ²⁴⁴Pu savaiminis dalijimasis), ir visais atvejais buvo gautas tas pats Žemės amžius – 4,5·10⁹ m.

Mažesnio amžiaus organiniai bandiniai datuojami pagal radioaktyviojo anglies izotopo ${}_{6}^{14}$ C kiekį (*radiokarboninis metodas*). Maži ¹⁴C kiekiai nuolat susidaro Žemės atmosferoje vykstant branduolinei reakcijai ¹⁴N(n, p)¹⁴C, kurią sukelia kosminiai spinduliai (kaip matyti iš reakcijos lygties, šios reakcijos metu azoto atomo branduolys sugeria neutroną ir išspinduliuoja protoną virsdamas anglies atomo branduoliu). Paskui izotopas ¹⁴C dėl β^- skilimo virsta stabiliu azoto izotopu ${}_{7}^{14}$ N. Šio skilimo pusamžis yra 5730 m. Gyvieji organizmai nuolat gauna mažus izotopo ¹⁴C kiekius iš atmosferos ir kartu su maistu (didžiąją dalį anglies sudaro stabilusis izotopas ¹²C). Organizmo viduje esantis ¹⁴C lėtai skyla. Nustatyta, kad 1 grame anglies, gautos iš gyvos organinės medžiagos, kas minutę skyla

apie 15¹⁴C branduolių. Kol organizmas yra gyvas, ¹⁴C kiekio sumažėjimas dėl skilimo yra nuolat kompensuojamas iš aplinkos, todėl gyvųjų organizmų viduje izotopų ¹⁴C ir ¹²C kiekių santykis yra pastovus ir lygus jų kiekių santykiui atmosferoje (vieną ¹⁴C atomą atitinka maždaug 10¹² ¹²C atomų). Tačiau, kai organizmas miršta, jo audiniai nustoja priimti anglies izotopus iš aplinkos, todėl ¹⁴C kiekis organizme pradeda mažėti pagal (5.1.1) dėsnį. Vadinasi, žinant ¹⁴C skilimo pusamžį ir izotopų ¹⁴C ir ¹²C kiekių santykį atmosferoje, pagal jų kiekių santykį iškasenoje galima nustatyti organizmo mirties datą. Pvz., šitaip buvo nustatytos kai kurių Egipto faraonų mirties datos. ¹⁴C kiekis bandinio masės vienete nustatomas pagal masės vieneto aktyvumą (*savitąjį aktyvumą*). Todėl metodo tikslumą lemia aktyvumo matavimo tikslumas. Po dešimties arba daugiau skilimo pusamžių (t. y. praėjus daugiau negu 50 000 m. nuo organizmo mirties) ¹⁴C aktyvumas tampa toks mažas, kad jo neįmanoma išmatuoti. Todėl radiokarboninis metodas netinka datuojant bandinius, kurių amžius viršija 50 000 m.

Radiokarboniniu metodu gautieji duomenys labai gerai sutampa su kitų šaltinių duomenimis (pvz., su datomis, kurios minimos istoriniuose dokumentuose, arba su rezultatais, kurie gauti skaičiuojant medžių rieves). Tai reiškia, kad pagrindinė radiokarboninio metodo prielaida (anglies izotopo ¹⁴C atsiradimo spartos pastovumas per pastaruosius kelis tūkstančius metų) yra teisinga.

5.2. Neutronų aktyvacinė analizė

Radioaktyviųjų atomų mažus kiekius galima labai tiksliai išmatuoti matuojant jų skleidžiamą spinduliuotę. Šis faktas yra praktiškai taikomas matuojant tam tikrų nuklidų mažus kiekius medžiagose. Tuo tikslu reikia dalį to nuklido atomų padaryti radioaktyviais. Paprasčiausias būdas tai pasiekti yra šiluminių neutronų spinduliuojamoji pagava (n, γ) . Pvz., yra tik vienas stabilus aukso izotopas (¹⁹⁷Au). Kai šio izotopo branduolys pagauna neutrona, susidaro radioaktyvusis aukso izotopas ¹⁹⁸Au. Jo skilimo pusamžis yra 2,7 paros. Labiausiai tikėtinas jo skilimo kanalas yra β^- skilimas, kurio metu susidaro sužadintos būsenos ¹⁹⁸Hg branduolys, kuris labai greitai pereina į pagrindinę būseną išspinduliuodamas 412 keV energijos gama kvantą. Taigi, jeigu, paveikus šiluminiais neutronais duotąjį bandinį, jis pradeda skleisti tokios energijos fotonus ir jeigu tos spinduliuotės intensyvumas mažėja laike su 2,7 paros pusamžiu, tada galima daryti išvadą, kad bandinyje yra ¹⁹⁷Au. Vienintelis likes klausimas – kokia vra to nuklido koncentracija (apie tai kalbėsime šiek tiek vėliau). Kaip matome šiame pavyzdyje, šiuo metodu galima identifikuoti bet kurį radioaktyvųjį nuklidą, išmatavus jo pusamžį ir spinduliuojamų dalelių rūšį bei energiją (nes šie dydžiai yra skirtingi skirtingiems nuklidams). Radioaktyviuosius nuklidus galima kurti ne vien neutronais, bet ir aukštos energijos elektringosiomis dalelėmis (pvz., alfa dalelėmis arba protonais), tačiau dažniausiai naudojami neutronai, nes jie yra skvarbesni negu elektringosios dalelės ir dėl to labiau tinka tiriant didelio storio bandinius. Šis bandinio elementinės sudėties tyrimo metodas vadinamas *neutronu aktyvacine analize*.

NAA metodas turi du svarbius privalumus, lyginant su cheminiais analizės metodais. Pirma, jis neardo tiriamojo bandinio. Vienintelis jo poveikis yra indukuotasis radioaktyvumas, kuris per palyginti trumpą laiką sumažėja iki nulio. Šis privalumas yra svarbus, pvz., jeigu tiriamasis objektas yra vertingas paveikslas, istorinis dokumentas arba daiktinis įrodymas tiriant nusikaltimą. Antra, cheminių elementų detektavimo jautris yra daug didesnis, negu tas, kurį galima pasiekti cheminės analizės metodais. Kaip netrukus įsitikinsime, NAA metodu galima detektuoti 10⁻¹³ g eilės medžiagos kiekius. Tačiau jautris priklauso nuo neutrono pagavimo reakcijos skerspjūvio, o šis labai priklauso nuo pirminio nuklido (skirtingų nuklidų reakcijų skerspjūviai gali skirtis keliomis eilėmis). Todėl toks didelis jautris pasiekiamas tik kai kurių nuklidų atvejais. Tačiau yra tik 12 elementų, kurių neįmanoma detektuoti šiuo metodu (dėl to, kad reakcijos skerspjūvis yra lygus nuliui arba pernelyg mažas). Tai yra 8 lengviausi elementai (nuo H iki O) ir P, S, Tl bei Bi.

Bandinio indukuotojo aktyvumo priklausomybė nuo aktyvinimo laiko t_a:

$$\Phi(t_{a}) = \lambda N(t_{a}) = \sigma N_{0} j(1 - e^{-\lambda t_{a}}); \qquad (5.2.1)$$

čia λ yra skilimo konstanta, $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$ yra skilimo pusamžis, $N(t_a)$ yra sukurtų radioaktyviųjų branduolių (pvz., ¹⁹⁸Au ankstesniajame pavyzdyje) skaičius laiko momentu t_a , σ yra neutrono pagavimo reakcijos skerspjūvis, N_0 yra pirminių nuklidų skaičius tiriamojo bandinio dalyje, pro kurią praeina neutronų pluoštas, o *j* yra neutronų srauto tankis toje erdvės srityje (srauto tankis – tai dalelių skaičius, kuris praeina pro vienetinio ploto paviršių per laiko vienetą). Indukuotojo aktyvumo priklausomybė nuo laiko aktyvinimo metu yra pavaizduota <u>5.2 pav.</u> Matome, kad esant mažai



aktyvumas, Φ_s – soties aktyvumas, λ – skilimo konstanta, $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$ – pusamžis

aktyvinimo trukmei ($\lambda t_a \ll 1$), aktyvumas yra tiesiog proporcingas laikui t_a . Toliau didėjant laikui, aktyvumas didėja, tačiau tas didėjimas lėtėja. Galų gale aktyvumas nusistovi ("įsisotina"). Taip atsitinka tada, kai radioaktyviųjų branduolių skilimo sparta tampa lygi jų kūrimo spartai. Kaip matome, aktyvumo augimo sparta lemia pusamžis: aktyvumas isisotina per kelių pusamžių eilės laika. Tačiau pusamžis lemia ne vien aktyvumo augimo spartą aktyvinimo metu, bet ir jo mažėjimo spartą nutraukus aktyvinima. Kadangi bandinio gabenimas iš aktyvinimo vietos i nuklidų kiekių matavimo vietą užtrunka tam tikrą laiką, tai pusamžis neturėtų būti daug mažesnis už tą laiką. Šia prasme optimalūs pusamžiai yra nuo keliu minučių iki keliu parų (pusamžis neturėtų būti pernelyg didelis, kad nebūtų ilgalaikio liekamojo radioaktyvumo). Kitas reikalavimas yra radioaktyviojo nuklido identifikavimo pagal išlekiančios dalelės energija paprastumas. Šia prasme geriausia, kad nuklidas spinduliuotų gama kvantus, nes jų energijos yra diskrečios (tiksliai apibrėžtos) ir būdingos tik vienam nuklidui, kuris juos emituoja. Be to, egzistuoja didelės skyros puslaidininkiniai (germanio) gama spektrometrai, kurie gali tiksliai matuoti tas energijas. Gama kvantų energija turi būti pakankamai didelė, kad tie fotonai būtų mažai sugeriami bandinyje (sugerties tikimybė mažėja didėjant fotono energijai), tačiau pakankamai maža, kad ją būtų lengva tiksliai išmatuoti (t. y. kad būtų didelis fotoefektyvumas). Optimali vertė yra 100 keV eilės.

Jeigu bandinys aktyvinamas laiką t_a , transportuojamas laiką t_{tr} ir matuojamas laiką t_m , tada pilnutinis užregistruotų gama kvantų skaičius bus lygus:

$$N_{\rm c} = \frac{\sigma N_0 j}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_{\rm a}}) e^{-\lambda t_{\rm tr}} (1 - e^{-\lambda t_{\rm m}}) f \varepsilon ; \qquad (5.2.2)$$

čia f yra santykinė dalis skilimų, kurių metu išspinduliuojami duotosios energijos gama kvantai (mat bendruoju atveju yra galimi ir kiti skilimo kanalai), o ε yra detektoriaus absoliutinis efektyvumas (t. y. užregistruotų gama kvantų ir visų per tą patį laiką išspinduliuotų gama kvantų santykis). Iš čia lengvai išsireiškia pirminių branduolių skaičius N_0 . Nustatysime to skaičiaus didumo eilę, kurią galima išmatuoti NAA metodu. Tą skaičių riboja vadinamasis fonas: bet kokio radioaktyviosios spinduliuotės dalelių skaičiavimo rezultatas visada turi pastovų pašalinį dėmenį – "foną", kuris turi būti atimtas iš to rezultato. Kuo didesnis tas dėmuo, tuo didesnės matavimo paklaidos ir tuo didesnė matavimo trukmė yra reikalinga. Praktikoje dažniausiai pasitaikanti mažiausia skaičiavimo sparta, kurią dar galima atskirti nuo fono, yra maždaug 100 detektuotų dalelių per 1 val. Apskaičiuosime vieno konkretaus elemento – indžio (In) masę bandinyje, kuri atitiktų 1000 detektuotų gama kvantų per 1 val. Visų pirma išsiaiškinsime branduolinius vyksmus, kurie naudojami šiems matavimams. Maždaug 96 % natūralaus indžio sudaro izotopas ¹¹⁵In. Jo spinduliuojamojo neutrono pagavimo skerspjūvis (σ) yra



5.3 pav. ¹¹⁶In, kuris susidaro apšaudant neutronais ¹¹⁵In, skilimo schema

maždaug 170 b. Sugėrus neutroną, susidaro ¹¹⁶In, kuris yra nestabilus β⁻ skilimo atžvilgiu. Jo skilimo pusamžis yra 54,3 min (t. y. $\lambda = 2,13 \cdot 10^{-4}$ s). Šio skilimo metu susidaro sužadintos būsenos ¹¹⁶Sn branduolys. Kaip matome 5.3 pav., to branduolio sužadintasis lygmuo skilus ¹¹⁶In branduoliui gali būti įvairus (įvairių β⁻ skilimo kanalų tikimybės, išreikštos procentais, yra nurodytos skliaustuose šalia punktyrinių linijų). Tačiau dažniausiai iš to lygmens vyksta šuolis į pirmąjį sužadintąjį lygmenį (įvairių šuolių tikimybės, išreikštos procentais, yra nurodytas skliaustuose šalia ištisinių rodyklių). Iš pirmojo sužadintojo lygmens vyksta šuolis į pagrindinį lygmenį, išspinduliuojant 1,294 MeV energijos gama kvantą. ¹¹⁶Sn branduolys pirmąjame sužadintame lygmenyje susidaro po maždaug 80 % visų beta skilimų (tuo galima įsitikinti, sudauginus beta skilimų tikimybės ir atitinkamų šuolių į pirmąjį sužadintąjį lygmenį labiausiai tinka ¹¹⁶In aktyvumui matuoti. Taigi, (5.2.2) formulėje *f* ≈ 0,8. Tarkime, kad kitos matavimo sąlygos yra tokios: aktyvinimo trukmė lygi pusamžiui (t. y. $1 - e^{-\lambda t_m} = 0,5$), *f*ε ≈ 0,1. Tada

$$N_{\rm c} = \frac{0.025\sigma N_0 j}{\lambda}$$
 arba $N_0 = \frac{\lambda N_{\rm c}}{0.025\sigma j}$

Jeigu $j = 10^{13}$ cm⁻² s⁻¹ (tipiška vertė), o $N_c = 1000$, tada gauname $N_0 \approx 5 \cdot 10^9$. Tai atitinka maždaug 10^{-12} g ¹¹⁵In masę tiriamajame bandinyje (kadangi ¹¹⁵In sudaro 96 % natūralaus indžio, tai pilnutinė natūralaus indžio masė yra $1/0,96 \approx 1,04$ karto didesnė). Šis pavyzdys iliustruoja NAA metodo jautrumą. Akivaizdu, kad tas jautrumas labai priklauso nuo reakcijos skerspjūvio σ . Aptartuoju atveju jis yra gana didelis, todėl ir jautris yra didelis. Jeigu σ būtų mažesnis, tada, kaip matome iš paskutiniosios formulės, tą patį detektuotų gama kvantų skaičių N_c atitiktų didesnis pirminių branduolių skaičius N_0 , t. y. jautris būtų mažesnis (nes padidėtų mažiausias N_0 , kurį galima išmatuoti šiuo metodu). Kadangi skirtingų nuklidų neutrono pagavimo reakcijos skerspjūviai yra labai skirtingi, tai ir tų nuklidų detektavimo jautriai taip pat yra labai skirtingi.

NAA ypač tinka kai kurių elementų labai mažų kiekių matavimams. Tokie matavimai yra naudingi įvairiose srityse. Pvz., tiriant nusikaltimą, įtariamojo buvimas nusikaltimo vietoje gali būti įrodytas ištyrus kažkokios medžiagos dalelę, kuri rasta ant jo rūbų, ir nustačius, kad jos sudėtis yra tiksliai tokia pati kaip medžiagos, kuri rasta nusikaltimo vietoje. Kitas pavyzdys: iššovus šaunamąjį ginklą, ant rankos lieka labai maži bario ir stibio kiekiai. Tačiau jie vis tiek yra daug didesni už

mažiausius tų elementų kiekius, kuriuos įmanoma išmatuoti NAA metodu. NAA taikymo archeologijoje pavyzdys – senų molinių indų sudėties analizė, kuri padeda archeologams tirti senovės civilizacijų migravimo kelius. NAA buvo naudingas ir istoriniuose tyrimuose: šis metodas buvo pritaikytas matuojant arseno kiekį Napoleono plaukų sruogoje ir taip buvo nustatyta, kad buvęs Prancūzijos imperatorius greičiausiai buvo nunuodytas po to, kai buvo ištremtas į Šv. Elenos salą.

5.3. Rezerfordo atgalinė sklaida

Plačiai naudojama paviršių ir plonų sluoksnių sudėties tyrimo metodika yra grindžiama tuo, kad tampriai išsklaidyto jono energija priklauso nuo jį išsklaidžiusio branduolio masės ir nuo sklaidos kampo. Elektringųjų dalelių (pvz., jonų arba branduolių) tamprioji sklaida dėl jų Kulono sąveikos su atomų branduoliais vadinama **Rezerfordo sklaida**. Tokios sklaidos metu dalis krintančio jono kinetinės energijos perduodama taikinio branduoliui (atatrankos energija), todėl po sklaidos jono energija yra mažesnė, negu prieš sklaidą. Pvz., jeigu M masės branduolys tampriai išsklaido m masės joną, kurio pradinė energija E_1 , didžiausiu įmanomu kampu, t. y. 180° (centrinis smūgis), tada išsklaidyto jono energija yra mažiausia ir lygi

$$E_2(180^\circ) = E_1 \left(\frac{M-m}{M+m}\right)^2.$$
 (5.3.1)

Kadangi praktikoje pagal jono energijos sumažėjimą yra nustatoma jį išsklaidžiusio branduolio masė, tai naudingiausia, kai tas sumažėjimas yra didžiausias, t. y. kai sklaidos kampas yra artimas didžiausiam kampui 180° (t. y. jonas išlekia iš bandinio pro tą patį paviršių, pro kurį įlėkė į bandinį). Tokia sklaida vadinama *atgaline sklaida*. Jeigu m > M, tada sklaida didesniais negu 90° kampais yra neįmanoma (po centrinio smūgio abi dalelės judės ta pačia kryptimi).

Rezerfordo atgalinės sklaidos (RAS) metodas yra atskiras atvejis bendresnio metodo, kuris vadinamas branduolinių reakcijų analize (BRA; angl. "nuclear reaction analysis", NRA). BRA esmė yra ta, kad krintančioji elektringoji dalelė sukelia branduolinę reakciją, dėl kurios išlekia kita arba ta pati dalelė, kuri ir yra detektuojama. BRA matavimo geometrijos apibendrinta schema yra tokia kaip parodyta 5.6 pav. (5.4 skirsnyje). Rezerfordo sklaidos atveju $m_1 = m_2 = m$ (t. y. išlėkusioji dalelė yra ta pati dalelė, kuri krito į branduolį), o branduolio vidinė būsena sąveikos metu nepakinta (nes sklaida yra tamprioji). Kaip matome 5.6 pav., jonų pluoštas yra gaunamas jonų greitintuve ir nukreipiamas į tiriamąjį bandinį. Jonų energija yra nuo kelių šimtų keV iki kelių MeV. Taikant RAS metodą, krintančiųjų dalelių vaidmenį dažniausiai atlieka alfa dalelės.

Kartu su jonų energija, RAS metodu gautų duomenų analizei svarbu žinoti Rezerfordo sklaidos diferencialinį skerspjūvį. Jis priklauso nuo taikinio branduolio krūvio skaičiaus Z ir nuo to branduolio masės M:

$$\sigma_{\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \left(\frac{1}{4E_1}\right)^2 \frac{4\left[\sqrt{1 - (m/M)^2 \sin^2 \theta} + \cos \theta\right]^2}{\sin^4 \theta \sqrt{1 - (m/M)^2 \sin^2 \theta}} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \left(\frac{1}{4E_1}\right)^2 \left[\frac{1}{\sin^4 (\theta/2)} - \left(\frac{m}{M}\right)^2 + \dots\right]; (5.3.2)$$

čia z yra krintančiosios dalelės krūvio skaičius (alfa dalelių atvejų z = 2). Patogesnė praktiniams taikymams formulė:

$$\sigma_{\Omega} = 1,296 \left(\frac{zZ}{E_1}\right)^2 \left[\frac{1}{\sin^4(\theta/2)} - \left(\frac{m}{M}\right)^2 + \dots\right];$$
(5.3.3)

čia pradinė krintančiųjų dalelių energija E_1 išreikšta MeV, o diferencialinis skerspjūvis išreikštas milibarnais steradianui (mb / sr).

Išsklaidytų jonų energijos spektrų pavyzdžiai, esant trims sluoksnio storiams, yra pateikti <u>5.4 pav.</u> Šiuo atveju krintančiųjų alfa dalelių energija yra 2 MeV. Visais atvejais sluoksnyje yra vienoda masė anglies, silicio ir nikelio ir visais atvejais tie elementai yra tolygiai pasiskirstę sluoksnio tūryje. Matome, kad spektras suteikia trejopą informaciją:

- Nuklidą atitinkančios smailės dešinysis kraštas priklauso nuo nuklido masės. Kuo didesnė nuklido masė, tuo mažiau energijos praranda krintantysis jonas (žr. <u>(5.3.1)</u>), tuo dešiniau yra atitinkama smailė.
- 2) Smailės aukštis priklauso nuo nuklido krūvio Z ir masės M. Kuo didesnis Z arba M, tuo didesnis sąveikos skerspjūvis (žr. (5.3.3)), tuo daugiau jonų išsklaidoma per laiko vienetą.

3) Smailės forma ir plotis atspindi nuklido koncentracijos priklausomybę nuo gylio. Smailė išplinta dėl to, kad dalį energijos jonai praranda dėl netampriosios kuloninės sąveikos su medžiagos atomais (t. y. dėl atomų jonizavimo ir sužadinimo). Kuo giliau yra branduolys, kuris išsklaido joną, tuo daugiau energijos jonas praranda, kol pasiekia tą branduolį ir kol po sklaidos išlekia iš sluoksnio. Vadinasi, kuo didesniame gylių intervale pasiskirstę jonai, tuo platesnė atitinkama smailė.

Taigi, iš bandinio išlėkusios antrinės dalelės energiją lemia šie trys veiksniai:

- a) krintančiosios dalelės energija sklaidos momentu (ją žymėsime E_1) yra mažesnė už pradinę tos dalelės energiją E_0 dėl jonizacinių energijos nuostolių;
- b) išsklaidytosios dalelės energija iš karto po sklaidos (ją žymėsime E_2) priklauso nuo E_1 ir nuo sklaidos kampo θ . Pvz., kai $\theta = 180^\circ$, tinka (5.3.1) formulė.
- c) išsklaidytosios dalelės galutinė energija E (išlėkimo iš bandinio momentu) yra mažesnė už E_2 dėl jonizacinių energijos nuostolių:

Smailės asimetrija storo bandinio atveju yra susijusi su skerspjūvio atvirkštiniu proporcingumu jono energijos kvadratui (žr. (5.3.3)).

RAS metodu nuklidai identifikuojami pagal jų mases. Vadinasi, šiuo metodu neįmanoma atskirti skirtingų elementų izobarų. Gebėjimas atskirti gretimų masės skaičių nuklidus priklauso nuo masės skaičiaus A, detektoriaus energinės skyros ir bandinio storio. Apskaičiuosime 180° kampu išsklaidytų dalelių energijų skirtumą, kai jas sklaido branduoliai, kurių masės skaičius skiriasi vienetu. Šį energijų skirtumą žymėsime ΔE . Laikysime, kad bandinys yra labai plonas ir smailių išplitimo dėl jonizacinių energijos nuostolių galima nepaisyti. Tada detektuojamų jonų energijas nusako (5.3.1) formulė. Jeigu krintančiosios dalelės yra 5 MeV energijos alfa dalelės, iš (5.3.1) formulės gauname, kad $\Delta E = 1,8$ keV, kai A = 200. Šis energijų skirtumas yra mažesnis už šiuolaikinių aukštos kokybės puslaidininkinių (silicio) detektorių energiną skyrą (maždaug 15 keV). Vadinasi, RAS metodu neįmanoma tiksliai identifikuoti sunkiuosius elementus. Tačiau jeigu A = 40, tada $\Delta E > 30$ keV. Tokį energijos pokytį galima nesunkiai išmatuoti. Vadinasi, RAS metodu galima tiksliai nustatyti lengvųjų elementų, kurie įeina į tiriamojo bandinio sudėtį, masės skaičius.

RAS privalumas lyginant su NAA yra tas, kad RAS skerspjūvis ne taip stipriai priklauso nuo nuklido prigimties kaip neutrono pagavimo skerspjūvis. Tačiau, kaip matome <u>5.4c pav.</u>, storuose sluoksniuose didžiausių masių nuklidai sąlygoja spektro dalį, kuri persikloja su mažesnių masių nuklidų sąlygotais spektrais (nes spektrai, kurie atitinka mažų masių nuklidus, yra kairiau negu



5.4 pav. Tampriai išsklaidytų alfa dalelių energijos spektrai, esant trims sluoksnio storiams. Sluoksnyje yra vienodos koncentracijos C, Si ir Ni. Pradinė alfa dalelių energija yra 2 MeV

spektrai, kurie atitinka didelių masių nuklidus). Kadangi didelių masių nuklidai salygoja didesnio intensyvumo spektrus, šis persiklojimas apsunkina lengvujų nuklidų detektavima, jeigu jie yra sunkiųjų nuklidų aplinkoje. Be to, išsklaidyto jono energija priklauso nuo sklaidos kampo (pvz., energijos išraiška (5.3.1) galioja tik esant 180° sklaidos kampui). Vadinasi, siekiant užtikrinti gerą energinę skyrą, reikia apriboti sklaidos kampą, o tai reiškia, kad reikia detektuoti labai mažą dalį išsklaidytu jonu (tik tuos, kurie išsklaidomi i siaura kūgi duotaja kryptimi). Tai, savo ruožtu, didina statistines matavimų paklaidas. Esant dideliam pašaliniam fonui, mažų koncentracijų matavimas gali tapti neimanomas. Pvz., apskaičiuosime išsklaidytų alfa dalelių skaičiavimo spartą esant tokioms matavimo sąlygoms: į ploną sluoksnį, kuriame yra mažas kiekis aukso (¹⁹⁷Au), krinta 5 MeV energijos alfa dalelių lygiagretus pluoštas, kurio elektros srovė yra $I = 1 \mu A$ (tipiška vertė). Yra detektuojamos dalelės, kurias ¹⁹⁷Au branduoliai išsklaido į $\Delta \Omega = 0,1$ sr erdvinį kampą, esant didžiausioms imanomoms sklaidos kampo vertėms (t. y. θ yra artimas 180°). Tada iš (5.3.3) formulės gauname, kad $\sigma_0 = 1.29$ b sr⁻¹. Pilnutinė skaičiavimo sparta gaunama, sudauginus dalelių srautą (jis yra lygus dalelių elektros srovės ir vienos dalelės elektros krūvio santykiui), diferencialinį sklaidos skerspjūvį, sklaidos erdvinį kampą ir ¹⁹⁷Au atomų skaičių sluoksnio ploto vienetui ($N_{\rm Au}$), t. y. $(I/(2e)) \cdot \sigma_{\Omega} \cdot \Delta \Omega \cdot N_{\rm Au} =$ $= 4 \cdot 10^{-13} N_{Au}$ (čia skaičiavimo sparta išreikšta s⁻¹, o N_{Au} išreikštas cm⁻²). Vadinasi, norint, kad skaičiavimo sparta būtų didesnė už 1000 dalelių per valandą (t. y. 0,3 s⁻¹), reikia, kad ¹⁹⁷Au atomų skaičius ploto vienetui būtų didesnis už 10^{12} cm⁻². Tai atitinka $3 \cdot 10^{-10}$ g/cm². Taigi, šiomis sąlygomis galima detektuoti tokius mažus aukso kiekius. Tačiau tai yra idealus atvejis (kai bandinyje nėra artimų masiu priemaišu). Dažniausiai RAS metodu neimanoma pasiekti toki dideli matavimu jautri.

Jeigu tiriama kristalinė medžiaga (t. y. medžiaga, kurios atomų išsidėstymas erdvėje yra periodinis), tada pagal išsklaidytų jonų srauto priklausomybę nuo sklaidos kampo galima labai tiksliai nustatyti paviršinių atomų nuokrypius nuo jų "simetrinių" padėčių, kurios atitinka kristalo tūrį. Taip yra todėl, kad, esant tam tikriems sklaidos kampams, paviršiuje esantys atomai "blokuoja" jonus, kuriuos išsklaidė giliau esantys atomai. Pvz., <u>5.5 pav.</u> matome, kad, kai atstumas tarp paviršinės atomų plokštumos ir gilesnės atomų plokštumos yra toks pats kaip atstumas tarp vidinių atominių plokštumų, o jonų pluoštas krinta statmenai į kristalo paviršių, paviršiniai atomai (tuščiaviduriai rutuliukai) "blokuoja" jonus, kurie buvo išsklaidyti antrojoje atomų plokštumoje šiais kampais: 135°,



5.5 pav. Išsklaidytų jonų "blokavimo" efektas, tiriant kristalų paviršių Rezerfordo atgalinės sklaidos metodu (kreivių minimumai), ir paviršinių atomų poslinkio link kristalo tūrio įtaka skaičiavimo sklaidos priklausomybei nuo sklaidos kampo (plg. brūkšninės ir ištisinės kreivių minimumų padėtis)

108° ir 101°. Be to, tada "blokuojami" ir jonai, kurie buvo išsklaidyti trečiojoje atomų plokštumoje 117° kampu. Todėl, šiomis sąlygomis matuojant išsklaidytų jonų pluošto intensyvumo priklausomybę nuo sklaidos kampo, gaunama kreivė, kuri pavaizduota <u>5.5 pav.</u> apačioje ištisine linija (minėtieji kampai atitinka sklaidos intensyvumo sumažėjimą). Tačiau dažnai atstumas tarp paviršinės atomų plokštumos ir antrosios atomų plokštumos nėra lygus atstumui tarp vidinių atomų plokštumų. Šis paviršinių atomų poslinkis pasireiškia tuo, kad pasikeičia sklaidos kampai, kuriems esant, paviršiniai atomai blokuoja išsklaidytus jonus. Pavyzdžiui, jeigu paviršinė atomų plokštuma yra pasislinkusi į vidų (į kristalo pusę), tada, kaip matome <u>5.5 pav.</u>, sklaidos kampai, kuriems esant, paviršiniai atomai (tamsūs rutuliukai) blokuoja išsklaidytus jonus, sumažėja. Todėl sklaidos intensyvumo priklausomybėje nuo sklaidos kampo minėtieji minimumai pasislenka į mažesnių kampų pusę (žr. brūkšninę kreivę <u>5.5 pav.</u> apačioje). Tinkamai parinkus sklaidos geometriją, pagal šiuos poslinkius galima apskaičiuoti paviršiaus atomų padėties pokyčius 0,01 Å tikslumu.

5.4. Branduolinių reakcijų analizė

Branduolinių reakcijų analizės (BRA; angl. "*nuclear reaction analysis*", *NRA*) matavimų supaprastinta schema yra pateikta <u>5.6 pav.</u> Galima sakyti, kad BRA metodas yra Rezerfordo atgalinės sklaidos (RAS) metodo, kuris buvo aprašytas <u>5.3 skirsnyje</u>, apibendrinimas. Skirtumai, lyginant su RAS metodu yra šie:

- kai krintančioji dalelė sąveikauja su taikinio atomo branduoliu, ji bendruoju atveju nėra tampriai išsklaidoma, o sukelia branduolinę reakciją, kurios metu pasikeičia branduolio sudėtis ir iš to branduolio išlekia viena arba daugiau dalelių;
- yra detektuojamos ne tampriai išsklaidytos dalelės, o branduolinės reakcijos metu iš branduolio išlėkusios dalelės, kurios dažniausiai skiriasi nuo krintančiųjų dalelių.

Taikant BRA metodą, krintančiosios dalelės dažniausiai būna protonai arba alfa dalelės. Kaip ir RAS atveju, informaciją apie taikinio branduolių pasiskirstymą bandinyje suteikia detektuojamų (t. y. po reakcijos išlėkusių iš bandinio) dalelių energijos spektras. Priklausomai nuo naudojamos branduolinės reakcijos, tos dalelės gali būti protonai, deuteronai, tritonai, ³He branduoliai, α dalelės, γ spinduliai (fotonai) ir kt. Kadangi kiekvienos branduolinės reakcijos energija yra tiksliai apibrėžta ir būdinga tik tai vienai reakcijai, tai pagal reakcijos produktų energijos spektrą galima nustatyti, kokios reakcijos vyksta, ir tuo pačiu – kokie nuklidai sudaro tiriamąjį bandinį. Daugelio (p, α) reakcijų energijos yra pernelyg mažos, kad α daleles būtų galima efektyviai detektuoti. Tokiais atvejais detektuojami γ spinduliai. Pavyzdžiai:

$${}^{19}\text{F} + \text{p} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \alpha + \gamma + 8 \text{ MeV},$$

$${}^{15}\text{N} + \text{p} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \alpha + \gamma + 5 \text{ MeV}.$$

Jeigu į bandinį krinta protonai, tada šios reakcijos gali būti naudojamos, tiriant ¹⁹F arba ¹⁵N koncentracijos "profilį" (t. y. priklausomybę nuo gylio), o jeigu krinta ¹⁹F arba ¹⁵N jonų pluoštas, tada šios reakcijos gali būti naudojamos, tiriant vandenilio koncentracijos profilį.



5.6 pav. Branduolinių reakcijų analizės matavimų geometrija

Tiriant BRA spektrus, du dydžiai yra ypač svarbūs: reakcijos energija Q ir reakcijos diferencialinis skerspjūvis. Reakcijos su dideliais teigiamais Q yra tinkamiausios branduolinių reakcijų analizei. Reakcijų diferencialiniai skerspjūviai bendruoju atveju priklauso nuo krintančiųjų jonų energijos ir nuo kampo tarp krintančiųjų jonų pluošto krypties ir antrinių dalelių išlėkimo krypties. Šios priklausomybės yra žinomos visoms praktikoje svarbioms branduolinėms reakcijoms. Kadangi antrinių dalelių skaičiavimo sparta yra tiesiog proporcinga reakcijos diferencialiniam skerspjūviui, tai jonų energija ir detektoriaus kampas (atžvilgiu jonų pluošto) parenkami taip, kad diferencialinis skerspjūvis būtų didžiausias.

Skirtingų branduolinių reakcijų skerspjūvio priklausomybė nuo krintančiųjų dalelių energijos gali būti labai įvairi: vienų reakcijų ta priklausomybė gali būti siauros smailės pavidalo, o kitų reakcijų skerspjūvis gali būti beveik pastovus plačiame energijos intervale. Todėl egzistuoja dvi taikinio atomų koncentracijos matavimo metodikos: vadinamasis rezonansinis metodas ir nerezonansinis metodas. Smulkiau aptarsime kiekvieną iš šių metodų.

5.4.1. Rezonansinis metodas

Kai kurių branduolinių reakcijų sąveikos skerspjūvio priklausomybėje nuo krintančiųjų jonų energijos būna aukštos ir siauros smailės, kurių srityje skerspjūvis yra keliomis eilėmis didesnis, negu esant kitoms jonų energijoms (pvz., žr. 5.7 pav.). Tokios reakcijos vadinamos rezonansinėmis, o tos smailės vadinamos "rezonansais". **Rezonansinis metodas** (angl. "resonant profiling") – tai elemento koncentracijos priklausomybės nuo gylio matavimas, naudojant jonus, kurių energija artima tam tikros branduolinės reakcijos rezonanso energijai. Šio metodo iliustracija yra vandenilio gylio matavimas, naudojant reakciją ¹H(¹⁵N, $\alpha\gamma$)¹²C, kurios rezonansinė energija 6,385 MeV. Šios reakcijos skerspjūvio priklausomybė nuo protono energijos koordinačių sistemoje, kurioje ¹⁵N branduoliai nejuda, pavaizduota 5.7 pav. Kai krintančiojo pluošto energija E_0 yra lygi rezonanso energijai E_R , rezonansinė branduolinė reakcija gali vykti tik ant bandinio paviršiaus, nes didesniame gylyje krintančiųjų jonų energija yra sumažėjusi dėl jonizacinių energijos nuostolių (kaip matome <u>5.7 pav.</u>, vos kelių keV skirtumas tarp jono energijos ir rezonanso energijos yra pakankamas, kad reakcijos skerspjūvis sumažėtų keliomis eilėmis). Vadinasi, šiuo atveju registruojamų γ spindulių srautas yra proporcingas



5.7 pav. Branduolinės reakcijos ¹⁵N(p, α)¹²C diferencialinio skerspjūvio priklausomybė nuo protono energijos, esant skirtingiems kampams θ tarp protono ir α dalelės judėjimo krypčių (protono energija ir kampas θ matuojami koordinačių sistemoje, kurioje ¹⁵N branduolio energija lygi nuliui). Rezonansiniam metodui reikalingas pilnutinis skerspjūvis σ . Jį galima apskaičiuoti, pasinaudojus tuo, kad $\sigma_{\theta} = (\sigma / 4\pi) + A \cdot \cos(\theta)$, kur A yra konstanta (pagal *A.Redder et al, Zeitschrift fuer Physik, Section A Vol.305, p.325 (1982)*).



5.8 pav. Rezonansinio metodo schema. a) Krintančiųjų ¹⁵N jonų energija yra lygi rezonanso energijai E_R , todėl detektuojami ant bandinio paviršiaus esantys ¹H atomai. b) Esant aukštesnei jonų pluošto energijai, vandenilio atomai detektuojami gylyje $x_R = (E_0 - E_R)/|dE/dx|$.

vandenilio koncentracijai bandinio paviršiuje. Jeigu jonų pluošto energija yra didesnė už rezonanso energiją E_R , tada rezonansas tampa įmanomas tik tam tikrame gylyje x_R , kuriame krintančiųjų jonų energijos nuostoliai tampa lygūs $E_0 - E_R$. Todėl γ spinduliuotės srautas tampa proporcingas vandenilio koncentracijai gylyje x_R . Tai parodyta 5.8 pav. Gylį x_R galima apskaičiuoti, pasinaudojus sąryšiu

$$x_{\rm R}(E_0) = \int_{E_{\rm R}}^{E_0} \frac{{\rm d}E}{|{\rm d}E/{\rm d}x|}; \qquad (5.4.1)$$

čia |dE/dx| yra krintančiųjų jonų ilginė stabdymo geba (jono energijos *E* funkcija). Koordinatė x_R matuojama statmena bandinio paviršiui kryptimi. Kadangi ilginę stabdymo gebą įprasta skaičiuoti išilgai dalelės judėjimo trajektorijos, kuri nebūtinai statmena bandinio paviršiui, tai naudosime šiek tiek modifikuotą (5.4.1) reiškinio variantą:

$$x_{\rm R}(E_0) = \cos\varphi \int_{E_p}^{E_0} \frac{{\rm d}E}{|{\rm d}E/{\rm d}x'|};$$
(5.4.2)

čia φ yra jonų pluošto kritimo kampas (žr. <u>5.6 pav.</u>), x' žymi koordinatę išilgai jono judėjimo linijos, o |dE / dx'| yra jono ilginė stabdymo geba išilgai jo trajektorijos. Jeigu visame gylių intervale nuo 0 iki $x_{\rm R}$ ilginė stabdymo geba beveik nepriklauso nuo jono energijos (pvz., dėl to, kad jono energijos nuostoliai tame atstume yra daug mažesni už pradinę energiją E_0), tada (5.4.2) reiškinys virsta reiškiniu

$$x_{\rm R}(E_0) = \cos\varphi \frac{E_0 - E_{\rm R}}{|dE/dx'|},$$
(5.4.3)

t. y. gylis, kuriame vyksta branduolinė reakcija, yra tiesiog proporcingas skirtumui tarp jonų pradinės energijos ir rezonanso energijos. Gama kvantų registravimo sparta priklauso nuo elemento koncentracijos gylyje $x_{\rm R}$, rezonanso skerspjūvio, detektoriaus absoliučiojo efektyvumo, ilginės stabdymo gebos |dE/dx'| ir jonų srauto tankio. Tiriamojo elemento koncentraciją N galima išreikšti šitaip:

$$N = K \cdot Y(|dE/dx|) ; \qquad (5.4.4)$$

čia Y yra *reakcijos išeiga* (pvz., išspinduliuotų γ kvantų skaičius, kuris atitinka vieną ¹⁵N pluošto mikrokuloną), kuri priklauso nuo ilginės stabdymo gebos |dE/dx|, o K yra *kalibravimo konstanta*, kuri priklauso nuo naudojamos branduolinės reakcijos ir tyrimo aparatūros, tačiau nepriklauso nuo tiriamosios medžiagos.

Tokia palyginti paprasta koncentracijos profilio matavimo metodika tinka tik tada, kai galima neatsižvelgti į atskirų jonų energijų išsibarstymą (angl. "straggling"), kuris atsiranda dėl to, kad jonų lėtėjimo medžiagoje procesas yra statistinės prigimties. Jonų energijos tam tikrame gylyje x šiek tiek skiriasi viena nuo kitos, net jeigu visų jonų pradinės energijos buvo vienodos. Todėl skirtingų jonų energijos pasiekia rezonanso energiją šiek tiek skirtingame gylyje. Dėl to atsiranda paklaida, skaičiuojant x pagal (5.4.2) ir (5.4.3) formules. Šis apskaičiuotų gylių išsibarstymas didėja, mažėjant ilginei stabdymo gebai |dE/dx'|. Kadangi |dE/dx'| yra proporcinga jono masei, tai į sunkiųjų jonų energijų pasiskirstymą dažnai galima neatsižvelgti. Jeigu bandinys apšaudomas protonais, šis efektas gali būti žymus, todėl metodika tampa sudėtingesnė. Bendruoju atveju antrinių dalelių registravimo sparta Y yra proporcinga tikrojo koncentracijos profilio C(x) ir vadinamosios "gylio skyros funkcijos" ("depth resolution function") $q_0(x,E_0)$ sąsūkai:

$$Y(E_0) \sim \int_0^\infty C(x) q_0(x, E_0) dx .$$
 (5.4.5)

Funkcija $q_0(x,E_0)$ yra siauro maksimumo pavidalo. Kuo mažesnis to maksimumo plotis, tuo panašesnis priklausomybės $Y(E_0)$ pavidalas į tiriamojo profilio C(x) pavidalą. Funkcija $q_0(x,E_0)$ platėja, didėjant x (maksimumo plotis yra apytiksliai proporcingas \sqrt{x}). Taigi, gylio skyra blogėja, didėjant gyliui. Tačiau arti paviršiaus gylio skyra gali būti dešimčių angstremų eilės.

5.4.2. Nerezonansinis metodas

Jeigu reakcijos skerspjūvis yra pakankamai didelis plačiame energijų intervale, tada visą koncentracijos profilį galima gauti naudojant vieną krintančiojo pluošto energiją. Tai yra vadinamasis *nerezonansinis metodas* (angl. "*nonresonant profiling*").

Šio metodo pavyzdys yra ¹¹B koncentracijos profilio matavimas, naudojant reakciją ¹¹B $(p,\alpha)^8$ Be. Šios reakcijos diferencialinio skerspjūvio priklausomybė nuo protonų energijos pavaizduota 5.9 pav.



5.9 pav. Branduolinės reakcijos ${}^{11}\text{B}(p, \alpha)^8$ Be diferencialinio skerspjūvio priklausomybė nuo protonų energijos, esant 150° kampui tarp jonų pluošto ir detektoriaus

Kadangi, taikant nerezonansinį metodą, reakcijos skerspjūvio priklausomybė nuo krintančiųjų dalelių energijos yra glodi, tai reakcija gali įvykti įvairiuose gyliuose. Kadangi mus domina taikinio branduolių koncentracijos profilis, tai registruojamųjų antrinių dalelių vaidmenį turi atlikti dalelės, kurių energija vienareikšmiškai nusako gylį, kuriame jos atsirado. Taigi, šiuo atveju registruojamosios dalelės negali būti γ kvantai, kurių energija yra tiksliai apibrėžta (ją lemia antrinio branduolio sužadintoji būsena, kuri dažniausiai būna vienareikšmiškai apibrėžta). Dažniausiai registruojamųjų dalelių vaidmenį atlieka α dalelės arba protonai. Reakcijos metu atsiradusios dalelės energija priklauso nuo tą reakciją sukėlusios pirminės (krintančiosios) dalelės energijos (tai išplaukia iš energijos ir impulso tvermės dėsnių). Be to, pirminių ir antrinių dalelių energija mažėja, kai jos juda medžiagoje. Taigi, iš bandinio išlėkusios antrinės dalelės energiją lemia šie trys veiksniai:

1. Krintančiosios ("pirminės") dalelės energija reakcijos momentu (ją žymėsime E_1) yra mažesnė už pradinę tos dalelės energiją E_0 dėl jonizacinių energijos nuostolių:

$$E_{1} = E_{0} - \frac{1}{\cos\varphi} \int_{0}^{x_{R}} \left| \frac{dE}{dx'} \right|_{1} dx; \qquad (5.4.6)$$

čia $|dE/dx'|_1$ yra pirminės dalelės ilginė energijos perdava, o x_R yra gylis, kuriame įvyksta reakcija (žr. <u>5.6 pav.</u>).

2. Detektuojamosios ("antrinės") dalelės energija iš karto po reakcijos (ją žymėsime E_2) priklauso nuo E_1 ir nuo kampo θ . Šios priklausomybės parametrai yra reakcijos šiluma Q, pirminės dalelės masė m_1 , antrinės dalelės masė m_2 ir antrinio branduolio masė M. Priklausomybę $E_2 (E_1, \theta; Q, m_1, m_2, M)$ galima gauti, pasinaudojus energijos ir impulso tvermės dėsniais. Ši išraiška yra tokia:

$$\sqrt{E_2} = \frac{1}{M + m_2} \left(\sqrt{m_1 m_2 E_1} \cos \theta + \sqrt{m_1 m_2 E_1 \cos^2 \theta + (M + m_2)[(M - m_1)E_1 + MQ]} \right).$$
(5.4.7)

Atskiru atveju, kai Q = 0, o $m_1 = m_2 = m$, ši formulė nusako masės m dalelės kinetinę energiją po tampriojo susidūrimo su nejudančiu branduoliu, kurio masė M (pvz., kai cos $\theta = -1$, gauname (5.3.1) formulę).

3. Antrinės dalelės galutinė energija E yra mažesnė už E_2 dėl jonizacinių energijos nuostolių:

$$E = E_2 + \frac{1}{\cos(180^\circ - \theta - \varphi)} \int_{x_R}^0 \left| \frac{dE}{dx'} \right|_2 dx = E_2 - \frac{1}{\cos(\theta + \varphi)} \int_{x_R}^0 \left| \frac{dE}{dx'} \right|_2 dx;$$
(5.4.8)

čia $|dE/dx'|_2$ yra antrinės dalelės ilginė energijos perdava, kai jos pradinę energiją nusako reiškinys (5.4.7) (pradinė energija E_2 yra funkcijos $|dE/dx'|_2$ parametras).

Dalelės ilginė energijos perdava priklauso nuo dalelės rūšies ir medžiagos, kurioje juda dalelė. Ši priklausomybė yra gerai ištirta daugeliui dalelių ir medžiagų. Taigi, integralus (5.4.6) ir (5.4.8) galima nesunkiai apskaičiuoti bet kuriam gyliui $x_{\rm R}$. Tokiu būdu, naudojantis reiškiniais (5.4.6–8), bet kuriai branduolinei reakcijai galima skaitmeniškai sudaryti funkciją $E(x_{\rm R})$, kurios parametrai yra:

- 1) jonų pluošto energija E_0 ,
- 2) kampai φ ir θ (žr. <u>5.6 pav.</u>),
- 3) reakcijoje dalyvaujančių dalelių masės ir reakcijos energija Q,
- 4) dalelių krūviai ir medžiagos parametrai, kurie lemia ilginę stabdymo gebą.

Ši funkcija nusako taisyklę, pagal kurią pereinama nuo energijų skalės prie gylių skalės. Turint šią funkciją, galima pagal iš bandinio išlekiančių antrinių dalelių energijos spektrą nustatyti duotojo nuklido (pvz., ¹⁸O reakcijos ¹⁸O(p, α)¹⁵N atveju) koncentracijos profilį arti bandinio paviršiaus.

Kaip ir rezonansinio metodo atveju, nerezonansiniu metodu gautų rezultatų paklaidas lemia dalelių energijų išsibarstymas. Kuo didesnis gylis, kuriame vyksta reakcija, tuo didesnės paklaidos.

Taikant nerezonansinį metodą, detektorius gali detektuoti ir išsklaidytus dėl Rezerfordo atgalinės sklaidos jonus. Pvz., <u>5.10 pav.</u> parodytas α dalelių spektras, vykstant reakcijai ¹⁸O(p, α)¹⁵N, kartu su pašaliniu signalu, kuris atsiranda dėl protonų atgalinės sklaidos. Išsklaidytųjų dalelių indėlis į pilnutinį registruojamųjų dalelių skaičių gali būti daug didesnis už naudingąjį signalą, nes atgalinės sklaidos skerspjūviai dažniausiai yra daug didesni už branduolinių reakcijų skerspjūvius. Dėl to gali sumažėti detektoriaus efektyvumas registruojant antrines daleles (daugelis jų gali būti "praleistos").



5.10 pav. α dalelių energijų spektras, kuris gautas nerezonansiniu metodu, tiriant ¹⁸O difuziją minerale olivine ((Mg, Fe)₂ SiO₄). Naudojama branduolinė reakcija ¹⁸O(p, α)¹⁵N. Kartu su α dalelėmis registruojami ir išsklaidytieji protonai.

Siekiant to išvengti, detektorius yra ekranuojamas plonu sugėriklio sluoksniu. Jo vaidmenį dažniausiai atlieka metalizuota polimerinė (*Mylar*) plėvelė. Kadangi krintančiųjų jonų energija yra mažesnė už antrinių dalelių energiją, tai sugėriklis pilnai absorbuoja išsklaidytuosius jonus, tačiau praleidžia antrines daleles. Esant sugėrikliui, reikia atsižvelgti į papildomą antrinių dalelių energijos sumažėjimą sugėriklio sluoksnyje. T. y. galutinės energijos išraiškoje atsiranda dar viena (<u>5.4.8</u>) pavidalo pataisa:

$$E' = E - \int_{0}^{d} \left| \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right|_{3} \mathrm{d}x;$$

čia *d* yra sugėriklio storis, o $|dE/dx'|_3$ yra antrinės dalelės ilginė stabdymo geba sugėriklyje, kai dalelės pradinę energiją nusako reiškinys (5.4.8). Sugėriklio panaudojimas pablogina gylio skyrą, nes, antrinėms dalelėms pereinant pro sugėriklį, atsiranda papildomas energijų išsibarstymas. Todėl praktikoje siekiama kompromiso tarp efektyvumo ir gylio skyros. Pvz., matuojant nuklido ¹⁸O koncentraciją bandiniuose iš lengvųjų elementų, sugėriklis nėra būtinas, nes atgalinė sklaida yra silpna (atgalinės sklaidos skerspjūvis yra proporcingas Z^2). Tačiau, matuojant nuklido ¹⁸O koncentraciją tantalo okside (Ta₂O₅), sugėriklis yra reikalingas, nes Ta yra sunkusis elementas (Z = 73).

5.4.3. Gylio skyra ir jautris

Branduolinių reakcijų analizė taikoma, tiriant lengvųjų elementų koncentraciją ir jų gylio pasiskirstymą kelių mikronų gylyje arti kietųjų kūnų paviršiaus. Šis metodas yra palyginti jautrus; juo galima matuoti palyginti mažas atomų koncentracijas (~10¹⁹ cm⁻³). Gylio skyra yra nuo kelių nanometrų iki kelių dešimčių nanometrų. BRA yra vienas iš plačiausiai naudojamų metodų, matuojant vandenilio gylio pasiskirstymą, kurį sunku išmatuoti daugeliu kitų metodų (pvz., Rezerfordo atgalinės sklaidos metodu). Vandenilio atomų santykinį kiekį galima išmatuoti ~10⁻³ ÷ 10⁻² % tikslumu, o jų gylius ~10 nm tikslumu.

Kadangi BRA dažniausiai naudojama detektuojant lengvuosius branduolius, tai ji papildo Rezerfordo atgalinės sklaidos metodą, kuris jautresnis sunkiesiems branduoliams.

BRA gylio skyra priklauso nuo kelių veiksnių: ilginės energijos perdavos, dalelių energijos skirstinio išplitimo, kai jos juda bandinyje, ir detektoriaus energinės skyros. Tiriant nuklidų pasiskirstymą prie pat paviršiaus (< $0,1 \mu m$ gylyje), lemiamas veiksnys yra detektoriaus energinė

skyra. Tipiško silicio paviršinio barjero detektoriaus atveju (15 keV energijos skyra α dalelėms) gylio skyra yra keli šimtai angstremų, kai detektuojami protonai, ir 100–150 Å, kai detektuojamos α dalelės. Jeigu registruojamosios dalelės yra γ kvantai, tada gylio skyra prie pat paviršiaus gali būti dešimčių angstremų eilės.

Gylio skyrą dažnai galima pagerinti, padidinus kritimo kampą φ (žr. <u>5.6 pav.</u>), t. y. naudojant tokią bandinio orientaciją, kai jonų pluoštas "slysta" bandinio paviršiumi. Rezonansinio metodo atveju šis gylio matavimo tikslumo padidėjimas yra susijęs su tuo, kad pirminės dalelės trajektorijos atkarpa, kurioje jos energija yra rezonanso srityje, atitinka mažesnį gylių intervalą. Nerezonansinio metodo atveju tikslumo padidėjimas yra susijęs su tuo, kad, didėjant kampui φ , antrinių dalelių energijos spektras plečiasi. Taigi, tas pats gylių intervalas atitinka platesnį antrinių dalelių energijų intervalą, o tai reiškia, kad didėja gylio matavimo tikslumas.

Kelių mikronų arba didesniuose gyliuose pagrindinis veiksnys, kuris lemia gylio skyrą, yra jonų energijų skirstinio išplitimas dėl sąveikos su medžiaga ("*straggling*"). Šis efektas labiausiai pasireiškia protonų pluoštų atveju. Pvz., naudojant 1 MeV protonus, kelių mikronų gylyje tipiška gylio skyra viršija 1000 Å.

BRA jautrį, aptinkant mažus tiriamojo nuklido kiekius bandinyje, lemia branduolinių reakcijų skerspjūviai, pašalinės reakcijos ir kiti veiksniai, kurie sukelia foną. Tipiškas mažiausias santykinis nuklido kiekis (t. y. to nuklido koncentracijos ir pilnutinės atomų koncentracijos santykis), kurį galima aptikti BRA metodu, yra $10^{-5} - 10^{-4}$ (0,001% – 0,01%).

BRA jautrį gali sumažinti vadinamojo "kanalinimo" (angl. "*channeling*") reiškinys. Medžiagų analizėje, panaudojant jonų pluoštus, *kanalinimu* vadinamas toks reiškinys, kai paviršiniai atominiai sluoksniai "uždengia" gilesnius sluoksnius, o tai labai sumažina tikimybę, kad tiriamoji branduolinė reakcija įvyks gilesniuose atominiuose sluoksniuose. Šis efektas pasireiškia tada, kai tiriamasis bandinys yra kristalas, kurio pagrindinė kristalografinė ašis yra lygiagreti krintančiajam jonų pluoštui. Tada dauguma krintančiųjų jonų, sąveikaudami su atomais, kurie išsidėstę išilgai tos kristalografinės ašies, juda tartum "kanalu" ir negali priartėti prie atomų branduolių tiek, kad galėtų vykti branduolinė reakcija. Šio reiškinio galima išvengti, matavimų metu sukant bandinį taip, kad atomų išsidėstymas atžvilgiu jonų pluošto taptų atsitiktinis.

Reikia turėti omenyje, kad kanalinimas gali būti ir naudingas. Tinkamai panaudojant šį reiškinį, galima matuoti konkrečių atomų padėtį gardelėje arba tarpmazgiuose esančių atomų skaičių (analogiškas RAS metodo taikymas jau buvo minėtas <u>5.3 skirsnio</u> pabaigoje).

Jeigu tiriamasis bandinys yra amorfinis, tada kanalinimas nepasireiškia.

5.5. Dalelių skatintoji rentgeno spinduliuotė

Jautrus medžiagos elementinės sudėties matavimo metodas yra dalelių skatintoji rentgeno spinduliuotė ("DSRS", angl. "*particle-induced X-ray emission*"; *PIXE*). Metodo esmė yra ta pati, kaip ir neutronų aktyvacinės analizės (žr. <u>5.2 skirsnis</u>): į bandinį krintančios dalelės sukelia reakcijas, po kurių bandinys pradeda spinduliuoti fotonus, kurių energija yra būdinga tik tam tikriems elementams. Pagrindiniai skirtumai, lyginant su NAA, yra šie:

- 1) DSRS atveju krintančiosios dalelės yra jonai (o ne neutronai);
- dalelės, kurios spinduliuoja fotonus, yra atomai (o ne branduoliai); spinduliuotė atsiranda dėl atomų elektronų kvantinių šuolių tarp vidinių elektronų sluoksnių (tai yra vadinamoji būdingoji rentgeno spinduliuotė);
- 3) fotono energija apibūdina elementą (o ne elemento izotopą), t. y. DSRS matavimuose visi kiekvieno elemento izotopai spinduliuos vienodos energijos fotonus. Taigi, DSRS metodu galima nustatyti tik pilnutinį visų duotojo elemento izotopų kiekį bandinyje, tačiau negalima nustatyti atskirų izotopų kiekių.

Būdingoji rentgeno spinduliuotė atsiranda dėl to, kad krintantysis jonas išmuša elektroną iš vieno iš vidinių atomo elektronų sluoksnių. Į atsiradusią vakansiją peršoka elektronas iš tolesnio elektronų sluoksnio (kurio energija yra didesnė). Pagal energijos tvermės dėsnį šio vyksmo metu išsiskiria energija, kuri yra lygi tų dviejų sluoksnių energijų skirtumui. Ta energija išspinduliuojama fotono pavidalu. Būdingosios spinduliuotės spektras yra linijinis, t. y., jos fotonų energijos yra diskrečios (palyginti tiksliai apibrėžtos), o ne tolydžiai pasiskirsčiusios. Būdingoji spinduliuotė klasifikuojama pagal sluoksnius, tarp kurių vyksta elektrono šuolis. Nusakant tą sluoksnių porą, yra įprasta naudoti



5.11 pav. Dalelių skatintosios rentgeno spinduliuotės matavimo schema

tokius žymėjimus: didžioji lotyniška raidė (kuri nusako sluoksnį, kuriame atsirado vakansija dėl atomo sąveikos su krintančiuoju jonu) su graikišku apatiniu indeksu (kuris nusako sluoksnį, iš kurio peršoko elektronas). Atomo fizikoje elektronų sluoksnius įprasta žymėti raidėmis K, L, M, N ir t. t. (pradedant nuo vidinio sluoksnio). Pvz., spinduliuotė, kurią sukelia elektronų šuoliai iš L sluoksnio į K sluoksnį, yra vadinama K_{α} spinduliuote, spinduliuotė, kurią sukelia elektronų šuoliai iš M sluoksnio į K sluoksnį, yra vadinama K_{β} spinduliuote. Analogiškai žymima ir spinduliuotė, kuri atsiranda dėl elektronų šuolių į L sluoksnį (t. y. L_{α} , L_{β} ir t. t.). Pagal būdingosios spinduliuotės fotonų energijos vertę galima vienareikšmiškai nustatyti elementą. Taip yra dėl vadinamojo *Mozlio dėsnio*, kuris teigia, kad K ir L spinduliuotės fotonų energija yra tiesiog proporcinga elemento atominio numerio kvadratui Z^2 .

Standartinė DSRS matavimų schema yra tokia kaip parodyta <u>5.11 pav.</u> Jonų pluoštas yra nukreipiamas į taikinį, kuris dažniausiai būna plono sluoksnio pavidalo. Taikinys gali būti vakuumo kameros viduje (kaip parodyta <u>5.11 pav.</u>) arba jonų pluoštas gali būti išvedamas pro ploną langelį į išorę, kur yra taikinys. <u>5.11 pav.</u> atveju plonas berilio langelis naudojamas ne jonų, o būdingosios rentgeno spinduliuotės išvedimui į išorę, kur tos spinduliuotės fotonus detektuoja puslaidininkinis Si detektorius (langelio medžiaga dažniausiai yra berilis, nes tai yra mažiausio tankio metalas, todėl ypač skaidrus rentgeno spinduliuotei). Tokio detektoriaus energijos matavimo paklaida yra maždaug 150 eV. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonu, energija yra kelių keV arba kelių dešimčių keV eilės. Detektuojant tokios mažos energijos fotonus, puslaidininkinio detektoriaus energinė skyra yra palyginti bloga (didelė santykinė energijos matavimo paklaida). Kita priežastis, kuri apsunkina mažos energijos fotonų detektavimą, yra jų sugertis langelio medžiagoje ir tiriamajame bandinyje. Dėl šių priežasčių DSRS tinka tik sunkesnių už Na (Z > 11) elementų identifikavimui ir jų koncentracijos matavimui (kaip minėta, būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonų energija didėja didėjant elemento atominiam numeriui).

Būdingosios rentgeno spinduliuotės sužadinimo skerspjūviai yra palyginti dideli (daug didesni negu daugumos neutronais sukeliamų branduolinių reakcijų skerspjūviai), nes jas lemia atomo matmenys, kurie yra daug didesni už branduolio matmenis. Tačiau tie skerspjūviai labai priklauso nuo Z ir nuo krintančiųjų jonų energijos. Šis skerspjūvis didėja augant jono energijai ir mažėjant apšaudomojo elemento atominiam numeriui (žr. <u>5.12 pav.</u>). Be to, kaip matome <u>5.12 pav.</u>, sunkiųjų elementų L spinduliuotės sužadinimo skerspjūvis yra daug didesnis negu K_a spinduliuotės sužadinimo skerspjūvis. Dėl šių priežasčių K_a spinduliuotė naudojama tik detektuojant lengvuosius elementus (Z < 50); sunkesnieji elementai detektuojami naudojant L spinduliuotę. Todėl, vienu metu matuojant K ir L spinduliuotę, dažnai galima jau po vieno kelių minučių trukmės matavimo bent apytiksliai nustatyti daugelio elementų kiekius tiriamajame bandinyje. Tokio matavimo tipiškas tikslumas yra maždaug 10 %. Tą tikslumą galima pagerinti lyginant gautuosius rezultatus su rezultatais, kurie gauti tiriant "etaloninį" žinomos sudėties bandinį. Dideli sąveikos skerspjūviai yra vienas iš pagrindinių DSRS metodo pranašumų, nes didelis skerspjūvis reiškia, kad galima gauti palyginti intensyvią būdingąją spinduliuotę esant palyginti mažai krintančiųjų jonų elektros srovei (< 1 nA). Tai yra ypač svarbu tiriant jautrius ir turinčius didelę vertę bandinius.

Pagal sąveikos skerspūvio apibrėžtį rentgeno spinduliuotės fotonų skaičius, kurį išspinduliuoja apšaudomasis bandinys per laiko vienetą ("reakcijos sparta"), yra lygus



5.12 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotono išspinduliavimo skerspjūvio priklausomybės nuo krintančiojo protono energijos

$$R_{\rm X} = I\sigma_{\rm X} nd \; ; \tag{5.5.1}$$

čia σ_X yra rentgeno spinduliuotės sužadinimo (t. y. vieno fotono išspinduliavimo) skerspjūvis, *I* yra krintančiųjų jonų skaičius per laiko vienetą, *n* yra taikinio atomų koncentracija bandinyje, o *d* yra bandinio storis. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonų skaičius, detektuotas per vieną matavimą, yra gaunamas, padauginus reakcijos spartą R_X iš matavimo trukmės *t* ir iš detektoriaus absoliučiojo efektyvumo ε :

$$N_{\rm X} = R_{\rm X} t \varepsilon = I \sigma_{\rm X} n dt \varepsilon . \tag{5.5.2}$$

Apskaičiuosime detektuotų fotonų skaičių N_X , kuris gaunamas po vieno 300 s trukmės matavimo, naudojant 500 pA protonų pluoštą ($I = 500 \cdot 10^{-12}$ A / $e = 3 \cdot 10^9$ s⁻¹), kai tie fotonai atsiranda dėl stibio (Sb) būdingosios spinduliuotės, o Sb masė sluoksnio ploto vienetui yra 10^{-9} g cm⁻² ir detektoriaus efektyvumas yra $\varepsilon = 10^{-2}$. Visų pirma reikia apskaičiuoti Sb atomų skaičių ploto vienetui (*nd*), kuris įeina į (5.5.2) formulę. Tam reikia Sb masę ploto vienetui padalinti iš vieno atomo masės. Kadangi Sb molinė masė 121 g/mol, tai Sb atomo masė yra 121 g / $(6,03 \cdot 10^{23}) = 2 \cdot 10^{-22}$ g, todėl Sb atomų skaičius ploto vienetui yra 10^{-9} / $(2 \cdot 10^{-22})$ (cm⁻²) = $5 \cdot 10^{12}$ cm⁻². Laikant, kad $\sigma_X = 1000$ b, iš (5.5.2) lygties išplaukia:

 $N_{\rm X} = 3 \cdot 10^9 \cdot 1000 \cdot 10^{-24} \cdot 5 \cdot 10^{12} \cdot 300 \cdot 0.01 = 45.$

Toks fotonų skaičius gali būti patikimai išmatuotas, jeigu fonas yra pakankamai mažas. DSRS matavimų fonas būna palyginti mažas. Tą foną daugiausia sąlygoja antrinių elektronų (kuriuos krintantieji jonai išlaisvina iš atomų) stabdymas medžiagoje (dėl to atsiranda ištisinio spektro stabdomoji rentgeno spinduliuotė). Mažas fonas ir didelis sąveikos skerspjūvis reiškia didelį jautrį. DSRS metodu galima aptikti elementus, kurių koncentracija bandinyje yra lygi 1/10 000 000 pilnutinės atomų koncentracijos (toks jautris pasiekiamas tik elementų, kurie yra sunkesni už Na). DSRS metodo jautris yra artimas NAA metodo jautriui. DSRS metodo pranašumas, lyginant su NAA metodu, yra tas, kad jis yra universalesnis, nes tas jautris daug silpniau priklauso nuo Z, negu NAA metodo jautris. Juk NAA metodo atveju reikalavimų bandiniams yra daug daugiau: nuklidų, kurių

kiekis matuojamas, neutronų pagavimo skerspjūvis turi būti pakankamai didelis, o antriniai nuklidai turi būti gama radioaktyvūs su tinkamais pusamžiais ir tinkamomis gama kvantų energijomis. DSRS metodo trūkumas yra susijęs su tuo, kad būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonų energijos yra eile arba dviem eilėmis mažesnės negu gama kvantų energijos, todėl blogesnė energinė skyra. Be to, skirtingų elementų būdingosios spinduliuotės spektrai mažiau skiriasi vienas nuo kito, negu skirtingų nuklidų gama spinduliuotės spektrai. Dėl šių priežasčių pagal vieną DSRS spektro liniją kartais nejmanoma vienareikšmiškai pasakyti, kokį elementą ji atitinka (pvz., švino L_{α} ir arseno K_{α} fotonų energijos skiriasi tik 10 keV, o tokių artimų linijų neįmanoma atskirti naudojant Si detektorių). Tačiau dažnai vieną elementą atitinka kelios DSRS linijos, todėl minėtąją dviprasmybę dažniausiai pavyksta pašalinti. Kita rentgeno fotonų energijos mažumo pasekmė yra ta, kad jie labiau sugeriami medžiagoje, negu gama kvantaj, todėl DSRS metodas netinka tiriant storu sluoksniu sudėti. Kad gauti patikimus rezultatus DSRS metodu, tiriamojo sluoksnio ploto vieneto masė neturi būti daug didesnė už 1 mg/cm². Dar viena priežastis, dėl kurios šiuo metodu negalima tirti storesnių sluoksnių, yra krintančiųjų jonų energijos mažėjimas dėl jonizacinių energijos nuostolių. Kadangi būdingosios rentgeno spinduliuotės sužadinimo skerspjūvis priklauso nuo jono energijos (žr. 5.12 pav.), tai dėl minėtojo jonų energijos kitimo jiems judant per bandinį atsiranda skerspjūvio neapibrėžtumas, todėl tampa sunkiau taikyti (5.5.2) formule (nes į ja jeina minėtasis skerspjūvis). Šia prasme NAA metodas yra geresnis, nes šiluminių neutronų energija bandinyje nekinta, o gama spinduliuotė yra skvarbesnė už rentgeno spinduliuotę.

Jeigu siekiama ištirti labai mažą objekto detalę (mažesnę už 1 µm), tada DSRS metodas yra daug patogesnis už NAA metodą, nes elektringųjų dalelių pluoštą daug lengviau sufokusuoti į mažą erdvės sritį, negu neutronų pluoštą (fokusavimui naudojami specialios konfigūracijos elektriniai ir magnetiniai laukai). Skenuojant jonų spindulį bandinio paviršiumi, galima labai tiksliai nustatyti bandinio sudėties erdvinį kitimą.

DSRS metodo naudingumą tiriant vertingus ir jautrius bandinius iliustruoja <u>5.13 pav.</u> Čia pavaizduoti du DSRS spektrai, kurie gauti ištyrus dvi rašalo dėmes ant Galilėjaus rankraščių. Šie spektrai buvo išmatuoti siekiant nustatyti Galilėjaus užrašų chronologiją. Matome, kad tie du spektrai yra akivaizdžiai skirtingi; ypač skiriasi švino kiekis, lyginant su kitų elementų kiekiais. Tai rodo, kad tie du rankraščiai greičiausiai buvo parašyti labai skirtinguose laikotarpiuose.



5.13 pav. Dviejų rašalo dėmių ant Galilėjaus rankraščių DSRS spektrai
6. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės

6.1. Supaprastintas detektoriaus modelis

Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorius – tai įtaisas 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. Sąveikos rezultatas – tai detektoriaus *signalas*, kurį galima išmatuoti. Prieš aptariant konkrečių tipų detektorius, išnagrinėsime hipotetinį detektorių, kuris veikia pagal tokį apibendrintą modelį:

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

Toks detektoriaus modelis tinka, aprašant dujinius ir puslaidininkinius detektorius¹.

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. <u>6.1 pav.</u>). Kiekvieno srovės impulso trukmė yra lygi krūvio surinkimo laikui. Tą laiką žymėsime t_c (žr. <u>6.1 pav.</u>) Srovės impulso integralas laiko atžvilgiu yra lygus pilnutiniam sukurtam krūviui Q:

$$\int_{0}^{t_{c}} i(t)dt = Q.$$
 (6.1.1)

Jeigu sąveikos įvykių dažnis yra didelis, tada kai kurie srovės impulsai gali persikloti vienas su kitu. Toliau laikysime, kad sąveikos įvykiai yra pakankamai reti, todėl srovės 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.

6.2. Detektoriaus impulsinė veika

Dvi pagrindinės detektoriaus veikos yra impulsinė veika ir nuolatinės srovės veika. *Impulsinėje veikoje* matavimo įrenginiai, kurie jungiami prie detektoriaus, yra suprojektuoti taip, kad atskirai registruotų *kiekvieną* srovės impulsą, kurį sukelia sąveikos įvykis detektoriuje. Tokiu būdu registruojamos atskiros dalelės, kurios sąveikauja su detektoriumi. Matuojant atskirų dalelių energijas (radiacinė spektroskopija), visuomet naudojama impulsinė veika. Tada matuojamas kiekvieno srovės impulso integralas (<u>6.1.1</u>), 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). Esant labai dideliems sąveikos įvykių dažniams, impulsinę veiką gali būti sunku arba net neįmanoma realizuoti, nes intervalai tarp srovės impulsų gali tapti per maži, kad tuos impulsus būtų galima išskirti, arba gretimi impulsai gali persikloti vienas su kitu. Tokiais atvejais naudojama *nuolatinės srovės veika*, kurioje matuojama tik vidutinė srovė per laiką, kuris daug didesnis už intervalus tarp sąveikos įvykių. Pvz., nuolatinės srovės veikoje detektorius galėtų matuoti srovę I(t), kurią vaizduoja punktyrinė linija <u>6.1 pav.</u>



6.1 pav. Detektoriaus srovės impulsų pavyzdžiai. Punktyrinė linija nusako srovės laikinį vidurkį I(t)

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



6.2 pav. Detektoriaus impulsinės veikos supaprastinta ekvivalentinė schema

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 veiką. Toliau šiame skyriuje 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 **priešstiprintuviu** (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 <u>6.2 pav.</u> Šioje schemoje *R* yra grandinės įėjimo varža, o *C* yra detektoriaus talpõs¹ 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 impulsas" arba "matuojama įtampa". Šį impulsą reikia skirti nuo detektoriaus srovės impulso: "detektoriaus srovė" vadinsime minėtos ekvivalentinės *RC* grandinės (priešstiprintuvio) "įėjimo srove" i(t) (žr. 6.2 pav.). Bendroji impulso U(t) išraiška, esant bet kokiam srovės i(t) pavidalui, yra

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_{0}^{t} i(t') \exp\left(\frac{t'-t}{RC}\right) dt'.$$
 (6.2.1)

Praktikoje dažniausiai galioja nelygybė $RC \gg t_c$. Tada krūvio surinkimo metu (kol $t < t_c$) eksponentinis daugiklis (6.2.1) integralo pointegraliniame reiškinyje yra artimas vienetui, todėl

$$U(t) \approx \frac{1}{C} \int_{0}^{t} i(t) dt \qquad (0 \le t \le t_{\rm c}).$$
(6.2.2)

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" (žr. <u>6.3a pav.</u>).

(6.2.2) 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 "išeikvojama" talpos C įkrovimui. Todėl krūvio surinkimo metu šioje talpoje sukauptas krūvis yra lygus srovės i(t) integralui laiko atžvilgiu. Pagal kondensatoriaus talpos apibrėžtį matuojamoji įtampa yra lygi to krūvio ir talpos C santykiui.

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

$$U_{\max} = \frac{Q}{C}; \qquad (6.2.3)$$

čia Q nusakomas (6.1.1) 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 (žr. 6.3b pav.):

$$U(t)\big|_{t>t_c} = U_{\max} \exp\left(-\frac{t-t_c}{RC}\right).$$
(6.2.4)

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.

¹ Blyksimojo detektoriaus talpa – tai fotodaugintuvo anodo talpa.



6.3 pav. (a) Hipotetinio detektoriaus srovės impulsas. (b) Matuojama įtampa esant didelei apkrovos grandinės trukmės konstantai

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 veiką.

6.3. Impulsų amplitudžių spektrai. Energinė skyra

6.3.1. Pagrindinės apibrėžtys

Kaip minėta <u>6.2 skirsnyje</u>, impulsinėje veikoje kiekvieno impulso amplitudė yra proporcinga krūviui, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu (žr. <u>(6.2.3)</u> formulę). Išmatavę didelį skaičių tokių impulsų, pastebėtume, kad jų amplitudės nėra vienodos. Impulsų amplitudžių pasiskirstymas gali atspindėti ir krintančiųjų dalelių energijos spektrą, ir detektoriaus atsako į apibrėžtos energijos daleles fliuktuacijas. Todėl amplitudžių pasiskirstymas dažnai naudojamas tiriant krintančią spinduliuotę arba paties detektoriaus veikimą.

Dažniausiai naudojamas impulsų amplitudžių pasiskirstymo atvaizdavimo būdas – tai vadinamasis *diferencialinis impulsų amplitudžių spektras* (žodis "diferencialinis" dažniausiai praleidžiamas). Tokio spektro pavyzdys pateiktas <u>6.4 pav.</u> 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 dHsantykis dN/dH (matavimo vienetai – atvirkštiniai voltai V⁻¹). Impulsų, kurių



6.4 pav. Diferencialinio impulsų amplitudžių spektro pavyzdys

amplitudės priklausė intervalui nuo H_1 iki H_2 , skaičius $N(H_1 \le H \le H_2)$ nustatomas integruojant diferencialinį amplitudžių spektrą nuo H_1 iki H_2 :

$$N(H_1 < H < H_2) = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH .$$
 (6.3.1)

Šį integralą nusako brūkšniuotasis plotas <u>6.4 pav.</u> Pilnutinis impulsų skaičius N_0 nustatomas integravus visą spektrą:

$$N_0 = \int_0^\infty \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}H} \mathrm{d}H \;. \tag{6.3.2}$$

Didžiausią impulsų amplitudę nusako abscisė taško, kuriame spektras tampa lygus nuliui (pvz., <u>6.4 pav.</u> 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 mažiausiai 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. Ordinatė (dN/dH) įgyja fizikinę prasmę tik padauginus ją iš abscisės pokyčio (ΔH): (dN/dH)· $\Delta H \approx \Delta N$, kur ΔN yra skaičius impulsų su amplitudėmis tarp H ir $H + \Delta H$.

Spinduliuotės detektoriai dažnai naudojami matuojant spinduliuotės energijos spektrą (tokie matavimai apibendrintai vadinami *radiacine spektroskopija*). Spinduliuotės energijos spektro apibrėžtis yra analogiška impulsų amplitudžių spektro apibrėžčiai: vienintelis skirtumas yra tas, kad vietoj impulso amplitudės (H) reikia naudoti spinduliuotės dalelės energiją (E), o dydis N reiškia ne impulsų skaičių, o spinduliuotės dalelių skaičių. Atitinkamai, atvaizduojant energijos spektrą, ant abscisių ašies reikia atidėti energiją E, o ant ordinačių ašies reikia atidėti dalelių, kurių energija priklauso duotajam nykstamo pločio intervalui (nuo E iki E + dE), ir to intervalo pločio dE santykį (dN/dE).

Norint amplitudžių spektrą paversti energijų spektru, reikia visų taškų abscises H pakeisti atitinkamomis energijomis E = h(H), o ordinates padauginti iš išvestinės dH/dE. Jeigu energijų spektras gautas, esant monoenerginei spinduliuotei, tada jis vadinamas *energine atsako funkcija* duotajai krintančiųjų dalelių energijai. Šią funkciją žymėsime $G(E; E_0)$. Tikroji dalelių energija E_0 yra šios funkcijos parametras, o apskaičiuotoji pagal impulso amplitudę energija E – funkcijos argumentas. Turint energinę atsako funkciją, galima apibrėžti energinę skyrą: detektoriaus *energinė skyra* R – tai detektoriaus energinės atsako funkcijos pločio ΔE , išmatuoto pusės maksimumo aukštyje, ir to maksimumo centro padėties E_0 santykis (žr. <u>6.5b pav.</u>):

$$R = \frac{\Delta E}{E_0}.$$
 (6.3.3)

Detektorių, kurie naudojami matuojant dalelių energiją, energinė atsako funkcija yra apytiksliai Gauso funkcijos pavidalo, o vidutinės amplitudės H_0 ir dalelių energijos E_0 santykis yra konstanta:

$$H_0 = const \cdot E_0. \tag{6.3.4}$$

Taigi, informaciją apie dalelės energiją suteikia *vidutinė* impulsų amplitudė H_0 . Iš (6.3.3) ir (6.3.4) lygybių išplaukia, kad energinės skyros išraiškoje (6.3.3) vietoj energijos skirstinio pločio ΔE galima naudoti amplitudžių skirstinio plotį ΔH (išmatuotą pusės maksimumo aukštyje), o vietoj E_0 galima naudoti vidutinę amplitudę H_0 :

$$R = \frac{\Delta H}{H_0}.$$
(6.3.5)

6.3.2. Krūvininkų skaičiaus fliuktuacijų įtaka energinei skyrai

Yra keli veiksniai, kurie sukelia impulsų amplitudžių fliuktuacijas monoenerginės spinduliuotės sąlygomis. Tai gali būti matavimų įrangos parametrų slinkis (dar vadinamas "dreifu") matavimų metu, atsitiktinio triukšmo šaltiniai detektoriuje ir prie jo prijungtoje įrangoje (pvz., įtampos fliuktuacijos, kurios susijusios su krūvininkų šiluminiu judėjimu) ir krūvio Q, kurį detektoriuje sukuria apibrėžtos energijos dalelės, fliuktuacijos. Pastarasis veiksnys lemia mažiausią įmanomą energijos skyrą.



6.5 pav. Detektoriaus energinės skyros apibrėžimas. (a) Amplitudinė atsako funkcija; σ_H – amplitudės standartinis nuokrypis; ΔH – amplitudinės atsako funkcijos plotis pusės smailės aukštyje (Gauso funkcijos pavidalo smailės atveju $\Delta H = 2.35\sigma_H$). (b) Energinė atsako funkcija; σ_E – pagal amplitudę apskaičiuotos energijos standartinis nuokrypis; ΔE – energinės atsako funkcijos plotis pusės smailės aukštyje (Gauso funkcijos pavidalo smailės atveju $\Delta E = 2.35\sigma_E$).

Daugelyje detektorių paskutiniojo iš minėtųjų veiksnių (krūvio Q fliuktuacijų) indėlis į pilnutines impulsų amplitudžių fliuktuacijas yra didžiausias. Šios fliuktuacijos yra susijusios su krūvio Q diskrečia prigimtimi. Šį krūvį sudaro baigtinis skaičius krūvininkų, kurių kiekvieno krūvis lygus e:

$$Q = N_c e \,; \tag{6.3.6}$$

čia N_c yra sukurtųjų kurio nors vieno ženklo krūvininkų (arba priešingų ženklų krūvininkų porų) skaičius. Dujiniame detektoriuje krūvininkų pora – tai laisvasis elektronas ir teigiamasis jonas, o puslaidininkiniame detektoriuje krūvininkų pora – tai laisvasis elektronas ir skylė. Blyksimojo detektoriaus atveju N_c yra iš fotodaugintuvo fotokatodo surinktų elektronų skaičius. Skaičius N_c nėra tiksliai apibrėžtas (net ir monoenerginės spinduliuotės sąlygomis), todėl ir krūvis Q nėra tiksliai apibrėžtas. Šių fliuktuacijų dydį galima įvertinti, laikant, kad krūvininkų atsiradimas detektoriuje yra Puasono vyksmas. Tada sukurtųjų krūvininkų skaičiaus N_c standartinis nuokrypis yra lygus $\sqrt{\bar{N}_c}$, kur \bar{N}_c yra vidutinis skaičius krūvininkų, kuriuos sukuria duotosios energijos dalelė. Kadangi praktikoje \bar{N}_c visuomet būna didesnis už 20, tai skaičiaus N_c Puasono skirstinį galima aproksimuoti Gauso

skirstiniu. Kadangi impulso amplitudė proporcinga krūviui Q (žr. (6.2.3)), o krūvis proporcingas N_c , tai amplitudė taip pat proporcinga N_c :

$$H = KN_c; (6.3.7)$$

čia K yra proporcingumo koeficientas. Todėl atsako funkcija taip pat yra Gauso skirstinio pavidalo:

$$G(H) = \frac{N_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2}\right);$$
 (6.3.8)

čia σ yra impulso amplitudės standartinis nuokrypis ($\sigma = K\sqrt{\overline{N_c}}$), o N_0 yra pilnutinis impulsų skaičius (atsako funkcijos integralas nuo $-\infty$ iki $+\infty$). Gauso funkcijos plotis pusės maksimumo aukštyje yra lygus $2.35\sigma = 2.35K\sqrt{\overline{N_c}}$. Vadinasi, Puasono vyksmo artinyje energinę skyrą galima išreikšti šitaip:

$$R|_{\text{Puasono riba}} = \frac{\Delta H}{H_0} = \frac{2.35\sigma}{H_0} = \frac{2.35K\sqrt{N_c}}{K\overline{N_c}} = \frac{2.35}{\sqrt{\overline{N_c}}}.$$
(6.3.9)

Tai yra mažiausia skyra, kurią įmanoma pasiekti, kai krūvininkų atsiradimas yra Puasono vyksmas. Kitų veiksnių, kurie sąlygoja impulsų amplitudžių fliuktuacijas, vaidmenį galima sumažinti, tobulinant matavimų įrangą arba optimizuojant matavimų sąlygas (pvz., mažinant temperatūrą), tačiau atsiradusių krūvininkų skaičiaus fliuktuacijų neįmanoma sumažinti žemiau ribos, kurią nusako (6.3.9) formulė (jeigu krūvininkų atsiradimas yra Puasono vyksmas).

(6.3.9) formulėje matome, kad ši ribinė energinė skyra priklauso tik nuo sukurtų krūvininkų skaičiaus N_c . Didėjant šiam skaičiui, energinė skyra gerėja (t. y. mažėja). Norint pasiekti mažesnę už 1% energinę skyrą, reikia, kad sukurtų krūvininkų skaičius N_c būtų didesnis už 55000. Taigi, radiacinei spektroskopijai labiausiai tinka detektoriai, kuriuose kiekvieno sąveikos įvykio metu sukuriamas didžiausias įmanomas krūvininkų skaičius. Didžiausias sukurtų krūvininkų skaičius šiuo metu pasiekiamas puslaidininkiniuose detektoriuose, todėl tokie detektoriai yra ypač plačiai taikomi, matuojant dalelių energijas.

6.3.3. Fano faktorius

Kai kurių detektorių energinės skyros matavimai rodo, kad mažiausia pasiekiama R vertė gali būti $3 \div 4$ kartus mažesnė už ribinę vertę (6.3.9), kuri atitinka Puasono vyksmą. Tai rodo, kad krūvininkų kūrimas detektoriaus darbinėje medžiagoje nėra Puasono vyksmas. Šį energinės skyros sumažėjimą galima suprasti, išnagrinėjus tokį hipotetinį atvejį: tarkime, kad visa detektoriaus darbinei medžiagai perduotoji krintančiosios dalelės energija išeikvojama vien tik krūvininkų kūrimui detektoriaus tūryje (pvz., dujų atomų jonizavimui). Tada pilnutinis sukurtų krūvininkų porų skaičius būtų lygus $N_c = E_0/W_{min}$, kur W_{min} yra mažiausioji energija, kuri reikalinga vienai krūvininkų porai sukurti (pvz., dujų molekulės jonizacijos energija). Kadangi energija W_{min} yra tiksliai apibrėžta (ji priklauso nuo detektoriaus darbinės medžiagos), tai monoenerginės spinduliuotės atveju sukurtų krūvininkų skaičius taip pat būtų tiksliai apibrėžtas. Taigi, tokiu atveju energinė skyra būtų lygi nuliui, o atsako funkcija būtų Dirako delta funkcijos pavidalo. Remiantis šiuo pavyzdžiu, galima teigti, kad mažiausioji pasiekiama energinė skyra priklauso ne vien nuo sukurtųjų krūvininkų skaičiaus, bet ir nuo dalelės energijos dalies, kuri buvo išeikvota jų kūrimui. Puasono riba (6.3.9) atitinka ta atveji, kai krūvininkų kūrimui išeikvojama labai maža dalelės energijos dalis (likusioji dalis prarandama kitais būdais, pvz., virsta atomų šiluminio judėjimo energija). Tačiau dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose krūvininkų kūrimui išeikvojama žymi dalelės energijos dalis. Pvz., kai kuriose dujose daugiau kaip pusė krintančiosios dalelės energijos išeikvojama jonų porų kūrimui. Todėl mažiausioji pasiekiama energinė skyra yra mažesnė už tą, kurią nusako (6.3.9) formulė. Šis sukurtųjų krūvininkų skaičiaus statistinių fliuktuacijų sumažėjimas, lyginant su Puasono vyksmo atveju, kiekybiškai nusakomas vadinamuoju Fanó faktoriumi, kuris apibrėžiamas kaip krūvininkų skaičiaus stebimosios dispersijos D_{Nc} ir Puasono skirstinio dispersijos (kuri lygi vidurkiui \overline{N}_c), santykis:

$$F \equiv \frac{D_{N_c}}{\bar{N}_c}.$$
(6.3.10)

Vadinasi, krūvininkų skaičiaus standartinis nuokrypis bendruoju atveju yra lygus ne $\sqrt{\overline{N_c}}$, o $\sqrt{D_{N_c}} = \sqrt{F\overline{N_c}}$. Atitinkamai, impulsų amplitudės mažiausias įmanomas standartinis nuokrypis yra lygus $\sigma_{\min} = K\sqrt{F\overline{N_c}}$. Todėl mažiausioji įmanoma energinė skyra yra lygi

$$R_{\min} = \frac{2.35\sigma_{\min}}{V_0} = \frac{2.35K\sqrt{F\bar{N}_c}}{K\bar{N}_c} = 2.35\sqrt{\frac{F}{\bar{N}_c}}.$$
(6.3.11)

Puslaidininkiniams ir dujiniams detektoriams Fano faktorius yra artimas 0.1, todėl R_{\min} yra $3 \div 4$ kartus mažesnis už Puasono ribą (6.3.9). Blyksimuosiuose detektoriuose krūvininkų kūrimui išeikvojama daug mažesnė dalelės energijos dalis, todėl blyksimiesiems detektoriams $F \approx 1$, o mažiausią energinę skyra nusako (6.3.9) formulė.

6.3.4. Pilnutinė dispersija, kai egzistuoja keli nepriklausomi paklaidų šaltiniai

Tuo atveju, kai matuojamojo dydžio (pvz., impulso amplitudės) fliuktuacijas sukelia keli nepriklausomi veiksniai (pvz., sukurtojo krūvio statistinės fliuktuacijos, šiluminis triukšmas, įrangos parametrų slinkis ir kt.), tada pilnutinė to dydžio dispersija yra lygi sumai dispersijų, kurios atitinka kiekvieną iš tų veiksnių. T. y. amplitudinės atsako funkcijos pločio kvadratas yra lygus dedamųjų pločio kvadratų sumai:

$$(\Delta V)^{2}_{\text{pilnutinis}} = (\Delta V)^{2}_{\text{statist}} + (\Delta V)^{2}_{\text{triukšmas}} + (\Delta V)^{2}_{\text{slinkis}} + \dots;$$

čia kiekvienas dėmuo nusako atsako funkcijos pločio kvadratą, kuris būtų gautas, jeigu egzistuotų tik vienas veiksnys. Analogiškai išreiškiamas ir energinės atsako funkcijos pločio kvadratas:

$$(\Delta E)^2_{\text{pilnutinis}} = (\Delta E)^2_{\text{statist}} + (\Delta E)^2_{\text{triukšmas}} + (\Delta E)^2_{\text{slinkis}} + \dots$$

Kartais yra įmanoma atskirai išmatuoti kurį nors vieną iš tų dėmenų. Pvz., pakeitus detektorių stabilios amplitudės impulsų generatoriumi, matuojamosios atsako funkcijos plotį lems stiprintuvo elektroniniai triukšmai, bet ne sukurtųjų krūvininkų skaičiaus fliuktuacijos.

Tikimybių teorijoje įrodoma, kad tuo atveju, kai nepriklausomų fliuktuacijų šaltinių skaičius yra pakankamai didelis (praktiškai – didesnis už 4), o jų visų indėliai į pilnutinę matuojamojo dydžio dispersiją yra apytiksliai vienodi, tada matuojamojo dydžio skirstinys yra artimas Gauso skirstiniui, net kai atskiri fliuktuacijų šaltiniai yra apibūdinami kitokio pavidalo skirstiniais. Todėl Gauso funkcija (6.3.8) yra labai dažnai naudojama atsako funkcijų aproksimavimui.

7. Gama spektroskopijos fizikiniai pagrindai

7.1. Gama spinduliuotės spektras. Gama spektrometras. Antriniai elektronai

Gama (\gamma) spektrometru vadinamas įrenginys, kuris skirtas γ spinduliuotės spektro matavimui. γ **spinduliuotės spektrą** nusako energijos funkcija, kuri lygi γ kvantų skaičiui, tenkančiam vienetiniam γ kvanto energijos intervalui, t.y., dN/dE (čia N yra γ kvantų skaičius, o E yra γ kvanto energija). Spektro apibūdinimas energijos funkcija dN/dE yra patogiausias, nes ši funkcija pagal savo prasmę yra artimiausia funkcijai, kuri yra tiesiogiai matuojama spektrometriniuose matavimuose – diferencialiniam impulsų amplitudžių spektrui (žr. <u>6.3.1 skirsnis</u>).

Didžiąją dalį jonizacijos įvykių medžiagoje sąlygoja atomų sąveika ne su krintančiosios spinduliuotės fotonais (γ kvantais), o su greitaisiais elektronais (arba, esant pakankamai aukštai γ kvantų energijai – su pozitronais), kurie gali atsirasti dėl γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga. Tuos elektronus vadinsime *antriniais elektronais*¹. Informaciją apie krintančiąją γ spinduliuotę suteikia tik antriniai elektronai. Elektronai praranda energiją, jonizuodami ir sužadindami medžiagos atomus, arba dėl stabdomosios spinduliuotės.

Taigi, kad detektorius galėtų būti naudojamas kaip γ spinduliuotės spektrometras, jis turi atlikti dvi funkcijas. Pirma, jis turi "paversti" γ kvanto energiją vieno arba kelių greitųjų elektronų energija. Antra, jis turi detektuoti tuos elektronus. Toks yra blyksimųjų ir puslaidininkinių γ spinduliuotės spektrometrų veikimo principas (toliau bus kalbama tik apie tokius γ spektrometrus). Laikysime, kad detektorius yra pakankamai didelis, todėl antrinių elektronų (ir jų stabdomosios spinduliuotės) išėjimas iš detektoriaus yra mažai tikėtinas. Iš detektoriaus gali išeiti tik tie elektronai, kurie atsiranda mažesniu už jų siekį atstumu nuo detektoriaus paviršiaus. Vadinasi, kad dauguma antrinių elektronų liktų detektoriuje, reikia, kad detektoriaus matmenys būtų daug didesni už didžiausios energijos antrinių elektronų siekį medžiagoje. Didžiausioji elektronų energija yra artima γ kvanto energijai. Kelių MeV energijos elektrono siekis kietajame kūne yra kelių milimetrų eilės. Stabdomosios spinduliuotės fotonų laisvasis kelias dažniausiai būna dar mažesnis. Vadinasi, kad visa antrinių elektronų energija būtų sugerta detektoriuje, reikia, kad jo matmenys būtų didesni už 1 cm.

Esant tipiškoms γ kvantų energijoms (> 10 keV) dujiniai detektoriai dažniausiai neatitinka aukščiau minėtųjų reikalavimų γ spinduliuotės spektrometrui. Visų pirma, 1 MeV energijos elektrono siekis normalaus atmosferos slėgio dujose yra keli metrai, todėl įprastiniai dujiniai detektoriai negali sugerti visos antrinių elektronų energijos. Antra, γ kvantai daug dažniau sąveikauja su detektoriaus išoriniu apvalkalu (katodu). Šios sąveikos metu atsiradę elektronai, kurie pasiekė detektoriaus aktyviąją sritį (dujas), dalį energijos praranda katodo medžiagoje. Kadangi ši energijos dalis gali būti įvairi ir praktikoje nebūna žinoma, tai nelieka jokių galimybių susieti antrinių elektronų energiją su krintančiųjų γ kvantų energija.

7.2. Antrinių elektronų energijos spektras. Detektoriaus atsako funkcijos pavidalas

Kaip minėta 7.1 skirsnyje, detektorius, kuris naudojamas kaip γ spinduliuotės spektrometras, iš tikro yra *antrinių elektronų* spektrometras. Todėl γ spektrometro atsako funkcijos pavidalas apytiksliai atspindi antrinių elektronų energijos spektro pavidalą (detektoriaus atsako funkcija apibrėžta 6.3.1 ir 6.3.2 skirsniuose). γ spinduliuotės sąveika su medžiaga pasireiškia trim vyksmais – fotoefektu, Komptono sklaida ir elektrono-pozitrono porų kūrimu. Fotoefektas vyrauja, esant žemoms γ kvantų energijoms (iki kelių šimtų keV), Komptono sklaida vyrauja, esant tarpinėms energijoms (nuo kelių šimtų keV iki kelių MeV), o elektrono ir pozitrono porų kūrimas vyrauja, esant aukštoms γ kvantų energijoms (virš 5 ÷ 10 MeV). Be to, kiekvieno iš šių trijų vyksmų santykinė tikimybė (lyginant su kitų dviejų vyksmų tikimybe) priklauso nuo medžiagos atominio numerio Z. Stipriausiai nuo Z priklauso fotoefekto skerspjūvis, kuris yra apytiksliai proporcingas Z⁵. Kaip pamatysime toliau,

¹ Greitųjų pozitronų energijos perdavimas medžiagai vyksta iš esmės taip pat, kaip ir greitųjų elektronų energijos perdavimas medžiagai. Todėl pozitronai, kurie gali atsirasti, jeigu γ kvanto energija yra pakankamai didelė, nebus skiriami nuo elektronų, išskyrus tuos atvejus, kai pozitronų vaidmuo yra kitoks, negu elektronų (t. y. kai bus kalbama apie pozitrono ir elektrono anhiliaciją).

 γ spektrometrijoje pageidautina turėti kuo didesnę fotoefekto tikimybę, todėl γ spektrometrijai labiausiai tinka detektoriai, kurie pagaminti iš didelio atominio numerio medžiagų.

Išnagrinėsime trijų minėtųjų vyksmų įtaką antrinių elektronų energijos spektrui. Fotoefekto atveju γ kvantas išnyksta ir atsiranda elektronas (fotoelektronas), kurio energija lygi

$$E_{\rm f} = hv - \varepsilon_{\rm r} \,, \tag{7.2.1}$$

čia hv yra γ kvanto energija, o ε_r yra išlaisvintojo elektrono ryšio energija atome. Esant tipiškoms γ kvantų energijoms, fotoelektronas dažniausiai išlaisvinamas iš K sluoksnio, kurio ryšio energija ε_r kinta nuo kelių keV mažo Z medžiagose iki kelių dešimčių keV didesnio Z medžiagose. Atsiradusią vakansiją užpildo elektronas iš aukštesniojo elektronų sluoksnio. Šio vyksmo metu išspinduliuojamas būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonas. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonas gali nueiti medžiagoje maždaug 1 mm arba mažesnį atstumą iki sugerties. Rentgeno fotonai sugeriami dėl fotoefekto (šio fotoefekto metu elektronai išlaisvinami ne iš K sluoksnio, o iš aukštesniųjų sluoksnių, kurių ryšio energija yra mažesnė už rentgeno fotono energiją). Laikysime, kad būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonai neišlekia iš detektoriaus.

Taigi, fotoefekto pasekmė yra ta, kad išlaisvinamas fotoelektronas, kurio energija yra lygi didžiajai daliai γ kvanto energijos (tiksliau, dydžiu ε_r mažesnė už pastarąją), ir vienas arba daugiau mažesnės energijos elektronų, kurių pilnutinė energija yra lygi pirmojo elektrono ryšio energijai ε_r . Jeigu nė vienas iš tų elektronų neišlekia iš detektoriaus, tada visų detektoriuje likusių antrinių elektronų pilnutinė energija yra lygi γ kvanto energijai. Todėl fotoefektas idealiai tinka γ kvantų energijos matavimui: jeigu į detektorių krinta monoenerginė γ spinduliuotė, tada visų antrinių elektronų, kurie atsiranda po kiekvieno fotoefekto įvykio, pilnutinės kinetinės energijos skirstinys yra delta funkcijos pavidalo, kaip parodyta <u>7.1a pav</u>. Maksimumas yra ties krintančiųjų γ kvantų energija *hv*. Detektoriaus energinė atsako funkcija būtų tokio pavidalo, jeigu fotoefektas būtų vienintelis γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga vyksmas ir jeigu detektoriaus energinė skyra būtų lygi nuliui.

Komptono sklaidos pasekmė yra Komptono atatrankos elektrono, kurio energija $E_{\rm K}$, ir išsklaidytojo γ spinduliuotės fotono, kurio energija hv', atsiradimas. Jų abiejų energijų suma yra lygi pradinio fotono energijai hv, t.y.,



7.1 pav. Po įvairių įvykių atsiradusių antrinių elektronų energijos spektrai. (a) Po fotoefekto; (b) po vienkartinės Komptono sklaidos; (c) po elektrono ir pozitrono poros kūrimo ir abiejų anihiliacinių fotonų nuotėkio.

$$E_{\rm K} = h\nu - h\nu' \,. \tag{7.2.2}$$

Pasinaudojus energijos ir impulso tvermės dėsniais, galima išreikšti išsklaidytojo fotono energiją hv' ir Komptono atatrankos elektrono energiją $E_{\rm K}$, kai yra duoti krintančiojo fotono energija hv ir fotono sklaidos kampas θ :

$$\begin{cases} hv' = \frac{hv}{1 + (1 - \cos\theta)\gamma};\\ E_{\rm K} = hv \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}; \end{cases}$$
(7.2.3)

čia $\gamma = hv/(m_0c^2)$. Kadangi hv' ir E_K priklauso nuo sklaidos kampo θ , o šis kampas gali įgyti visas vertes nuo 0 iki π , tai Komptono atatrankos elektrono energija gali įgyti visas vertes nuo 0 (kai $\theta = 0$, t.y., kai sklaidos praktiškai nėra) iki didžiausios energijos

$$E_{K \max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}},$$
(7.2.4)

kuri pasiekiama, kai $\theta = \pi$, t.y., kai smūgis yra centrinis ir fotonas pakeičia judėjimo kryptį į priešingą, o atatrankos elektronas juda ta pačia kryptimi, kuria iki susidūrimo judėjo fotonas. Taigi, Komptono atatrankos elektronų energijos spektras yra ištisinis. Pagal Komptono sklaidos diferencialinio skerspjūvio teorinę išraišką, atatrankos elektronų energijos spektras turėtų būti maždaug tokio pavidalo, kaip pavaizduota 7.1b pav. Detektoriaus energinė atsako funkcija būtų tokio pavidalo, jeigu Komptono sklaida būtų vienintelis γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga vyksmas ir jeigu kiekvienas γ kvantas detektoriaus medžiagoje būtų sklaidomas tik vieną kartą. Pagal (7.2.2), skirtumas tarp γ kvantų pradinės energijos hv ir Komptono atatrankos elektrono didžiausios energijos $E_{K max}$ yra lygus mažiausiajai išsklaidytojo γ kvanto energijai:

$$hv'_{\min} = hv - E_{K \max} = \frac{hv}{1 + \frac{2hv}{m_{c}c^{2}}}.$$
(7.2.5)

Kai pradinė γ kvantų energija yra žymiai didesnė už elektrono rimties energiją ($h\nu \gg m_0c^2$), šis energijų skirtumas artėja prie pastovios vertės

$$hv'_{\rm min} = \frac{m_0 c^2}{2} \quad (=0.256 \text{ MeV}).$$
 (7.2.6)

Komptono atatrankos elektronų energijos spektras kartais vadinamas "*Komptono ištisiniu spektru*" ("*Compton continuum*"), o jo kraštas iš didelių energijų pusės vadinamas "*Komptono kraštu*" ("*Compton edge*").

Anksčiau buvo tariama, kad γ kvantus sklaido laisvieji elektronai. Tikrovėje dauguma elektronų priklauso atomams, todėl jų ryšio energija atome gali turėti įtakos Komptono ištisinio spektro pavidalui. Ryšio energijos įtaka tampa ypač pastebima, esant mažoms krintančiųjų γ kvantų energijoms. Ji pasireiškia tuo, kad "užapvalinamas" aštrus kampas didelių energijų srityje (žr. 7.1b pav.) ir Komptono krašto kritimas tampa ne toks staigus. Taip yra dėl to, kad, esant mažai γ kvanto energijai, jau negalima nepaisyti elektrono judesio kiekio neapibrėžtumo atome. T.y., jau negalima laikyti, kad elektronas prieš sąveiką nejuda. Tuomet išsklaidytojo γ kvanto ir atatrankos elektrono energijos, įvykus sklaidai duotuoju kampu θ , gali būti ir didesnės, ir mažesnės už vertes, kurias nusako (7.2.3) lygtys, priklausomai nuo elektrono pradinės judėjimo krypties ir greičio. Tačiau praktikoje šį efektą dažnai būna sunku pastebėti dėl detektoriaus baigtinės energinės skyros, kuri gali pasireikšti dar žymesniu kampų "užapvalinimu".

Elektrono ir pozitrono porų kūrimo pasekmė yra ta, kad atomo branduolio elektriniame lauke γ kvantas išnyksta, ir atsiranda elektrono ir pozitrono pora. Šis vyksmas tampa įmanomas, tik kai γ kvanto energija hv tampa didesnė už $2m_0c^2 = 1.02$ MeV. Tuomet atsiradusių elektrono ir pozitrono kinetinių energijų suma yra mažesnė už γ kvanto energiją dydžiu $2m_0c^2$:

$$E_{+} + E_{-} = h\nu - 2m_0c^2, \qquad (7.2.7)$$

čia E_{-} yra elektrono energija, o E_{+} yra pozitrono energija. Taigi, šiuo atveju, kaip ir fotoefekto atveju, visa detektoriuje sugertoji antrinių elektronų energija yra tiksliai apibrėžta. Todėl visų antrinių elektronų, kurie atsiranda po kiekvieno fotoefekto įvykio, pilnutinės kinetinės energijos skirstinys taip

pat yra delta funkcijos pavidalo, kaip parodyta <u>7.1c pav.</u> Maksimumas yra ties elektrono ir pozitrono poros energija, kurią nusako (<u>7.2.7</u>) reiškinys. Detektoriaus energinė atsako funkcija būtų tokio pavidalo, kaip parodyta <u>7.1c pav.</u>, jeigu elektrono ir pozitrono porų kūrimas būtų vienintelė γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga pasekmė ir jeigu detektoriaus energinė skyra būtų lygi nuliui.

Tačiau pozitrono gyvavimo trukmė medžiagoje yra baigtinė: kai pozitrono energija sumažėja iki šiluminės energijos, pozitronas anihiliuoja su medžiagos elektronu. Tuomet jie abu išnyksta, o vietoj jų atsiranda du fotonai, kurių kiekvieno energija lygi $m_0c^2 = 0.511$ MeV (*anihiliacinė spinduliuotė* arba *anihiliaciniai fotonai*):

$$e^{-} + e^{+} \to \gamma + \gamma + 1.02 \text{ MeV}.$$
 (7.2.8)

Kadangi pozitrono lėtėjimo trukmė yra maža, tai anihiliacinė spinduliuotė atsiranda praktiškai tuo pačiu momentu, kaip ir elektrono bei pozitrono pora. Kad porų kūrimas pasireikštų tik vienu siauru maksimumu, kuris pavaizduotas 7.1c pav., reikia, kad abu anihiliaciniai fotonai išeitų iš detektoriaus, nepraradę jame energijos. Todėl detektoriaus energinės atsako funkcijos maksimumas, kurio energija yra dydžiu $2m_0c^2 = 1.02$ MeV mažesnė už krintančiųjų γ kvantų energiją, yra vadinamas "dviejų fotonų nuotėkio smaile" ("double escape peak").

Dviejuose iš trijų aukščiau minėtųjų γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga vyksmų – Komptono sklaidos metu ir elektrono ir pozitrono poros kūrimo metu – atsiranda *antrinė* γ *spinduliuotė*. Komptono sklaidos atveju tai yra išsklaidytoji γ spinduliuotė, o elektronų ir pozitronų porų kūrimo atveju tai yra anihiliacinė spinduliuotė. Detektoriaus atsako funkcijos pavidalas priklauso nuo to, kokią dalį energijos detektoriaus medžiagoje praranda šie antriniai γ kvantai. Kai kurios sąveikos įvykių sekos yra parodytos <u>7.2 pav.</u> γ kvantas gali būti išsklaidytas kelis kartus, vykstant Komptono sklaidai. Po kiekvieno Komptono sklaidos įvykio γ kvanto energija sumažėja (kitaip



7.2 pav. γ kvanto energijos perdavos medžiagai sekų pavyzdžiai. (1) Daugkartinė Komptono sklaida, po kurios γ kvantas išlekia iš detektoriaus, praradęs tik dalį energijos. (2) Daugkartinė Komptono sklaida, po kurios įvyksta fotoefektas ir γ kvantas pilnai sugeriamas. (3) porų kūrimas, po kurio vyksta pozitrono anihiliacija, Komptono sklaida ir fotoefektas (šiuo atveju γ kvantas taip pat yra pilnai sugeriamas). (4) Vienas iš anihiliacinių fotonų palieka detektorių be sąveikos su jo medžiaga, o kitas pilnai sugeriamas (šiuo atveju sugertoji energija yra lygi pirminio γ kvanto energijos hv ir 511 keV skirtumui). (5) Abu anihiliaciniai fotonai išlekia iš detektoriaus be sąveikos su jo medžiaga, todėl sugertoji energija yra lygi hv - 1022 keV. Vyksmai (4) ir (5) gali vykti tik tuomet, kai hv > 1022 keV.

sakant, vietoj pradinio γ kvanto atsiranda mažesnės energijos γ kvantas) ir atsiranda laisvasis elektronas. Galų gale gali atsitikti vienas iš dviejų įvykių: γ kvantas bus sugertas dėl fotoefekto (mažėjant γ kvanto energijai, fotoefekto tikimybė auga) arba γ kvantas gali išeiti iš detektoriaus.

Svarbu turėti omenyje, kad kiekviena sąveikos įvykių seka trunka labai trumpai. Krintantysis ir antriniai γ kvantai juda šviesos greičiu. Jeigu vidutinis antrinių γ kvantų nueitas kelias yra 10 cm eilės, tuomet visas laikas nuo pirminio γ kvanto patekimo į detektorių iki paskutiniojo antrinio γ kvanto sugerties arba išėjimo iš detektoriaus yra mažesnis už 10^{-9} s. Šis laikas yra daug mažesnis už visų praktikoje naudojamų γ spinduliuotės detektorių atsako trukmę. Todėl galima tarti, kad visi Komptono atatrankos elektronai ir paskutinysis fotoelektronas atsiranda praktiškai vienu laiko momentu. Taigi, detektoriaus išėjimo impulsas yra suma impulsų, kuriuos sukeltų kiekvienas duotosios įvykių sekos antrinis elektronas. Jeigu detektoriaus atsakas į vieną elektroną yra proporcingas to elektrono energijai, tada pilnutinio impulso amplitudė yra proporcinga *pilnutinei* visų antrinių elektronų energija turi būti lygi tiesiog pirminio γ kvanto energijai, nepriklausomai nuo to, kokia sudėtinga buvo jo energijos perdavos detektoriaus medžiagai istorija.

Jeigu antriniai γ kvantai visiškai nesąveikautų su detektoriaus medžiaga ("mažo" detektoriaus atvejis), tada atsako funkcija būtų <u>7.1a–c pav.</u> pavaizduotųjų funkcijų sanklota. Kitu ribiniu atveju – kai antriniai γ kvantai pilnai sugeriami detektoriuje (didelio detektoriaus atvejis), atsako funkciją būtų sudaryta iš vienintelio maksimumo ties pirminio γ kvanto energija hv. Praktinių detektorių, kuriuose antriniai γ kvantai praranda tik *dalį* savo energijos, atsako funkcija yra tokio pavidalo, kaip parodyta <u>7.3a pav.</u> ir <u>7.3b pav.</u> Kaip matome <u>7.3a pav.</u>, jeigu elektrono ir pozitrono porų kūrimas nėra žymus, tada pagrindinės atsako funkcijos sritys yra tos pačios, kaip ir mažų matmenų detektoriuje: tai yra visiškosios sugerties smailė ir Komptono ištisinis spektras. Tačiau akivaizdu, kad tarpas tarp Komptono krašto ir visiškosios sugerties smailės yra iš dalies "užpildytas". Taip yra todėl, kad pilnutinė dviejų arba didesnio skaičiaus Komptono atatrankos elektronų energija gali būti didesnė už didžiausią galimą vieno atatrankos elektrono energiją $E_{\rm K max}$, kurią nusako (<u>7.2.4</u>) reiškinys. Todėl, jeigu γ kvantas buvo du arba daugiau kartų išsklaidytas, o po to paliko detektorių, tada pilnutinė antrinių elektronų energija gali atsidurti tarp vertės $E_{\rm K max}$ ir hv.

Jeigu pirminio γ kvanto energija yra pakankamai didelė, kad būtų žymi elektrono ir pozitrono porų kūrimo tikimybė, tada tarpinių matmenų detektoriuje vieno arba abiejų anihiliacinių fotonų energija gali būti arba pilnai sugerta (kaip dideliame detektoriuje), arba iš dalies sugerta (dėl Komptono sklaidos), arba abu anihiliaciniai foronai gali iš viso nesąveikauti su detektoriaus medžiaga (kaip mažame detektoriuje). Jeigu jie nesąveikauja su detektoriumi, tada, kaip ir mažo detektoriaus atveju, atsiranda dviejų fotonų nuotėkio smailė (žr. <u>7.3b pav.</u>). Jeigu vienas arba abu anihiliaciniai fotonai yra išsklaidomi, o paskui vienas iš jų arba jie abu išeina iš detektoriaus, tada pilnutinė antrinių





7.3 pav. γ spinduliuotės detektoriaus atsako funkcijos bendrasis pavidalas. (a) Atsako funkcija, kai antriniai elektronai atsiranda tik dėl Komptono sklaidos ir fotoefekto. (b) Atsako funkcija, kai kartu su Komptono sklaida ir fotoefektu vyksta ir elektrono-pozitrono porų kūrimas.

elektronų energija būna tarp visiškosios sugerties smailės ir dviejų anihiliacinių fotonų išėjimo smailės. Dažnai vienas anihiliacinis fotonas yra pilnai sugeriamas, o kitas išeina iš detektoriaus be sąveikos su jo medžiaga. Dėl šių įvykių atsiranda "vieno fotono nuotėkio smailė" ("*single escape peak*"). Šios smailės padėtis spektre yra ties energija, kuri yra dydžiu $m_0c^2 = 0.511$ MeV mažesnė už γ kvanto energiją hv (žr. 7.3b pav.).

7.3. Kiti veiksniai, kurie turi įtakos detektoriaus atsako funkcijai

7.3.1. Antrinių elektronų nuotėkis

Jeigu detektoriaus matmenys nėra daug didesni už tipiškus antrinių elektronų siekius, tada didelė antrinių elektronų dalis gali išeiti iš detektoriaus. Tada pilnutinė detektoriuje sugertoji energija (ir išėjimo impulso amplitudė) sumažėja. Šis efektas labiau pasireiškia didelės energijos γ spinduliuotės atveju, nes tada antrinių elektronų energijos yra didesnės, todėl ir jų siekiai yra didesni. Dėl šio antrinių elektronų nuotėkio atsako funkcijos pavidalas pasikeičia: Komptono ištisiniame spektre didesnis svoris tenka mažos amplitudės impulsams ir mažesnis – didelės amplitudės impulsams. Be to, sumažėja visiškosios sugerties smailės, nes dalis antrinių elektronų, kurie atsiranda pilnai sugertųjų γ kvantų sąveikos su detektoriumi įvykių sekoje, išeina iš detektoriaus (t.y., nors γ kvantas buvo pilnai sugertas detektoriuje, tačiau detektoriuje likęs energijos kiekis gali būti mažesnis už hv).

7.3.2. Stabdomosios spinduliuotės nuotėkis

Antriniai elektronai dalį energijos praranda dėl stabdomosios spinduliuotės. Energijos nuotėkis iš detektoriaus dėl stabdomosios spinduliuotės sparčiai auga, didėjant elektrono energijai. Viena iš šio augimo priežasčių yra ta, kad, augant elektrono energijai, didėja ilginė radiacinė stabdymo geba. Kita priežastis yra ta, kad, augant elektrono energijai, didėja vidutinė stabdomosios spinduliuotės fotonų energija, todėl didėja jų laisvasis kelias ir išėjimo iš detektoriaus tikimybė. Todėl stabdomoji spinduliuotė tampa pagrindine antrinių elektronų energijos nuotėkio iš detektoriaus priežastimi, kai antrinių elektronų energija viršija kelis MeV. Stabdomosios spinduliuotės intensyvumas yra tiesiog proporcingas medžiagos atominio numerio kvadratui Z^2 , todėl šis veiksnys yra svarbesnis detektoriaus atsako funkcijai yra toks pats, kaip antrinių elektronų nuotėkio (žr. 7.3.1 skirsnis).

7.3.3. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis

Fotoefekto metu atomas dažnai emituoja būdingosios rentgeno spinduliuotės fotoną. Daugumoje atvejų to fotono energija yra sugeriama arti sąveikos taško. Tačiau, jeigu fotoefektas įvyksta arti detektoriaus paviršiaus, tada rentgeno fotonas gali išlėkti iš detektoriaus be sąveikos su detektoriaus medžiaga (žr. 7.4 pav.). Tada detektoriuje likęs energijos kiekis sumažėja dydžiu, kuris lygus rentgeno fotono energijai. Atitinkamai, spektre atsiranda dar viena smailė, kuri atitinka energiją $hv - hv_r$, kur hv_r yra rentgeno fotono energija (žr. 7.4 pav.). Tokios smailės vadinamos "rentgeno



7.4 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis ir atitinkama γ spektrometro atsako funkcijos smailė.

spindulių nuotėkio smailėmis" (,,*X-ray escape peaks*"). Jos tampa žymios, esant mažoms γ kvantų energijoms ir dideliems detektoriaus paviršiaus ploto ir tūrio santykiams.

7.3.4. Detektoriaus ir radioaktyviojo šaltinio aplinkos įtaka

Medžiagos, kurios supa detektorių ir radioaktyvųjį šaltinį (pvz., detektoriaus korpusas ir radioaktyviojo šaltinio apvalkalas) gali turėti žymią įtaką matuojamajam detektoriaus impulsų amplitudžių spektrui, nes visos tos medžiagos gali tapti antrinės spinduliuotės šaltiniais. Jeigu ta antrinė spinduliuotė gali pasiekti detektorių, tada ji gali pakeisti matuojamojo amplitudžių spektro pavidalą. Galimieji antrinės spinduliuotės šaltiniai detektoriaus aplinkoje yra parodyti <u>7.5a pav.</u> Svarbiausias iš jų yra γ spinduliuotės *atgalinė Komptono sklaida*. Jos esmė yra ta, kad γ kvantas yra iš pradžių išsklaidomas detektorių supančiose medžiagose ir tik paskui pasiekia detektorių. Atgalinė sklaida pasireiškia tuo, kad impulsų amplitudžių spektre atsiranda maksimumas ties $0.2 \div 0.25$ MeV energija (žr. <u>7.5b pav.</u>). Šis maksimumas atsiranda todėl, kad didesniais už 120° kampais išsklaidytųjų γ kvantų energija palyginti silpnai priklauso nuo sklaidos kampo ir yra artima mažiausiajai energijai hv'_{min} , kurią nusako (<u>7.2.5</u>) formulė (tai išplaukia iš (<u>7.2.3</u>) pirmosios lygties). Didėjant γ kvanto pradinei energijai hv, mažiausioji išsklaidytojo γ kvanto energija hv'_{min} auga, asimptotiškai artėdama prie $m_0c^2/2 = 256$ keV. Kai hv > 0.5 MeV, $hv'_{min} = (0.17 \div 0.25)$ MeV, todėl ir atgalinės sklaidos maksimumas dažniausiai būna maždaug ties 0.2 MeV energija.

Be atgalinės Komptono sklaidos, impulsų amplitudžių spektre gali matytis būdingosios rentgeno spinduliuotės smailė, kurią sąlygoja būdingoji spinduliuotė po fotoefekto aplinkinėse medžiagose, ir anihiliacinė smailė, kurią sąlygoja porų kūrimas ir pozitrono anihiliacija aplinkinėse medžiagose (žr. <u>7.5 pav.</u>).



7.5 pav. Detektorių supančių medžiagų įtaka detektoriaus atsako funkcijai. (a) Kai kurie γ kvantų sąveikos su aplinkiniais objektais įvykiai; (b) atitinkami požymiai detektoriaus atsako funkcijoje.

Be to, anihiliacinė smailė atsiranda ir tuo atveju, kai tiriamąjį γ spinduliuotės šaltinį sudaro β^+ radioaktyvusis nuklidas. Tokio nuklido pavyzdys yra Na²². Tada didžioji dalis pozitronų, kuriuos spinduliuoja toks šaltinis, anihiliaoja šaltinio apvalkale. Todėl toks šaltinis visuomet spinduliuoja ir anihiliacinę spinduliuotę, kuri pasireiškia ryškia anihiliacine smaile išmatuotame amplitudžių spektre.

Dauguma įprastinių γ spinduliuotės šaltinių yra gaminami iš β^- radioaktyvios medžiagos. Šaltinio apvalkalas dažniausiai būna pakankamai storas, kad β dalelės nepasiektų detektoriaus. Tačiau β dalelių sugerties metu atsiranda stabdomoji spinduliuotė, kuri gali pasiekti detektorių ir turėti įtakos išmatuotajam spektrui. Stabdomosios spinduliuotės fotonų energijos spektras yra ištisinis ir mažėja, augant fotono energijai. Todėl stabdomoji spinduliuotė labiausiai pasireiškia išmatuotojo spektro mažų energijų krašte.

7.4. Sutapčių metodai gama spektroskopijoje

Idealiojo γ spektrometro atsako funkcija yra vieno siauro maksimumo pavidalo, be ištisinio spektro mažų energijų srityje. Tada yra lengviausia tirti sudėtingus γ spinduliuotės spektrus, kuriuos sudaro daug linijų, ir aukštos energijos γ kvantai netrukdo išskirti mažesnės energijos ir mažesnio intensyvumo linijų. Šiame skirsnyje aprašysime kelis metodus, kurie priartina spektrometro atsako funkciją prie minėtosios idealiosios funkcijos. Tų metodų esmė yra ta, kad yra naudojami vienas arba keli "pagalbiniai" detektoriai, kurie išdėstyti aplink "pagrindinio" detektoriaus perimetrą, ir visų detektorių signalai patenka į vadinamąjį "sutapčių bloką" arba "antisutapčių bloką". *Sutapčių blokas* –

tai įtaisas su dviem arba keliais įėjimais ir vienu išėjimu, kuriame impulsas atsiranda tik tada, kai visuose įėjimuose *vienu metu* atsiranda impulsai. Amplitudžių analizatoriaus, į kurio sudėtį įeina sutapčių blokas, struktūrinė schema yra pavaizduota <u>7.6 pav.</u> Matome, kad vienas sutapčių bloko įėjimas yra "pagrindinis" ta prasme, kad jo signalas yra be pakeitimų perduodamas į sutapčių bloko išėjimą, jeigu tuo laiko momentu kitame sutapčių bloko įėjime ("valdymo" įėjime) yra impulsas. Jeigu tuo laiko momentu valdymo įėjime nėra impulso, tada sutapčių bloko įėjimo signalas "nėra praleidžiamas" ir nepasiekia analizavimo bloko. *Antisutapčių bloko* veikimas skiriasi nuo sutapčių bloko veikimo tuo, kad jo įėjimo impulsas yra "praleidžiamas" tik tuo atveju, jeigu tuo laiko momentu valdymo įėjime *nėra* impulso.



7.6 pav. Amplitudžių analizatoriaus su sutapčių arba antisutapčių bloku struktūrinė schema. 1 – sutapčių arba antisutapčių blokas, 2 – amplitudžių analizavimo blokas.

7.4.1. Komptono spektrometras

Komptono spektrometro supaprastinta schema pateikta 7.7 pav. (šioje schemoje nera parodyti detektorių maitinimo įtampos šaltiniai, priešstiprintuviai ir stiprintuvai). γ kvantai, išlėkę iš radioaktyviojo šaltinio (1), kolimuojami (kolimavimas – tai siauro lygiagretaus spinduliuotės pluošto formavimas) ir patenka i detektoriu A. Dalis γ kvantu vra viena karta išsklaidomi detektoriuje A ir išlekia iš jo (esant pakankamai mažiems detektoriaus matmenims, tokių y kvantų bus žymiai daugiau, negu sugertujų arba kelis kartus išsklaidytujų γ kvantų). γ kvanto Komptono sklaidos metu atsiranda Komptono atatrankos elektronas. Kadangi didžioji dauguma tų elektronų yra sugeriami detektoriaus A darbinėje medžiagoje, tai detektoriaus A išėjimo impulsas yra proporcingas to Komptono atatrankos elektrono energijai. Šis impulsas perduodamas į sutapčių bloko (5) pagrindinį įėjimą. Išsklaidytuosius γ kvantus registruoja antrasis detektorius B, kurį galima pastatyti įvairiais kampais θ atžvilgiu pradinės spinduliuotės krypties ir tokiu būdu "atrinkti" tik tuo kampu išsklaidytus γ kvantus. Detektoriaus B išėjimo signalas perduodamas į sutapčių bloko (5) valdymo įėjimą. Taigi, detektoriaus A signalas pasiekia amplitudžių analizavimo bloka tik tada, kai detektoriaus B išėjime tuo pačiu momentu yra impulsas. Todėl analizuojami tik tie detektoriaus A impulsai, kurie atsiranda, vykstant γ kvanto Komptono sklaidai duotuoju kampu θ . Atatrankos elektronų, kurie atsiranda tos sklaidos metu, energija yra vienareikšmiškai susijusi su pirminio γ kvanto energija hv ir kampu θ ; ja nusako (7.2.3) antroji lygtis:



7.7 pav. Komptono spektrometro struktūrinė schema. $1 - \gamma$ radioaktyvusis šaltinis, 2 - kolimatorius, 3 - Komptono atatrankos elektronų detektorius, 4 - išsklaidytų γ kvantų detektorius, 5 - sutapčių blokas, 6 - amplitudžių analizavimo blokas.

$$E_{\rm K}(\theta) = hv \frac{\frac{hv}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{hv}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}.$$
 (7.4.1)

Todėl tokio spektrometro energinė atsako funkcija yra sudaryta iš vienintelio maksimumo, kurio energija priklauso Komptono ištisinio spektro energijų intervalui, o ištisinio spektro srities nėra (žr. <u>7.8 pav.</u>). Pagal (<u>7.4.1</u>), atsako funkcijos maksimumo energija priklauso nuo detektoriaus B padėties, t.y, nuo pasirinktojo sklaidos kampo.

Kadangi Komptono spektrometras tiesiogiai matuoja ne γ kvanto energiją, o Komptono atatrankos elektronų energiją, kurią nusako (7.4.1) formulė, tai, atlikus matavimus, γ kvantų energijos hv turi būti išreikštos iš (7.4.1) lygties. Tai yra kvadratinė lygtis hv atžvilgiu. Jos sprendinys yra

$$h\nu = \frac{E_{\rm K}}{2} \left| 1 + \sqrt{1 + \frac{4m_0c^2}{E_{\rm K}(1 - \cos\theta)}} \right|.$$
(7.4.2)

Komptono spektrometro efektyvumas yra daug mažesnis už vieno detektoriaus A efektyvumą, nes spektrometras "reaguoja" tik į tuos sąveikos įvykius, kurie susiję su γ kvantų sklaida siaurame sklaidos kampų intervale. Efektyvumą galima padidinti, didinant išsklaidytųjų γ kvantų, kuriuos gali užregistruoti detektorius B, sklaidos kampų θ intervalo plotį $\Delta\theta$. Tačiau tada platėja ir detektuojamųjų atatrankos elektronų energijų intervalas $\Delta E_{\rm K}$, nes $E_{\rm K}$ vienareikšmiškai priklauso nuo θ (žr. (7.4.1)). Tai reiškia, kad platėja atsako funkcijos plotis, t.y., didėja (blogėja) energinė skyra. Vadinasi, tokio spektrometro energinė skyra yra blogesnė negu vieno detektoriaus A energinė skyra.



7.8 pav. Komptono spektrometro energinės atsako funkcijos bendrasis pavidalas. Šią funkciją sudaro viena smailė (ištisinė linija). Ši smailė atitinka tuos γ kvantų sąveikos įvykius detektoriuje A, kurie yra vienalaikiai su sąveikos įvykiais detektoriuje B. Normalioji detektoriaus A atsako funkcija yra parodyta punktyrine linija.

7.4.2. Porų spektrometras

Porų spektrometro supaprastinta schema pateikta <u>7.9 pav.</u> γ kvantai, išlėkę iš radioaktyviojo šaltinio (1), kolimuojami ir patenka į detektorių A. Jeigu γ kvanto energija yra didesnė už $2m_0c^2 = 1.02$ MeV, tada dalis γ kvantų sukuria elektrono ir pozitrono poras detektoriaus A darbinėje medžiagoje. Pozitronas, sulėtėjęs detektoriaus A medžiagoje, anihiliuoja su medžiagos elektronu. Anihiliacijos metu priešingomis kryptimis išspinduliuojami du anihiliaciniai γ kvantai, kurių kiekvieno energija $m_0c^2 = 0.511$ MeV. Esant pakankamai mažiems detektoriaus matmenims, dauguma tokių γ kvantų išlėks iš detektoriaus be sąveikos su jo darbine medžiaga. Kadangi didžioji dalis elektrono ir pozitrono porų praranda visą savo kinetinę energiją detektoriaus A darbinėje medžiagoje, tai detektoriaus A išėjimo impulsas yra proporcingas tų porų energijai. Šis impulsas perduodamas į sutapčių bloko (6) pagrindinį įėjimą. Anihiliacinius γ kvantus registruoja detektoriai B ir C, kurių išėjimo signalai perduodami į sutapčių bloko (6) valdymo įėjimus. Kadangi anihiliaciniai γ kvantai išlekia priešingomis kryptimis, tai detektorius A turi būti tarp detektorių B ir C, kaip parodyta <u>7.10 pav.</u> Be to, detektoriai B ir C turi būti kuo arčiau detektoriaus A, kad sumažinti santykinę dalį anihiliacinių γ kvantų, kurie nepataiko į detektorius B ir C.



7.9 pav. Porų spektrometro struktūrinė schema. $1 - \gamma$ radioaktyvusis šaltinis, 2 - kolimatorius, 3 - elektrono ir pozitrono porų detektorius, 4 ir 5 - anihiliacinių γ kvantų detektoriai, 6 - sutapčių blokas, 7 - amplitudžių analizavimo blokas.

Taigi, detektoriaus A signalas pasiekia amplitudžių analizavimo bloką tik tada, kai detektorių B ir C išėjimuose tuo pačiu momentu yra impulsai. Todėl analizuojami tik tie detektoriaus A impulsai, kurie atsiranda dėl elektrono ir pozitrono porų kūrimo. Tų porų energija yra tiksliai apibrėžta: ją nusako (7.2.7) reiškinys. Todėl tokio spektrometro energinė atsako funkcija yra sudaryta iš vienintelio maksimumo, kurio energija yra dydžiu $2m_0c^2 = 1.02$ MeV mažesnė už pirminio γ kvanto energiją hv (tai yra vadinamoji "dviejų fotonų nuotėkio smailė"), o ištisinio spektro srities nėra (kaip 7.1c pav.).

Porų spektrometro, kaip ir Komptono spektrometro, efektyvumas yra daug mažesnis už vieno detektoriaus A efektyvumą, nes spektrometras "reaguoja" tik į elektrono ir pozitrono porų kūrimo įvykius, kurių santykinė dalis pilnutiniame sąveikos įvykių skaičiuje dažniausiai būna labai maža. Be to, ne visi tokių įvykių metu atsiradę anihiliaciniai γ kvantai pataiko į detektorius B ir C. Kaip ir Komptono spektrometro atveju, porų spektrometro mažą efektyvumą



7.10 pav. Trijų detektorių išsidėstymas porų spektrometre (t.p. žr. <u>7.9 pav.</u>).

kompensuoja jo atsako funkcijos paprastumas, kuris žymiai palengvina sudėtingų γ spinduliuotės spektrų tyrimą. Naudojant porų spektrometrą, įmanoma išmatuoti tik tas γ kvantų energijas, kurios yra didesnės už elektrono ir pozitrono porų kūrimo slenkstinę energiją $2m_0c^2 = 1.02$ MeV.

Porų spektrometruose pagrindinis detektorius (A) dažniausiai būna germanio puslaidininkinis detektorius (siekiant užtikrinti mažą energinę skyrą), o pagalbiniai detektoriai (B ir C) dažniausiai būna NaI(Tl) blyksnių detektoriai (nes jie yra pigesni už puslaidininkinius detektorius ir, be to, detektorių B ir C energinė skyra neturi reikšmės – iš jų reikalaujamas tik didelis efektyvumas, registruojant 0.511 MeV energijos γ kvantus).

7.4.3. Spektrometras su antisutapčių įtaisu

Anksčiau aprašytuose Komptono ir porų spektrometruose, siekiant atskirti vienkartinės Komptono sklaidos duotuoju kampu arba porų susidarymo įvykius nuo kitokių saveikos įvykių, panaudojamas tas faktas, kad abiejų šių įvykių metu atsiranda antriniai y kvantai, kuriuos galima atskirti nuo kitu γ kvantu pagal tam tikra požymi (Komptono sklaidos spektrometre antrinis γ kvantas ypatingas tuo, kad kampas tarp jo krypties ir pradinio fotono krypties yra tiksliai apibrėžtas, o porų spektrometre antriniai γ kvantai vpatingi tuo, kad ju skaičius lygus dviems ir kad jie juda priešingomis kryptimis). Abiem atvejais tie antriniai y kvantai registruojami atskirais detektoriais, kurių signalai (per sutapčiu bloka) panaudojami amplitudžiu analizatoriaus valdymui (žr. 7.7 pay, ir 7.9 pay.). Tačiau pirminio y kvanto visiškoji sugertis ypatinga tuo, kad jos metu nėra antrinių y kvantų, kurie išlėktų iš detektoriaus (visi išsklaidytieji arba anihiliaciniai γ kvantai yra sugeriami). Taigi, antrinių γ kvantų nebuvimas gali būti panaudojamas kaip signalas, kad duotasis detektoriaus impulsas atitinka visiškosios sugerties įvykį. Tokiu būdu galima praktiškai pilnai pašalinti ištisinio spektro sritį γ spektrometro atsako funkcijoje. Tuo tikslu naudojamas "pagalbinis" žiedinis detektorius (B), kuris apsupa pagrindinį detektoriu (A). Detektoriaus B paskirtis – iš detektoriaus A išlėkusių antrinių γ kvantų registravimas. Detektorių A ir B aktyviųjų sričių forma ir tarpusavio išsidėstymas turi būti tokie, kad detektorius B registruotų kuo didesnę dalį antrinių γ kvantų (žr. 7.11 pav.). Abiejų detektorių signalai perduodami į antisutapčių įtaiso įėjimus (detektoriaus A signalas - į pagrindinį jėjimą, o detektoriaus B – į valdymo jėjimą). Detektoriaus A signalas pasiekia amplitudžių bloko jėjimą tik tada, kai antisutapčių bloko valdymo jėjime tuo metu nėra impulso. Todėl analizuojami tik tie detektoriaus A impulsai, kurie atitinka visiškosios sugerties smaile. Taigi, tokio spektrometro struktūrinė schema skiriasi nuo 7.7 pav. tik tuo, kad numeriu 5 pažymėtasis įtaisas yra antisutapčių (o ne sutapčiu) blokas, ir tuo, kad detektorius B yra žiedinis detektorius, kuris turi registruoti beveik visomis kryptimis išlekiančius antrinius γ kvantus (o ne tik viena kryptimi, kuria nusako sklaidos kampas θ). Jeigu detektorius B registruotų visus antrinius y kvantus, tada tokio spektrometro energinė



7.11 pav. Germanio detektoriaus su Komptono ištisinio spektro slopinimo sistema pavyzdys. Ištisinio spektro slopinimui naudojami NaI ir BGO scintiliatoriai, kurie supa germanio detektorių. Visų detektorių signalai patenka į antisutapčių įrenginį. Todėl germanio detektoriaus impulsas analizuojamas tik tuomet, kai fotodaugintuvų išėjimuose nėra impulso.

atsako funkcija būtų sudaryta iš vieno maksimumo, kurio plotį lemtų detektoriaus A energinė skyra. Siekiant priartėti prie šio idealiojo atvejo, detektorius B dažniausiai būna blyksimasis detektorius su dideliu scintiliatoriumi. Scintiliatoriaus medžiaga gali būti, pvz., NaI(Tl) arba bismuto germanatas (BGO, cheminė formulė – Bi₄Ge₃O₁₂). BGO privalumas yra tas, kad į jo sudėtį įeina didelio atominio numerio elementas – bismutas (Bi), todėl BGO detektoriaus efektyvumas yra didesnis, negu tų pačių matmenų NaI(Tl) detektoriaus efektyvumas (dėl fotoefekto skerspjūvio stiprios priklausomybės nuo atominio numerio). Siekiant sumažinti energinę skyrą, detektorius A dažniausiai būna germanio puslaidininkinis detektorius.

Kadangi elektrono ir pozitrono porų kūrimo metu taip pat atsiranda antriniai γ kvantai, iš kurių bent vienas gali būti sugertas žiediniame detektoriuje, tai spektrometre su antisutapčių įtaisu yra dalinai nuslopinamos ir vieno arba dviejų fotonų nuotėkio smailės.

Skirtingai nuo aukščiau aprašytųjų Komptono ir porų spektrometrų, spektrometro su antisutapčių įtaisų efektyvumas yra tik nežymiai mažesnis už pagrindinio detektoriaus (7.11 pav. atveju – Ge detektoriaus) fotoefektyvumą.

Vienas iš spektrometro su antisutapčių įtaisu trūkumų yra tas, kad jis dalinai nuslopina visiškosios sugerties smailes, jeigu tiriamojo γ spinduliuotės šaltinio skilimo schema yra sudėtinga, t.y., jeigu vieno branduolio skilimo metu išspinduliuojami du arba daugiau fotonų (tokio nuklido pavyzdys yra ⁶⁰Co). Tų fotonų išlėkimo iš branduolio laiko momentai praktiškai sutampa (laiko intervalą tarp jų lemia tarpinio energijos lygmens gyvavimo trukmė, kuri dažniausiai būna 10⁻¹² s eilės). Kadangi tų fotonų sklidimo kryptys dažnai būna nepriklausomos (arba tik silpnai priklausomos) viena nuo kitos, tai gali atsitikti, kad du γ kvantai iš to paties branduolio pataikys į spektrometrą ir vienas iš jų bus sugertas centriniame detektoriuje, o kitas sąveikaus su žiediniu detektoriumi. Tokie impulsai nebus registruojami, nors jie atitinka vieno γ kvanto visiškąją sugertį centriniame detektoriuje.

8. Jonizacijos kameros

8.1. Dujinių detektorių tipai

Praeinant elektringosioms dalelėms pro dujas, dėl dujų molekulių jonizavimo atsiranda laisvieji elektronai ir jonai. Kad būtų trumpiau, jonizuotos molekulės (teigiamojo jono) ir iš jos išlaisvintojo elektrono porą vadinsime *jonų pora* (nors laisvasis elektronas nėra jonas). Taigi, dujų jonizavimas pasireiškia tuo, kad jose susidaro jonų poros. Jeigu šis jonizavimas vyksta tarp dviejų elektrodų su skirtingais potencialais, tada krūvininkai pradės judėti link tų elektrodų, ir elektros grandinėje atsiras elektros srovė. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektoriai, kurie veikia šio reiškinio pagrindu, yra vadinami *dujiniais jonizaciniais detektoriais* arba, trumpiau, *dujiniais detektoriais*.

Visi dujiniai detektoriai – tai kondensatoriai, kuriuose erdvė tarp elektrodų yra užpildyta kokiomis nors dujomis. Šių detektorių savybes lemia elektrinio lauko stipris ir jo pasiskirstymas erdvėje tarp elektrodų. Pvz., jeigu laukas yra palyginti silpnas, tada nuolatinės srovės veikoje matuojamoji vidutinė elektros srovė nepriklauso nuo kondensatoriaus itampos ir yra lygi atsirandančiu per laiko vienetą jonų porų skaičiui, padaugintam iš elektrono krūvio. Tokie detektoriai vadinami jonizacijos kameromis. Jonizacijos kameros dažniausiai naudojamos nuolatinės srovės veikoje, tačiau kartais jos naudojamos ir impulsinėje veikoje. Esant stipresniam elektriniam laukui, tampa imanoma smūginė jonizacija: išlaisvintieji iš atomų elektronai tarp susidūrimų su dujų molekulėmis įgreitinami iki energijų, kurios yra pakankamos tam, kad jie patys galėtų jonizuoti dujų molekules. Todėl krūvininkų, kurie pasiekia elektrodus, skaičius yra didesnis už krūvininkų, kurie atsirado dėl krintančiosios dalelės jonizacinių energijos nuostolių ("pirminių" jonų porų), skaičių. Efektas toks pats, lyg spinduliuotės jonizacinis poveikis būtų sustiprintas. Šis reiškinys vadinamas *dujiniu* stiprinimu. Dujiniai detektoriai, kuriuose panaudojamas dujinio stiprinimo reiškinys, beveik visuomet naudojami impulsinėje veikoje. Dėl dujinio stiprinimo reiškinio įtampos impulso amplitudė labai išauga ir todėl tampa lengviau jį matuoti. Dujiniai detektoriai, kurių impulso amplitudė yra proporcinga pirminių jonų porų skaičiui, vadinami proporcingaisiais skaitikliais. Esant dar stipresniam elektriniam laukui, net ir viena jonų pora kondensatoriaus tūryje sukelia išlydi, o impulso amplitudė nustoja priklausyti nuo pirminių jonų porų skaičiaus. Tokie detektoriai vadinami dujinio išlydžio skaitikliais arba Geigerio ir Miulerio skaitikliais.

Šio skyriaus 8.2 ir 8.3 skirsniuose aptariami fizikiniai vyksmai, kurie vyksta visų rūšių dujiniuose detektoriuose, esant palyginti silpniems laukams (kol nepasireiškia antrinė jonizacija). 8.4 ir 8.5 skirsniuose aptariamos jonizacijos kameros.

8.2. Dujų jonizavimas

Greitajai elektringajai dalelei judant dujose, dėl dalelės sąveikos su dujų molekulėmis išilgai jos trajektorijos atsiranda jonų poros ir sužadintos molekulės. Jonai gali susidaryti arba dėl tiesioginės dujų molekulių sąveikos su krintančiąja dalele, arba dėl molekulių sąveikos su greitaisiais elektronais, kuriuos krintančioji dalelė išlaisvino iš kitų molekulių. Nepriklausomai nuo to, kuriuo konkrečiu būdu atsiranda jonų poros, praktikoje svarbiausias dydis yra pilnutinis jonų porų skaičius, kuris atsirado, praėjus dalelei pro dujas.

Pilnutinis jonų porų skaičius, kurį sukūrė viena krintančioji dalelė, praradusi tam tikrą energijos kiekį dujose, priklauso nuo vidutinių energijos nuostolių W, kurie tenka vienai sukurtai jonų porai. Ši energija apibrėžiama taip:

$$W \equiv \frac{E_{\rm d}}{\overline{N}}; \tag{8.2.1}$$

čia E_d yra pilnutinis energijos kiekis, kurį dalelė prarado dujose dėl jonizacinių ir kitokių energijos nuostolių, o \overline{N} yra vidutinis jonų porų skaičius, kurį dujose sukuria dalelė, prarasdama tiksliai apibrėžtą energijos kiekį E_d (kaip minėta <u>6.3 skirsnyje</u>, net ir tuo atveju, kai dalelės energijos nuostoliai medžiagoje yra tiksliai apibrėžti, sukurtųjų jonų porų skaičius nėra tiksliai apibrėžtas, o yra statistiškai pasiskirstęs apie vidurkį \overline{N}). *Mažiausioji* energija, kurią dalelė turi perduoti dujoms, kad taptų įmanomas dujų molekulės jonizavimas, yra lygi molekulės jonizavimo energijai, t. y. silpniausiai su molekulės kamienu susijusių elektronų (valentinių elektronų) ryšio energijai. Daugumoje dujų,

kuriomis užpildomi dujiniai detektoriai, ši mažiausioji ryšio energija yra tarp 10 eV ir 25 eV. Tačiau krintančioji dalelė gali prarasti energiją ne vien dėl molekulių jonizavimo, bet ir kitais būdais (pvz., dėl molekulių sužadinimo į aukštesnius energijos lygmenis). Todėl *vidutinis* dalelės energijos sumažėjimas W, kuris tenka vienai sukurtai jonų porai, visuomet yra didesnis už mažiausiąją ryšio energiją. Tikslioji W vertė priklauso nuo dujų rūšies, spinduliuotės prigimties ir energijos. Tačiau empiriniai duomenys rodo, kad nė vienas iš šių veiksnių neturi stiprios įtakos W vertei. Kaip parodyta <u>8.1 lentelėje</u>, W vertė yra apytiksliai pastovi įvairioms dujoms ir įvairių rūšių spinduliuotei. Tipiška W vertė yra 25 ÷ 35 eV. Tai reiškia, kad 1 MeV energijos dalelė, praradusi visą savo energiją dujose, sukurtų maždaug 30 000 jonų porų. Jeigu dalelė praranda dujose visą savo energiją E_d , tada, žinant W vertę, dalelės energiją galima nustatyti, išmatavus sukurtųjų jonų porų skaičiaus vidurkį \overline{N} :

$$E_d = \overline{N}W. \tag{8.2.2}$$

Dujos	Mažiausioji elektrono ryšio energija E_{jon} , eV	W, eV	
		Elektronai	α dalelės
Ar	15.7	26.4	26.3
He	24.5	41.3	42.7
H_2	15.6	36.5	36.4
N_2	15.5	34.8	36.4
Oras		33.8	35.1
O_2	12.5	30.8	32.2
CH_4	14.5	27.3	29.1

8.1 lentelė. Vidutinis dalelės energijos sumažėjimas vienai jonų porai dujose

Praktikoje svarbu žinoti ne vien vidutinį jonų porų skaičių, kurį sukuria kiekviena krintančioji dalelė, bet ir to skaičiaus fliuktuacijas. Sukurtųjų krūvininkų porų skaičius yra atsitiktinis dydis, – net ir tada, kai krintančiųjų dalelių energija yra tiksliai apibrėžta. Šios jonų porų skaičiaus statistinės fliuktuacijos lemia mažiausiąją dujinių detektorių energinę skyrą. Paprasčiausiu atveju jonų porų susidarymas yra Puasono vyksmas, t. y. atomo jonizavimo tikimybė nepriklauso nuo dalelės energijos. Tada jonų porų skaičiaus standartinis nuokrypis yra lygus kvadratinei šakniai iš vidutinio jonų skaičiaus. Kaip minėta <u>6.3.3 skirsnyje</u>, daugelyje jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių stebimasis sukurtųjų krūvininkų skaičiaus standartinis nuokrypis yra mažesnis už kvadratinę šaknį iš jo vidurkio. Šį sumažėjimą kiekybiškai išreiškia Fano faktorius (<u>6.3.10</u>).

8.3. Krūvininkų dreifas dujose, esant elektriniam laukui

8.3.1. Dreifo greičio bendroji išraiška

Esant elektriniam laukui, kurio stipris \mathscr{E} , krūvininkų judėjimo trajektorijos tarp susidūrimų yra jau ne tiesinės, o parabolinės, nes juos veikia Lorenco jėga \mathscr{E} . Krūvininkai judėjimo metu nukrypsta link atitinkamų elektrodų. Taigi, šis judėjimas tampa iš dalies kryptingas. Todėl, esant elektriniam laukui, krūvininko greitis sudarytas iš dviejų komponenčių: netvarkiojo judėjimo komponentė ir komponentė, kuri atspindi kryptingą krūvininko judėjimą jį veikiančios jėgos kryptimi. Šis kryptingas krūvininkų judėjimas vadinamas *dreifu*, o krūvininko greičio vektoriaus vidurkis vadinamas *dreifo greičiu*. Toliau "dreifo greičiu" vadinsime šio vidurkio modulį ir jį žymėsime "v" (tai atvejais, kai reikės skirti teigiamuosius krūvininkus nuo neigiamųjų, naudosime viršutinį indeksą "+" arba "–", pvz., v^+ ir v^-). Kartu su dreifo greičiu v naudosime ir vidutinį *pilnutinį* greitį v_{Σ} , kuris proporcingas šakniai iš vidutinės krūvininko energijos:

$$\nu_{\Sigma} = \alpha \sqrt{\frac{E}{M}}, \qquad (8.3.1)$$

kur M yra krūvininko masė. Proporcingumo koeficientas α priklauso nuo greičių skirstinio. Pvz., Maksvelo skirstinio atveju

$$\alpha = \frac{4}{\sqrt{3\pi}} \approx 1.303. \tag{8.3.2}$$

Vidutinis pilnutinis greitis v_{Σ} (arba vidutinė krūvininko energija *E*) apibūdina ir netvarkųjį judėjimą, ir kryptingąjį judėjimą, o dreifo greitis v apibūdina tik kryptingąjį krūvininko judėjimą. Įjungus elektrinį lauką, palyginti greitai (per $10^{-9} \div 10^{-8}$ s) nusistovi pusiausvirasis krūvininkų judėjimas su pastoviais laisvuoju keliu λ , vidutiniu susidūrimų dažniu *f*, vidutine energija *E*, vidutiniu pilnutiniu greičiu v_{Σ} ir dreifo greičiu v. Išsiaiškinsime, kaip dreifo greitis priklauso nuo lauko stiprio \mathcal{E} , dujų slėgio *p* ir kitų parametrų.

Laikysime, kad kiekvieno susidūrimo metu krūvininkas "užmiršta" savo judėjimo istoriją. T. y. krūvininko greičio kryptis po kiekvieno (ir tampriojo, ir netampriojo) susidūrimo yra visiškai nesusijusi su jo judėjimo kryptimi prieš susidūrimą (izotropinė sklaida). Tada dreifo greitis v yra lygus vidutiniam greičio pokyčiui *tarp dviejų susidūrimų*. Šis greičio pokytis yra lygus pagreičio \mathscr{C}/M ir vidutinio laiko $\langle t \rangle$ tarp dviejų susidūrimų sandaugai:

$$\upsilon = \frac{e\mathscr{E}}{M} \langle t \rangle = \frac{e\mathscr{E}}{Mf},$$

čia pasinaudota tuo, kad $\langle t \rangle$ yra lygus atvirkštiniam susidūrimų dažniui 1/f. Atsižvelgus į tai, kad $f = v_{\Sigma} / \lambda$,

$$v = \frac{e\mathscr{E}}{M} \frac{\lambda}{v_{\Sigma}}.$$
(8.3.3)

Įrašę (8.3.1) į (8.3.3) ir pasinaudoję tuo, kad λ yra atvirkščiai proporcingas slėgiui ($\lambda = \lambda_1/p$), gauname

$$\nu = \frac{e\mathcal{E}\lambda}{\alpha\sqrt{EM}} = \frac{e\mathcal{E}\lambda_1}{\alpha p\sqrt{EM}}.$$
(8.3.4)

8.3.2. Jonų ir elektronų judriai

Laisvojo elektrono arba jono dreifo greitį dujose galima išreikšti šitaip:

$$v = \frac{\mu \mathscr{E}}{p}; \qquad (8.3.5)$$

čia μ yra elektrono arba jono *judris*:

$$\mu \equiv v \frac{p}{\mathscr{E}}.\tag{8.3.6}$$

Pagal (8.3.5) judrio prasmė – tai krūvininko dreifo greitis vienetinio stiprio lauke esant vienetiniam slėgiui. Įrašę dreifo greičio bendrąją išraišką (8.3.4) į judrio apibrėžtį (8.3.6), gauname bendrąją judrio išraišką:

$$\mu = \frac{e\lambda_1}{M\nu_{\Sigma}} = \frac{e\lambda_1}{\alpha\sqrt{ME}} \,. \tag{8.3.7}$$

Kadangi elektrono masė yra 4-5 eilėmis mažesnė už jono masę, o elektronų sąveikos skerspjūvis yra $1 \div 2$ eilėmis mažesnis (t. y. laisvasis lėkis 1-2 eilėmis didesnis), negu jonų, tai elektronų dreifo greitis ir judris yra 4-5 eilėmis didesnis už tos pačios energijos jonų greitį ir judrį (žr. (8.3.4) formulę). Tačiau, esant tipiškiems elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykiams, elektronų vidutinė energija yra $1 \div 2$ eilėmis didesnė už jonų vidutinę energiją; be to, elektronų vidutinė energija *E* yra tiesiog proporcinga santykiui \mathscr{C}/p (šis teiginys čia pateikiamas be įrodymo). Šis veiksnys sumažina elektronų ir jonų judrį. Tipiškas elektronų judris yra $(10^4 \div 10^5)$ m²·Pa/(V·s) eilės. Vadinasi, esant atmosferos slėgiui (maždaug 10^5 Pa) ir tipiškam lauko stipriui (maždaug 10^4 V/m), elektronų dreifo greitis yra $(10^3 \div 10^4)$ m/s eilės, o tipiška elektronų surinkimo trukmė 1 cm matmenų detektoriuje yra $(10^{-5} \div 10^{-6})$ s eilės.

Minėtieji dreifo greičiai yra daug mažesni už betvarkio judėjimo vidutinį greitį (pvz., 300 K temperatūroje elektronų šiluminio judėjimo greitis yra maždaug 10^5 m/s, o jonų šiluminio judėjimo greitis yra 10^2 m/s eilės). Taigi, elektronų (kaip ir jonų) vidutinį greitį v_{Σ} ir vidutinę energiją *E* lemia jų betvarkis judėjimas, o ne dreifas. Tačiau tarp elektronų ir jonų yra vienas esminis skirtumas: elektronų

betvarkio judėjimo energija, esant elektriniam laukui, gali tapti 2 – 3 eilėmis didesnė už šiluminio judėjimo energiją (elektrinis laukas "įkaitina" elektronus), o jonų vidutinė betvarkio judėjimo energija beveik nepriklauso nuo lauko stiprio, t. y. ji lieka apytiksliai lygi kT, kur k yra Bolcmano konstanta, o T yra aplinkos temperatūra. Minėtasis elektronų "įkaitimas" yra susijęs su tuo, kad, vykstant tampriesiems susidūrimams su daug didesnės masės molekulėmis, elektronai beveik nepraranda energijos (tai išplaukia iš judesio kiekio tvermės dėsnio). Elektronas gali prarasti energiją tik dėl netampriųjų susidūrimų, kurių metu molekulės yra sužadinamos. Tačiau jų skerspjūvis yra daug mažesnis, negu tampriųjų susidūrimų (t. y. netamprieji susidūrimai vyksta daug rečiau, negu tamprieji), todėl tarp dviejų netampriųjų susidūrimų elektronas "spėja" gauti iš lauko energiją, kuri daug didesnė už kT (kambario temperatūroje kT = 0,025 eV). Jeigu iš lauko įgytoji energija tampa didesnė už molekulės jonizacijos energiją E_{jon} (kelių molekulių E_{jon} vertės pateiktos <u>8.1 lentelėje</u>), tada tampa galima smūginė jonizacija, kuri naudojama dujiniam stiprinimui proporcinguosiuose bei Geigerio ir Miulerio skaitikliuose. Iš šio aiškinimo išplaukia, kad smūginę jonizaciją gali sukelti elektronai, bet ne jonai, nes jonai kiekvieno tampriojo susidūrimo metu praranda didelę iš lauko įgytos energijos dalį, todėl jų kinetinė energija "nespėja" išaugti iki verčių, kurios pastebimai viršytų kT.

8.4. Jonizacijos kameros nuolatinės srovės veika

8.4.1. Jonizacijos srovės ir jonizacijos spartos sąryšis

Pagrindinės jonizacijos kameros dalys yra parodytos <u>8.1 pav.</u> Ją sudaro dujomis užpildyta hermetiška ertmė, kurioje yra du elektrodai (<u>8.1 pav.</u> atveju elektrodai yra plokšti, tačiau jie gali būti ir cilindriniai arba sferiniai). Prijungus įtampos U_0 šaltinį prie elektrodų, tarp jų atsiranda elektrinis laukas. Laisvieji krūvininkai, kurie atsirado dėl išorinio jonizuojančiojo poveikio (elektronai,



8.1 pav. Jonizacijos kameros pagrindinės dalys

teigiamieji jonai ir neigiamieji jonai), veikiami minėtojo elektrinio lauko, juda link atitinkamų elektrodų, sukurdami srovę *I*, kurią matuoja ampermetras. Erdvės sritį, iš kurios surenkami krūvininkai, vadinsime kameros *aktyviąja sritimi* (<u>8.1 pav.</u> ta sritis yra patamsinta). Aktyviosios srities tūrį vadinsime "aktyviuoju tūriu" arba tiesiog "kameros tūriu".

Jonų porų skaičių, kuris sukuriamas jonizacijos kameros tūrio vienete per laiko vienetą, vadinsime *jonizacijos sparta*. Esant nuolatiniam jonizuojančiajam poveikiui, jonizacijos sparta nepriklauso nuo laiko (nors ji gali būti skirtinga skirtingose kameros vietose). Bet kuriame kameros tūrio elemente jonizacijos sparta bus lygi krūvininkų išnykimo spartai. Krūvininkai išnyksta dėl jų dreifo, difuzijos ir rekombinacijos. Jeigu rekombinacija yra nežymi, o visi laisvieji krūvininkai yra surenkami atitinkamuose jonizacijos kameros elektroduose (elektronai ir neigiamieji jonai – anode, o teigiamieji jonai – katode), tada kameroje teka nuolatinė elektros srovė, kuri yra lygi pilnutinio per laiko vienetą atsirandančių jonų porų skaičiaus ir elementariojo krūvio e sandaugai. Ši srovė vadinama *jonizacijos srove*. Jeigu kameros tūris V, o jonizacijos sparta yra vienoda visame kameros tūryje ir lygi n_0 , tada jonizacijos srovės stipris lygus

$$I_0 = en_0 V$$
. (8.4.1)

Taigi, jonizacijos srovė vienareikšmiškai nusako jonizacijos spartą n₀:

$$n_0 = \frac{I_0}{eV}.$$
 (8.4.2)

Nuolatinės srovės jonizacijos kameros panaudojimas yra pagrįstas jonizacijos srovės I_0 matavimu ir jonizacijos spartos n_0 skaičiavimu pagal (8.4.2).

8.4.2. Jonizacijos kameros sandara

Jonizacijos kameros gali būti labai įvairios sandaros (plokščios, cilindrinės, sferinės) ir turėti labai įvairų tūrį (nuo kubinio centimetro dalių iki šimtų litrų). Optimalusis kameros tūris priklauso nuo matuojamosios jonizacijos spartos n_0 dydžio. Nuolatinėje veikoje jonizacijos (soties) srovė yra proporcinga jonizacijos spartai n_0 ir jonizacijos kameros tūriui V (žr. (8.4.1)). Srovės (ir tuo pačiu – jonizacijos spartos n_0) matavimų tikslumas yra tuo didesnis, kuo didesnė srovė. Vadinasi, kuo mažesnis n_0 , tuo didesnis kameros tūris reikalingas, norint išmatuoti n_0 reikiamu tikslumu.

Plokščiosios jonizacijos kameros sandara pavaizduota <u>8.2 pav.</u> Tame pačiame paveiksle pavaizduota ir kameros prijungimo prie srovės matuoklio schema. <u>8.3a pav.</u> pavaizduotas cilindrinės kameros skerspjūvis.

Nors kameros elektrodai yra atskirti izoliatoriumi, tačiau izoliatorių laidumas niekada nebūna tiksliai lygus nuliui, todėl išorinėje grandinėje teka tam tikra maža srovė net ir tada, kai dujose nėra laisvųjų krūvininkų. Ši srovė vadinama **nuotėkio srove**. Naudojant <u>8.1 pav.</u> arba <u>8.3a pav.</u> konstrukcijos jonizacijos kameras, matuojamoji srovė – tai jonizacijos ir nuotėkio srovių suma. Todėl nuotėkio srovė įneša tam tikrą matavimo paklaidą. Idealiuoju atveju ši pašalinė srovės komponentė turėtų būti daug mažesnė už jonizacijos srovę. Apskaičiuosime mažiausiąją įmanomą jonizacijos srovę. Šią srovę lemia medžiagų natūralusis radioaktyvumas ir kosminė spinduliuotė. Krūvis, kurį 100 cm³ tūrio kameroje sukuria kosminė spinduliuotė ir grunto natūralusis radioaktyvumas, atitinka maždaug 10⁻¹⁶ A srovę. Be to, daugelis medžiagų spinduliuoja α daleles. Pvz., nuo 100 cm² plieno per 1 h išspinduliuojamos vidutiniškai 3 α dalelės, o nuo 100 cm² lydmetalio per 1 h išspinduliuojama vidutiniškai 300 α dalelių. Viena α dalelė, jonizuodama medžiagą, sukuria kelis šimtus tūkstančių jonų porų. Taigi, jeigu per vieną 1 h atsiranda viena α dalelė, tada teka maždaug 10⁻¹⁷ A stiprumo elektros srovė.

Iš to, kas anksčiau pasakyta, išplaukia, kad idealiuoju atveju 100 cm^3 tūrio jonizacijos kameros nuotėkio srovė turėtų būti daug mažesnė už 10^{-16} A. Tačiau tokią mažą nuotėkio srovę pavyktų gauti tik tada, jeigu nebūtų paviršinių nuotėkio srovų. Nors izoliatorių tūrinis laidumas yra toks mažas, kad jį galima laikyti praktiškai lygiu nuliui, tačiau daugelio izoliatorių *paviršinis* laidumas



8.2 pav. Plokščios jonizacijos kameros sandara:
1 – elektrodai;
2 – izoliatoriai;
3 – papildomas elektrodas;
4 – kameros korpusas.

8.3 pav. Cilindrinės kameros be apsauginio žiedo (a) ir su juo (b) sandara ir ekvivalentinės schemos. $R_1 + R_2$ – kameros izoliatorių varža; R – apkrovos varža. yra daug didesnis. Jis ir sąlygoja nuotėkio srovę. Paviršinis laidumas priklauso nuo paviršiaus apdirbimo kokybės, temperatūros ir drėgmės.

Paviršinių nuotėkio srovių įtaką matuojamajai srovei galima sumažinti, naudojant papildomąjį elektrodą (8.2 pav. jis pažymėtas 3). Papildomasis elektrodas yra įžemintas. Jis supa elektrodą, prie kurio prijungta apkrovos varža, todėl kartais yra vadinamas **apsauginiu žiedu** (t.p. žr. 8.3b pav., kuriame pavaizduota cilindrinė kamera su apsauginiu žiedu). 8.3 pav. pavaizduotos jonizacijos kameros ekvivalentinės schemos be apsauginio žiedo (a) ir su juo (b). Kaip matome, kai apsauginio žiedo nėra (8.3a pav.), izoliatoriaus nuotėkio srovė teka apkrovos varža, todėl iškraipo matavimų rezultatus. Apsauginio žiedo vaidmuo yra tas, kad jis nukreipia nuotėkio srovę į žemę, todėl apkrovos varža teka tik srovė, kurią sukuria elektroduose surinktieji krūvininkai (žr. 8.3b pav.). Kita apsauginio žiedo funkcija – tai elektrinio lauko išlyginimas. Matuojant jonizacijos spartą n_0 , svarbu žinoti ne tik srovės stiprį I, bet ir tūrį V, iš kurio buvo surinkti krūvininkai (žr. (8.4.2)). Be to, reikia, kad visame tame tūryje elektrinis laukas būtų pakankamai stiprus, kad srovė įsisotintų (t. y. kad nepasireikštų krūvininkų rekombinacija ir difuzija). Naudojant tokią kameros konstrukciją, kaip pavaizduota 8.2 pav., apsauginis žiedas tiksliai apriboja kameros aktyvųjį tūrį (t. y. erdvės sritį, iš kurios surenkami elektronai ir jonai), ir visame šiame tūryje elektrinio lauko stipris yra praktiškai pastovus ir lygus savo didžiausiai vertei.

8.5. Jonizacijos kameros impulsinė veika

Jonizacijos kameros dažniausiai naudojamos nuolatinėje veikoje, kurioje matuojama vidutinė jonizacijos sparta. Tačiau, kaip ir daugelis kitų jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių, jonizacijos kameros gali būti naudojamos impulsinėje veikoje, kurioje kiekviena krintančioji dalelė sukuria atskirą srovės impulsą. Tokioje veikoje tampa įmanoma skaičiuoti atskiras daleles, kuris pateko į detektoriaus aktyviąją sritį matavimo metu. Be to, kaip minėta <u>6 skyriuje</u>, impulsinėje veikoje tampa įmanoma matuoti krintančiųjų dalelių energijas. Nors pastaruoju metu radiacinėje spektroskopijoje daug dažniau naudojami puslaidininkiniai detektoriai, tačiau impulsinės jonizacijos kameros vis dar yra naudojamos kaip didelio ploto α dalelių spektrometrai bei neutronų detektoriai.

8.5.1. Krūvininkų dreifo srovės impulso išraiška

Plokščiosios jonizacijos kameros jungimo impulsinėje veikoje schema yra parodyta <u>8.4a pav.</u> Išreikšime detektoriaus srovę *i*, kurią sukelia duotojo ženklo krūvininkų dreifas. Pasinaudosime energijos tvermės dėsniu. Elektriniame lauke, kurio stipris \mathscr{B} , krūvį Q veikia jėga $Q\mathscr{B}$. Tarkime, kad to krūvio poslinkis per nykstamai mažą laiką dt yra lygus dx. Tame kelyje ta jėga atliko darbą $Q\mathscr{C}dx$. Šiam darbui eikvojama įtampos šaltinio vidinė energija. Todėl pagal energijos tvermės dėsnį įtampos šaltinio vidinė energija per laiką dt turi sumažėti tuo pačiu dydžiu $Q\mathscr{C}dx$. Įtampos šaltinio vidinės energijos sumažėjimas yra lygus jo įtampos U_0 ir pro jį pratekėjusio krūvio *idt* sandaugai. Vadinasi,



8.4 pav. (a) plokščiosios jonizacijos kameros jungimas impulsinėje veikoje. *R* yra apkrovos varža, *C* yra jonizacijos kameros talpos ir prie kameros elektrodų prijungtos matavimų įrangos įėjimo talpos suma;
(b) ekvivalentinė schema: srovės *i*(*t*) šaltinis, prie kurio prijungta lygiagrečioji *RC* grandinė

Išreiškę *i*, randame:

$$i = \frac{Q\mathscr{E}v}{U_0}; \tag{8.5.2}$$

čia v = dx/dt yra krūvininkų dreifo greitis¹.

Detektoriaus srovės išraiška (8.5.2) yra bendra; ji galioja ne vien plokščiojoje jonizacijos kameroje, bet ir kitų rūšių detektoriuose. Bendruoju atveju (pvz., cilindriniame detektoriuje) lauko stipris \mathscr{E} ir dreifo greitis v, kurie įeina į srovės išraišką (8.5.2), priklauso nuo krūvininko koordinatės. Tačiau plokščiojoje jonizacijos kameroje elektrinio lauko stipris visame aktyviajame tūryje yra apytiksliai pastovus ir lygus

$$\mathscr{E} = \frac{U_0}{d}; \tag{8.5.3}$$

čia d yra atstumas tarp kameros elektrodų. Įrašę (8.5.3) į (8.5.2), gauname, kad, duotojo ženklo krūvininkams dreifuojant plokščiojoje jonizacijos kameroje, elektros srovė yra pastovi ir lygi

$$i_0 = \frac{Qv}{d}; \qquad (8.5.4)$$

Jeigu jonizuojančioji dalelė sukūrė N jonų porų, tada |Q| = Ne, todėl

$$i_0^{\pm} = N \frac{ev^{\pm}}{d};$$
 (8.5.5)

čia viršutinis indeksas nusako krūvininko ženklą, o v^{\pm} reiškia dreifo greičio *modulį*. Kad būtų paprasčiau, tarkime, kad visos jonų poros buvo sukurtos vienodu atstumu x_0 nuo teigiamojo elektrodo, t. y. krintančiosios dalelės trajektorija yra lygiagreti elektrodų paviršiui (žr. <u>8.4a pav.</u>). Srovė $t^{\pm}(t)$ yra lygi (8.5.5) vertei tik tol, kol krūvininkas nepasiekė kameros elektrodo. Krūvininkams pasiekus elektrodą, srovė tampa lygi nuliui. Elektronai pasiekia anodą per laiką

$$t^{-} = \frac{x_{0}}{v^{-}}, \qquad (8.5.6a)$$

o teigiamieji jonai pasiekia katodą per laiką

$$t^{+} = \frac{d - x_{0}}{v^{+}}.$$
 (8.5.6b)

Vadinasi, elektronų dreifas sukelia stačiakampį srovės impulsą

$$i^{-}(t) = \begin{cases} Nev^{-}/d, & \text{kai } 0 < t \le t^{-}; \\ 0, & \text{kai } t \le 0 \text{ arba } t > t^{-}, \end{cases}$$
(8.5.7a)

o teigiamųjų jonų dreifas sukelia stačiakampį srovės impulsą

$$i^{+}(t) = \begin{cases} Nev^{+}/d, & \text{kai } 0 < t \le t^{+}; \\ 0, & \text{kai } t \le 0 \text{ arba } t > t^{+}, \end{cases}$$
(8.5.7b)

Kadangi $v^- \gg v^+$, tai $t^- \ll t^+$, išskyrus retus atvejus, kai pirminė jonizacija įvyksta prie pat neigiamojo elektrodo. Abiejų srovių i^- ir i^+ priklausomybės nuo laiko yra pavaizduotos <u>8.5a pav.</u> (kad būtų vaizdžiau, 8.5 pav. grafikai nubraižyti, laikant, kad elektronų dreifo greitis yra tik 25 kartus didesnis už jonų dreifo greitį, nors tikrovėje elektronų ir jonų dreifo greičių santykis yra 10³ eilės). Pilnutinė detektoriaus srovė yra lygi šių dviejų srovių sumai:

$$i(t) = i^{+}(t) + i^{-}(t)$$
. (8.5.8)

¹ Šios srovės fizikinis mechanizmas – elektrostatinė indukcija. Tarp kameros elektrodų esantis krūvininkas, kurio krūvis Q, abiejuose elektroduose indukuoja priešingo ženklo krūvius. Tų dviejų krūvių suma yra lygi –Q, nepriklausomai nuo krūvininko padėties, tačiau jų *santykis* priklauso nuo krūvininko padėties (šis santykis yra toks, kad pilnutinė elektrinio lauko energija būtų mažiausia). Todėl, kintant krūvininko padėčiai tarp elektrodų, dalis viename elektrode indukuoto krūvio pereina į kitą elektrodą, t. y. ekvivalentine lygiagrečiąja *RC* grandine teka srovė.

8.5.2. Jonizacijos kameros įtampos impulsas

Detektorių impulsinės veikos bendroji analizė buvo atlikta <u>6.2 skirsnyje</u>. Ten buvo minėta, kad detektoriaus įtampos impulso formą ir trukmę lemia krūvininkų surinkimo trukmė t_c ir kameros laiko konstanta $\tau = RC$, o kai pastaroji yra daug didesnė už t_c , įtampos impulso amplitudė yra proporcinga detektoriaus srovės i(t) integralui (t. y. pilnutiniam surinktajam krūviui Q). Žinoma, šios bendrosios išvados galioja ir jonizacijos kamerai. Tačiau yra vienas veiksnys, kuris šiek tiek komplikuoja jonizacijos kameros impulsinės veikos analizę, lyginant su paprasčiausiu atveju, kuris buvo aptartas <u>6.2 skirsnyje</u>. Jonizacijos kameroje skirtingų ženklų krūvininkų (teigiamųjų jonų ir elektronų) surinkimo trukmės labai skiriasi: jonų surinkimo trukmė yra 10^{-3} s eilės, o elektronų – 10^{-6} s eilės (žr. <u>8.3.2 skirsnis</u>). Todėl pilnutinis impulsas U(t) – tai suma dviejų impulsų, kurių trukmės ir amplitudės labai skiriasi: vienas impulsas ($U^-(t)$) atitinka elektronų surinkimą (šį įtampos impulsą vadinsime "elektroniniu impulsu"), o kitas ($U^+(t)$) – teigiamųjų jonų surinkimą (šį įtampos impulsą vadinsime "joniniu impulsu"):

$$U(t) = U^{-}(t) + U^{+}(t).$$
(8.5.9)

Kiekvieną iš dviejų impulsų $U^{-}(t)$ ir $U^{+}(t)$ nusako (6.2.1) formulė. Taikant tą formulę jonizacijos kamerai, vietoj i(t) reikia naudoti atitinkamai (8.5.7a) arba (8.5.7b). Apskaičiavę (6.2.1) integralą, kai i(t) yra stačiakampis impulsas (8.5.7a,b), gauname tokią elektroninio arba joninio impulso išraišką (ji tinka, esant bet kokiai kameros laiko konstantai RC):

$$U^{\pm}(t) = \begin{cases} i_0^{\pm} R \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right], & \text{kai } 0 \le t \le t^{\pm}; \end{cases}$$
(8.5.10a)

Skaičiuojant įtampos priklausomybę nuo laiko U(t), reikia skirti tris atvejus:

- 1) didelė laiko konstanta ($RC >> t^+ >> t^-$);
- 2) tarpinė laiko konstanta $(t^- \ll RC \ll t^+)$;
- 3) maža laiko konstanta ($RC \ll t^- \ll t^+$).

Svarbiausias yra antrasis atvejis. Pirmasis atvejis netinka todėl, kada tada gaunami pernelyg ilgi impulsai (impulso trukmę lemia jonų surinkimo trukmė, kuri yra milisekundžių eilės), t. y. pernelyg mažas greitaeigiškumas. Trečiasis atvejis netinka todėl, kada tada gaunami pernelyg mažos amplitudės impulsai. Taip yra todėl, kad amplitudė yra proporcinga varžai R, o ši proporcinga trukmės konstantai RC. Žinoma, trukmės konstantą RC būtų galima sumažinti iki reikalingų verčių, ne vien mažinant R, bet ir mažinant C, tačiau praktikoje talpą C lemia išorinių įrenginių talpa, kurią neįmanoma sumažinti iki mažesnės negu tam tikra riba vertės (tipiškos C vertės yra 10^{-10} F eilės). Todėl praktikoje trukmės konstantos mažinimas yra susijęs su apkrovos varžos R ir impulso amplitudės U_{max} mažėjimu.

8.5.3. Tarpinė laiko konstanta ($t^- \ll RC \ll t^+$)

Kadangi $t^- \ll RC$, tai laiko tarpe $0 \le t \le t^-$ eksponentinis daugiklis (6.2.1) integralo pointegralinėje funkcijoje yra artimas vienetui, todėl tinka (6.2.2) aproksimacija. Kadangi tame laiko tarpe abi srovės t^- ir t^+ yra pastovios, tai suintegravus gaunamas tiesinis didėjimas laike:

$$U^{\pm}(t)\Big|_{t < t^{-}} \approx \frac{i_{0}^{\pm}t}{C} = \frac{Ne}{C} \frac{v^{\pm}}{d}t.$$
(8.5.11)

Laiko momentu $t = t^-$ elektronų srovės impulsas baigiasi (t. y. $i^-(t)$ šuoliškai sumažėja iki nulio). Vadinasi, tuo laiko momentu įtampa $U^-(t)$ pasiekia savo didžiausią vertę

$$U_{\max}^{-} = U^{-}(t^{-}) \approx \frac{Ne}{C} \frac{v^{-}}{d} t^{-},$$
 (8.5.12a)

ir pradeda eksponentiškai mažėti pagal (6.2.4) formulę, t. y. prasideda elektroninio impulso užpakalinis frontas (t. p. žr. (8.5.10b)). Įtampa $U^{+}(t)$ tuo pačiu momentu pasiekia vertę

$$U^{+}(t^{-}) \approx \frac{Ne}{C} \frac{v^{+}}{d} t^{-}$$
(8.5.12b)



8.5 pav. (a) Plokščiosios jonizacijos kameros srovės impulso komponentės. Laikoma, kad elektronų dreifo greitis v^- yra 25 kartus didesnis už jonų dreifo greitį v^+ (nors tikrovėje $v^-/v^+ \approx 10^3$), o $x_0/d = 0.6$, todėl jonų ir elektronų surinkimo trukmių santykis $t^+/t^- = (v^-/v^+) \cdot (d-x_0)/x_0 = 25 \cdot 0.4/0.6 \approx 17$.

(b) Jonizacijos kameros įtampos impulsas (ištisinė kreivė) ir jo komponentės (brūkšninės kreivės), kai kameros trukmės konstanta yra didelė ($RC \gg t^+$). Grafiko skaitinės vertės atitinka $RC = 60 \cdot t^+$. Įtampa išreikšta santykiniais vienetais.

(c) Tų pačių dydžių kaip (b) atveju priklausomybė nuo laiko, kai yra tarpinė trukmės konstanta ($t^- \ll RC \ll t^+$). Grafiko skaitinės vertės atitinka $RC = 0.2t^+ \approx 3.3t^-$; čia talpa C tokia pat kaip (b) atveju.

(d) Tų pačių dydžių kaip (b) atveju priklausomybė nuo laiko, kai kameros trukmės konstanta yra maža ($RC \ll t^{-}$). Grafiko skaitinės vertės atitinka $RC \approx 0.067t^{-}$; čia talpa C tokia pat kaip (b) atveju.

ir toliau didėja (nes jonų srovės impulsas dar nepasibaigęs). Iš pradžių tas didėjimas lieka apytiksliai tiesinis (pagal (8.5.11)), tačiau vėliau, kai laikas tampa tos pačios eilės kaip RC arba didesnis, nustoja galioti srovės integravimo aproksimacija ir reikia taikyti tiksliąją formulę (8.5.10a). Pagal tą formulę įtampa $U^{+}(t)$ maždaug per laiką 3RC pasiekia soties vertę

$$U_{\max}^{+} = i_{0}^{+} R = N \frac{e\nu^{+}}{d} R$$
(8.5.13)

(žr. punktyrines kreives <u>8.5c pav.</u>).

Iš (8.5.11) išplaukia, kad laiko momentu $t = t^-$ įtampų U^- ir U^+ santykis yra lygus v^-/v^+ , t. y. 10³ eilės. Vadinasi, pilnutinė įtampa laiko momentu $t = t^-$ yra apytiksliai lygi U^-_{max} :

$$U(t^{-}) \approx U_{\max}^{-}$$
 (8.5.14)

$$U_{\max} \approx U_{\max}^{-} \approx \frac{Ne}{C} \frac{v^{-}}{d} t^{-} = \frac{Ne}{C} \frac{x_{0}}{d}; \qquad (8.5.15)$$

čia pasinaudota elektronų surinkimo laiko t^- išraiška (8.5.6a). Įtampos vertė U_{max}^+ (t. y. detektoriaus įtampos impulso vertė laiko momentu $t = t^+$, kai baigiasi jonų surinkimas) taip pat yra daug mažesnė, negu U_{max}^- (nors ir daug didesnė, negu $U^+(t^-)$). Tuo galima įsitikinti, apskaičiavus įtampų U_{max}^+ ir U_{max}^- santyki:

$$\frac{U_{\max}^{+}}{U_{\max}^{-}} = \frac{v^{+}}{v^{-}} \cdot \frac{RC}{t^{-}} \approx \frac{t^{-}}{t^{+}} \cdot \frac{RC}{t^{-}} = \frac{RC}{t^{+}} << 1.$$

Taigi, galiojant sąlygai $t^- \ll RC \ll t^+$, priekinio impulso fronto trukmę bei impulso amplitudę lemia elektronų savybės (jų dreifo greitis v^- ir surinkimo trukmė t^-), o užpakalinio fronto trukmę daugiausia lemia grandinės laiko konstanta RC. Kadangi $RC \gg t^-$, tai laiko konstanta RC lemia ir pilnutinę elektroninio impulso trukmę. Tipiškų jonizacijos kamerų laiko konstanta RC būna 10^{-5} s eilės. Vadinasi, elektroninio impulso trukmė taip pat dešimčių mikrosekundžių eilės. Joninio impulso trukmę lemia jonų surinkimo trukmė t^+ , kuri yra 10^{-3} s eilės, todėl jonų surinkimas pasireiškia palyginti ilgom impulsų "uodegom" (žr. 8.5c pav.). Tačiau, kadangi joninių impulsų amplitudės yra palyginti mažos, minėtąsias "uodegas" galima sutrumpinti, naudojant įvairius impulso formavimo įtaisus (pvz., nuosekliai sujungtus įtampos diferenciatorių ir įtampos integratorių). Tokiu būdu pasiekiama, kad galutinio impulso trukmė būtų $10^{-6} \div 10^{-5}$ s eilės.

Iš (8.5.6a) išplaukia, kad jonų porų atsiradimo koordinatė x_0 lemia laiko momentą, kai detektoriaus įtampa pasiekia maksimumą (t. y. priekinio fronto trukmę): kuo toliau nuo anodo atsirado jonų poros, tuo ilgiau link anodo juda elektronai, tuo ilgesnis priekinis impulso frontas. Jonų poros susidaro išilgai krintančiosios dalelės pėdsako. Tikrovėje krintančiosios dalelės pėdsakas nebūtinai yra lygiagretus kameros elektrodams, todėl jonų porų, kurias sukūrė viena dalelė, koordinatės x_0 gali kisti tam tikrame intervale (to intervalo vienas kraštas atitinka dalelės pėdsako pradžią, o kitas – dalelės pėdsako pabaigą). Atitinkamai, ir elektronų surinkimo trukmė t kinta tam tikrame intervale. Todėl realieji impulsai neturi tokių aštrių viršūnių, kaip parodyta <u>8.5c pav.</u>, o yra "užapvalinti". Be to, iš (<u>8.5.15</u>) išplaukia, kad jonų porų atsiradimo koordinatė x_0 lemia ir impulso amplitudę: kuo toliau nuo anodo atsirado jonų poros, tuo didesnė impulso amplitudė. Taigi, amplitudė priklauso nuo dalelės pataikymo į kamerą taško ir nuo dalelės judėjimo krypties. Ši priklausomybė vadinama *indukciniu efektu*. Šis efektas yra ypač nepageidautinas tuo atveju, kai pagal impulsų amplitudes tiriamas elektringųjų dalelių energijų spektras, nes vienodos energijos dalelės sukelia skirtingų amplitudžių impulsus, priklausomai nuo dalelių pataikymo vietos ir judėjimo krypties. Praktikoje indukcinio efekto išvengiama, naudojant specialios konstrukcijos jonizacijos kameras (žr. kitą skirsnį).

8.5.4. Jonizacijos kamera su tinkleliu

Indukcinį efektą galima beveik pilnai pašalinti, naudojant jonizacijos kamerą su tinkleliu. Tokios kameros sandara ir jungimo schema parodytos 8.6 pav. Jonizacijos kameros tūris (erdvė tarp anodo ir katodo) yra padalintas į dvi sritis, kurias skiria trečiasis elektrodas - metalinis tinklelis. Tinklelio potencialas vra didesnis už kameros katodo potenciala, tačiau mažesnis už anodo potenciala. Visas išorinės spinduliuotės srautas nukreipiamas į sritį, kuri yra tarp tinklelio ir katodo. Šioje srityje susidarę teigiamieji jonai dreifuoja link katodo, o laisvieji elektronai – link tinklelio. Didžioji dauguma elektronų, pasiekę tinklelį, praeina jį ir toliau dreifuoja link anodo. Kadangi tinklelio potencialas yra pastovus, tai jis pilnai ekranuoja abi kameros sritis viena nuo kitos. Todėl krūvininkų judėjimas tarp tinklelio ir katodo neturi jokios įtakos elektriniam laukui tarp tinklelio ir anodo. Tai reiškia, kad, krūvininkams judant tarp tinklelio ir katodo, elektros srovė indukuojama tik tinklelio ir katodo grandinėje, bet ne anodo grandinėje, kuriai priklauso apkrovos varža R (žr. 8.6 pav.) Kadangi teigiamieji jonai nepatenka i sriti tarp tinklelio ir anodo, tai joninis impulsas šiuo atveju nesusidaro. Taigi, visą matuojamąją įtampą sąlygoja praėjusių pro tinklelį elektronų dreifas nuo tinklelio iki anodo. Visi šie elektronai toje kameros srityje nueina vienoda atstuma (tai yra atstumas tarp tinklelio ir anodo). Todėl, skaičiuojant įtampos priklausomybę nuo laiko U(t), galima naudoti (8.5.11) formulę, kurioje laikas t atskaitomas nuo laiko momento, kai elektronai pasiekia tinkleli:



8.6 pav. Plokščiosios jonizacijos kameros su tinkleliu schema. Visos jonų poros turi būti sukuriamos viršutinėje kameros srityje, t. y. tarp katodo ir tinklelio. Parodyti dviejų dalelių pėdsakai: vienas yra lygiagretus elektrodams, o kitas sudaro kampą θ su elektrodais

$$U(t)\Big|_{t$$

Šiuo atveju C yra kondensatoriaus, kurį sudaro tinklelis ir anodas, talpos ir prie jų prijungtos matavimų įrangos įėjimo talpos suma, o t^- yra elektronų dreifo nuo tinklelio iki anodo trukmė, kuri lygi

$$t^{-} = d/v^{-}. \tag{8.5.17}$$

Laiko momentu $t = t^{-}$, kai elektronai pasiekia anodą, įtampa U(t) yra didžiausia:

$$U(t^{-}) = U_{\max} = \frac{Ne}{C} \frac{v^{-}}{d} t^{-} = \frac{Ne}{C}.$$
 (8.5.18)

Matome, kad šiuo atveju įtampos impulso amplitudė nepriklauso nuo pirminės jonizacijos taško koordinačių.

Jonizacijos kameroje su tinkleliu impulsas yra šiek tiek užvėlintas atžvilgiu sąveikos įvykio (pirminės jonizacijos) momento. Vėlinimo trukmė – tai elektronų dreifo nuo pirminės jonizacijos taško iki tinklelio trukmė. Pažymėjus raide v atstumą nuo pirminės jonizacijos taško iki tinklelio, vėlinimo trukmė yra lygi y/v^- (žr. 8.7 pav.). Jeigu krintančiųjų dalelių pėdsakai yra lygiagretūs tinkleliui, tada visi elektronai, kuriuos sukūrė viena krintančioji dalelė, nueina vienoda atstuma. Tada visų elektronų vėlinimas yra vienodas, o impulso priekinis frontas yra išreiškiamas (8.5.16) reiškiniu (laikas t tame reiškinyje atskaitomas nuo impulso pradžios momento, o ne nuo saveikos įvykio momento). Šį atvejį atitinka 1 kreivė 8.7 pav. Tačiau bendruoju atveju krintančiųjų dalelių pėdsakai gali būti ir nelygiagretūs tinkleliui (pvz., žr. antrąji pėdsaką 8.6 pav.). Tada skirtingi elektronai, kuriuos sukūrė viena krintančioji dalelė, nueina skirtingą atstumą iki tinklelio, todėl ir tų elektronų sukuriamų impulsų vėlinimas yra skirtingas. Matuojamasis impulsas yra impulsų, kuriuos sukūrė atskiri elektronai, suma. Jeigu tie elektronai pasiekė tinklelį skirtingais laiko momentais, tada matuojamasis impulsas neturi aštrių lūžio taškų, o jo priekinio fronto trukmė yra didesnė (žr., 8.7 pav., 2 kreivė). Jeigu dalelė krinta kampu θ (žr. 8.6 pav.), o jos pėdsako ilgis lygus l ir jeigu pėdsakas yra tiesus, tada impulso priekinio fronto trukmė yra $1 + (l/d)\sin\theta$ kartų didesnė, negu tuo atveju, kai dalelės pėdsakas yra lygiagretus elektrodams. Todėl, matuojant impulsų priekinių frontų trukmių pasiskirstymą, galima nustatyti krintančiųjų dalelių krypčių pasiskirstymą (jeigu yra žinomas siekis *l*). Antra vertus, jeigu visų krintančiųjų dalelių judėjimo kryptis yra vienoda ir nėra lygiagreti elektrodams ($\theta > 0^{\circ}$), tada kiekvieno impulso priekinio fronto forma (augimo netiesiškumas) yra vienareikšmiškai susijusi su dalelės ilgine energijos perdava (-dE/dx) įvairiuose pėdsako taškuose. Tokiu atveju pagal impulso priekinio fronto formą galima nustatyti vadinamąją Brego kreivę - ilginės energijos perdavos priklausomybe nuo dalelės nueito kelio. Todėl tokia impulso priekinio fronto formos analizė yra vadinama Brego kreivės spektroskopija. Brego kreivės spektroskopijai patogiausia panaudoti jonizacijos kameras, kurios pritaikytos registruoti daleles, kurių judėjimo kryptis yra



8.7 pav. Plokščiosios jonizacijos kameros su tinkleliu impulso priekinis frontas, kai $RC >> d/v^-$, esant dviem kampo θ vertėms (žr. 8.6 pav.): 1 kreivė atitinka $\theta = 0^\circ$ (t. y. pėdsakas yra lygiagretus elektrodams), o 2 kreivė atitinka $\theta = 45^\circ$.

statmena elektrodams ($\theta = 90^{\circ}$), nes tada impulso priekinio fronto trukmė yra didžiausia ir todėl lengviausia tirti jo formą.

8.5.5. Jonizacijos kameros impulso amplitudė ir ribinė energinė skyra

Jonizacijos kameroje su tinkleliu impulsų amplitudės beveik nepriklauso nuo dalelės kritimo kampo θ ir yra nusakomos (8.5.18) reiškiniu. Rasime šių amplitudžių didumo eilę. Pvz., tarkime, kad į kamerą pateko α dalelė, kurios energija $E_d = 5$ MeV, ir kad ta dalelė visą savo energiją išeikvojo dujų jonizavimui. Turint omenyje, kad vidutinė energija, kuri išeikvojama vienai jonų porai sukurti ore, yra lygi W = 35 eV (žr. 8.1 lentelė), galima teigti, kad kameroje atsirado N = 5 000 000 / $35 \approx 140$ 000 jonų porų. Tada surinktasis krūvis lygus $Q = Ne = 140 000 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 2.2 \cdot 10^{-14} \text{ C}$. Laikysime, kad efektinė talpa yra $C \approx 10^{-10}$ F (tipiška vertė). Tada įtampos impulso amplitudė lygi $U_{\text{max}} = Q/C = 2.2 \cdot 10^{-14}/10^{-10} (\text{V}) = 2.2 \cdot 10^{-4} \text{ V}$. Tokios mažos amplitudės impulsų matavimui reikalinga palyginti sudėtinga impulsų formavimo ir stiprinimo įranga.

Iš impulso amplitudės išraiškos (8.5.18) išplaukia, kad, matuojant impulsų amplitudžių U_{max} pasiskirstymą, galima nustatyti vienos dalelės sukurtųjų jonų porų skaičiaus N pasiskirstymą. Pagal jonų porų skaičiaus pasiskirstymą galima nustatyti dalelių energijos spektrą (žr. (8.2.2) formulę). 6.3.3 skirsnyje buvo minėta, kad mažiausioji įmanoma energinė skyra yra lygi

$$R_{\min} = 2.35 \sqrt{\frac{F}{\bar{N}}}; \qquad (8.5.19)$$

čia \overline{N} yra vidutinis jonų porų skaičius, kurį sukuria viena duotosios energijos dalelė, o F yra Fano faktorius. Naudojant tą patį pavyzdį, kaip ir ankstesniojoje pastraipoje, $\overline{N} \approx 140\ 000$. Todėl, laikant, kad F = 0,15, iš (8.5.19) gauname tokią mažiausiosios energinės skyros vertę: $R_{\min} \approx 0,243\%$. Tai atitinka visiškosios sugerties smailės energinį plotį $\Delta E_d = R_{\min}E_d = 0,00243\cdot5\cdot10^6$ eV = 12,2 keV. Praktikoje, naudojant jonizacijos kameras, sunku pasiekti tokią mažą energinę skyrą, nes įvairių elektroninių triukšmų indėlis į ΔE_d dažniausiai būna didesnis už minėtąją mažiausiąją vertę.

9. Puslaidininkiniai detektoriai

9.1. Puslaidininkinio detektoriaus veikimo principas

Pirmajame artinyje puslaidininkinį 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. <u>9.1 pav.</u>).

Tačiau puslaidininkis kai kuriais atžvilgiais iš esmės skiriasi nuo dujų. Kaip tuojau įsitikinsime, tai, iš vienos pusės, pagerina detektoriaus parametrus, o iš kitos pusės, šiek tiek komplikuoja detektoriaus gamybos technologiją ir panaudojimo metodiką.

Pirmas (akivaizdžiausias) skirtumas yra tas, kas puslaidininkis yra kieta medžiaga. Tai detektoriui yra paranku, nes su kieta medžiaga jonizuojančioji spinduliuotė sąveikauja daug stipriau, negu su dujomis. Todėl, pvz., detektuojant gama spinduliuotę, puslaidininkinių detektorių Elektringosios dalelės trajektorija



9.1 pav. "Kietojo kūno jonizacijos kameros" ijungimo schema

efektyvumas yra daug didesnis, negu tokių pačių matmenų dujinių detektorių.

Antras skirtumas yra tas, kad puslaidininkyje yra daug mažesnė energija *W*, kuri buvo apibrėžta <u>8.2 skirsnyje</u> (vidutiniai dalelės energijos nuostoliai, kurie atitinka vieną sukurtą krūvininkų porą). Taip yra dėl krūvininkų savybių puslaidininkyje ypatybių. Tas ypatybes lengviausia suprasti, taikant vadinamąjį energijos juostų modelį, pagal kurį atomo energijos lygmenys, susidarant cheminiam ryšiui tarp kietojo kūno atomų, išplinta į juostas (žr. <u>9.2 pav.</u> ir <u>9.3 pav.</u>). Kiekvieną juostą sudaro daug labai artimų lygmenų (pvz., Si, kuris yra keturvalentis, energijos juostas sudarančių lygmenų skaičius yra lygus keturgubam atomų skaičiui visame kristale). Kadangi kiekviena sistema stengiasi užimti mažiausios energijos būseną, o kvantinėje sistemoje gali būti ne daugiau negu vienas duotos kvantinės būsenos elektronas (Paulio draudimo principas), tai žemiausioji užpildyta juosta ir žemiausioji "laisvoji" juosta. Pastaroji juosta ypatinga ta prasme, kad arti jos apatinio krašto esančių energijos lygmenų užpildymo tikimybė, nors ir daug mažesnė už vienetą, vis dėlto yra pakankamai didelė, kad pilnutinė toje juostoje esančių elektronų koncentracija būtų didelė (didesnė už 10¹⁰ cm⁻³). Tie elektronai gali pernešti elektros krūvį, t. y. sukurti elektros srovę. Tai galima suprasti, atsižvelgus j



9.2 pav. Atomo energijos lygmenų išplitimas į energijos juostas kietajame kūne (silicyje)



9.3 pav. Silicio energijos juostų diagrama

tai, kad krūvio pernaša visada yra susijusi su elektrono energijos kitimu (pvz., esant elektriniam laukui elektronas juda jo potencinės energijos mažėjimo kryptimi). Todėl, kad tokia krūvio pernaša būtų galima, turi egzistuoti neužimti energijos lygmenys, kurie yra artimi užimtiems energijos lygmenims. Ši juosta vadinama *laidumo juosta*. Žemiau laidumo juostos esanti energijos juosta taip pat yra ypatinga: arti jos viršutinio krašto esančių energijos lygmenų užpildymo tikimybė, nors ir labai artima vienetui, vis dėlto skiriasi nuo vieneto pakankamai, kad pilnutinė toje juostoje esančių neužimtų kvantinių būsenų koncentracija būtų didelė (10^{10} cm⁻³ eilės). Tos laisvosios būsenos taip pat gali pernešti krūvį (kaip ir elektronai laidumo juostoje), o esant elektriniam laukui jos elgiasi kaip teigiamo krūvio dalelės, kurios turi tam tikrą efektinę masę. Šios "kvazidalelės" vadinamos *skylėmis*. Ši juosta vadinama *valentine juosta*, nes ją užpildo elektronai, kurie sudaro cheminius ryšius tarp kietojo kūno atomų (kiekviena skylė atitinka vieną vakansiją kovalentiniame ryšyje, t. y. "nutrauktą" cheminį ryšį). Tarpas tarp laidumo ir valentinės juostos vadinamas *draudžiamąja juosta* ir žymimas E_g (indeksas "g" kilo iš angliško žodžio "gap" – "tarpas"). Silicio $E_g = 1,1$ eV, o germanio $E_g = 0,7$ eV.

Taigi, dar vienas skirtumas tarp puslaidininkio ir dujinio detektoriaus yra tas, kad puslaidininkyje laisvieji krūvininkai egzistuoja ir be išorinės jonizuojančiosios spinduliuotės. Tie krūvininkai nuolat atsiranda ir išnyksta dėl betvarkio šiluminio atomų judėjimo. Energijos juostų teorijos požiūriu, laisvo elektrono ir skylės atsiradimas yra susijęs su elektrono sužadinimu iš valentinės juostos į laidumo juostą (šis vyksmas vadinamas krūvininkų dvipole generacija), o elektrono ir skylės poros išnykimas yra susijęs su atvirkštiniu šuoliu (dvipolė rekombinacija). Minėtoji didelė laisvųjų krūvininkų koncentracija (10¹⁰ cm⁻³ eilės arba didesnė) yra nepalanki detektoriams, nes, prijungus išorinį elektrinį lauką, srovę išorinėje grandinėje sąlygos ne vien elektronai ir skylės, kurie atsirado dėl jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio, bet ir termiškai generuoti elektronai ir skylės (tai yra vadinamoji *laidumo srovė*). Šios problemos sprendimas bus aptartas 9.5 skirsnyje.

9.2. Jonizuojančiosios spinduliuotės poveikis puslaidininkiui

9.2.1. Jonizacijos energija

Elektringajai dalelei pereinant pro puslaidininki, 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. 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., atomu virpesių sužadinimui). Dėl spinduliuotės poveikio atsiradusių skylių skaičius visada yra lygus atsiradusių elektronų skaičiui, nepriklausomai nuo to, ar puslaidininkis yra grynas, ar ne. Be to, atsiradusių laisvųjų krūvininkų skaičius, dalelės siekis ir kiti dydžiai, kurie atspindi spinduliuotės sąveiką su medžiaga, praktiškai nepriklauso nuo puslaidininkio laidumo tipo (puslaidininkio laidumo tipai bus apibrėžti 9.4 skirsnyje) ir nuo priemaišų koncentracijos jame, nes ji visada būna daug mažesnė už puslaidininkio (pvz., silicio arba germanio) atomų koncentracija. Todėl, pvz., γ spinduliuotės saveika 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, t. y. maždaug 10 kartų mažesnė už analogišką dujų parametrą (žr. <u>8.1 lentelė</u>). 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 energinė skyra, kuri yra atvirkščiai proporcinga kvadratinei šakniai iš sukurtųjų krūvininkų skaičiaus (žr. <u>(6.3.11)</u> formulė). Šis veiksnys yra svarbiausias esant vidutinei ir

¹ Tikslūs matavimai rodo, kad W priklauso nuo spinduliuotės rūšies, tačiau ši priklausomybė yra silpna. Pvz., α dalelių ir protonų W verčių santykinis skirtumas (t. y. jų santykio nuokrypis nuo vieneto) silicyje neviršija 2,2 %.

didelei dalelių energijai (> 100 keV), nes tada tikroji energinė skyra dažnai būna artima ribinei. Antra, padidėja impulso amplitudė, kuri yra proporcinga sukurtajam krūviui (žr. <u>(6.2.3)</u>). 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).

9.2.2. Laisvųjų krūvininkų atsiradimo ir išnykimo dinamika

Pirmoji jonizuojančiosios dalelės sąveikos su puslaidininkiu stadija pavaizduota <u>9.4a pav.</u> 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 kinetine energija, kurios dali jie praranda sukurdami kitas elektrono ir skylės poras. Tai yra vadinamoji smūginė jonizacija.



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

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. <u>9.4b pav.</u>). 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. Šis vyksmas yra palyginti lėtas (vidutinė gyvavimo trukmė yra dešimčių mikrosekundžių eilės). Būtent todėl puslaidininkio būsena, kurią nusako 9.4b pav., yra palyginti "ilgaamžė". Tas laikas yra pakankamai ilgas, kad beveik visi krūvininkai iki rekombinacijos būtų surinkti į elektrodus.

9.3. Priemaišiniai energijos lygmenys

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 draudžiamojoje juostoje (žr. 9.5 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 draudžiamojoje 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. 9.5 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. <u>9.6b pav.</u>). 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 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 cheminiams ryšiams 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. <u>9.6c pav.</u>). 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



9.5 pav. Silicio priemaišų energijos lygmenys

už silicio ir germanio valentingumą. Boras 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 būsena. 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.

9.4. n ir p puslaidininkiai

Dėl legiravimo donorais puslaidininkyje padaugėja laisvųjų elektronų, o dėl legiravimo akceptoriais padaugėja skylių (žr. <u>9.3 skirsnis</u>). Puslaidininkiai, 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 grynojo puslaidininkio krūvininkų koncentraciją, 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. <u>9.5 pav.</u>). 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. <u>9.6d pav.</u>). T. y. laisvųjų elektronų ir skylių koncentracijos 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. 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 puslaidininkių. Ši pn sandūros ypatybė panaudojama puslaidininkiniuose jonizuojančiosios spinduliuotės detektoriuose. pn sandūrų savybės aprašytos kitame skirsnyje.

9.5. pn sandūros

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 puslaidininkių. Prijungus elektrinius kontaktus prie puslaidininkių, 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.

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 prigludusi prie kontakto plokštumos, sumažėja elektronų, o p puslaidininkio srityje, kuri prigludusi prie kontakto plokštumos, sumažėja skylių (žr. <u>9.7a pav.</u>). Tuo tarpu donorų ir akceptorių jonai yra nejudrūs: jie užima kristalo gardelės mazgus ir jų koncentracija abiejose sandūros pusėse nekinta (žr. <u>9.7b pav.</u>). 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. <u>9.7c pav.</u>). 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 srovės stipris yra lygus 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.

Erdvinio krūvio srityje laisvųjų krūvininkų koncentracija yra daug mažesnė negu neutraliose srityse. Taip yra dėl to, kad šioje srityje egzistuoja stiprus elektrinis laukas (10⁶ V/m eilės), kuris labai greitai "išstumia" iš tos srities krūvininkus, kurie atsiranda dėl šiluminės generacijos arba patenka ten iš neutraliųjų sričių. Todėl ši sritis vadinama *nuskurdintuoju sluoksniu*. Atliekant teorinius apskaičiavimus, galima remtis prielaida, kad nuskurdintajame sluoksnyje iš viso nėra laisvųjų krūvininkų (t. y. visą elektros krūvį kuria tik donorų ir akceptorių jonai).
Nuskurdintojo sluoksnio storis pasikeičia prijungus prie pn sandūros įtampos šaltinį. Tada n ir p sričių potencialų skirtumas tampa lygus $U_k - U_0$; čia U_0 yra išorinė įtampa. 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

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (N_{\rm d} + N_{\rm a})}{e N_{\rm d} N_{\rm a}}} (U_{\rm k} - U_0) ; \qquad (9.5.1)$$

čia N_d yra donorų koncentracija n srityje, N_a yra akceptorių 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 įtampa yra tiesioginė, tada $U_0 > 0$, o jeigu atgalinė, tada $U_0 < 0$. Taigi, nuskurdintojo sluoksnio storis didėja didėjant atgalinei įtampai, t. y. įtampos U_0 moduliui (tada reiškinys $U_k - U_0$ didėja, nes $U_0 < 0$). (9.5.1) išraiška yra gaunama išsprendus Puasono lygtį:



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

$$\frac{\mathrm{d}^2 \varphi}{\mathrm{d}x^2} = \frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon},\tag{9.5.2}$$

čia φ yra elektrostatinis potencialas, x yra erdvinė koordinatė, ρ yra elektrinio krūvio tankis, ε yra medžiagos dielektrinė skvarba, o ε_0 yra elektrinė konstanta. Kadangi (9.5.2) yra antrosios eilės diferencialinė lygtis, tai, norint ją vienareikšmiškai išspręsti, yra reikalingos dvi kraštinės sąlygos. Tos dvi sąlygos išplaukia iš prielaidos, kad neutraliose srityse elektrinis laukas yra lygus nuliui (dėl jų mažos varžos). Tada visa išorinė įtampa krinta nuskurdintame sluoksnyje, t. y. nuskurdintojo sluoksnio kraštų potencialai yra lygūs atitinkamų išorinio įtampos šaltinio polių potencialams. Pagal Puasono lygtį (9.5.2) įtampos kritimas nuskurdintajame sluoksnyje yra lygus dvigubam krūvio tankio integralui x atžvilgiu. Integravimo rėžiai – tai nuskurdintojo sluoksnio kraštų koordinatės (nes tik nuskurdintame sluoksnyje $\rho \neq 0$). Kadangi krūvio tankis kiekviename nuskurdintojo sluoksnio taške yra tam tikra konstanta (n srityje $+eN_d$, o p srityje $-eN_a$), tai, kad padidėtų minėtojo integralo reikšmė, turi pasikeisti integravimo rėžiai, t. y. nuskurdinitojo sluoksnio kraštų koordinatės. Vadinasi, didėjant atgalinei įtampai, turi didėti nuskurdintojo sluoksnio storis, ką ir matome (9.5.1) formulėje.

Dažniausiai praktikoje pn sandūros legiravimas yra stipriai asimetrinis, t. y. vienos rūšies priemaišų koncentracija yra daug didesnė negu kitos rūšies. Nuskurdintojo sluoksnio storį *d* lemia mažesnioji iš dviejų priemaišų koncentracijų. Taip yra dėl to, kad nuskurdintame sluoksnyje pilnutinis akceptorių krūvis visada yra tiksliai priešingas pilnutiniam donorų krūviui (elektrinio neutralumo sąlyga). Todėl, kai $N_a >> N_d$, galima teigti, kad visas nuskurdintasis sluoksnis priklauso n sričiai, o kai $N_d >> N_a$, galima teigti, kad visas nuskurdintasis priklauso p sričiai. Pastaruoju atveju storio *d* išraiškoje (9.5.1) galima nepaisyti dėmens N_a skaitiklyje. Gauname:

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon}{eN_a} (U_k - U_0)} . \tag{9.5.3}$$

Kadangi pn sandūros nuskurdintajame sluoksnyje beveik nėra laisvųjų krūvininkų (pvz., žr. <u>9.7a pav.</u>), tai, naudojant pn sandūrą vietoj vienalyčio puslaidininkio, pašalinamas pagrindinis puslaidininkių trūkumas – didelė laisvųjų krūvininkų koncentracija, tuo pat metu išsaugant puslaidininkių privalumus, kurie buvo minėti <u>9.1 skirsnyje</u> (didelis tankis ir maža energija *W*).

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. Elektrodų 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. <u>(6.2.3)</u>). Vadinasi, puslaidininkinio detektoriaus nuskurdintojo sluoksnio storis turi būti kuo didesnis. Pagal <u>(9.5.3)</u> 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 <u>(9.5.3)</u> galima nepaisyti dėmens U_k :

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon}{eN_a} |U_0|} \,. \tag{9.5.4}$$

Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad termodinaminėje pusiausvyroje (kai išorinė įtampa lygi nuliui) pilnutinė elektronų ir skylių koncentracija nuskurdintame sluoksnyje negali tapti mažesnė negu krūvininkų koncentracija grynajame puslaidininkyje. Taip yra todėl, kad termodinaminėje pusiausvyroje elektronų ir skylių koncentracijų sandauga palyginti silpnai priklauso nuo priemaišų koncentracijos ir rūšies ir yra lygi

$$np = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right),\tag{9.5.5}$$

čia E_g yra draudžiamosios juostos plotis, k yra Bolcmano konstanta, T yra absoliutinė temperatūra, o N_c ir N_v yra efektiniai būsenų tankiai atitinkamai laidumo ir valentinėje juostose. Taigi, kol nėra išorinės atgalinės įtampos, pn sandūra nėra pranašesnė už tokio paties storio gryną puslaidininkį. Tačiau, prijungus atgalinę įtampą, pasireiškia viena pn sandūros ypatybė: n srityje yra labai maža skylių koncentracija, o p srityje yra labai maža elektronų koncentracija (daug mažesnė, negu grynajame puslaidininkyje). Todėl srovė, kurią sąlygoja elektronų pereiga iš p srities į nuskurdintąjį sluoksnį ir skylių pereiga iš n srities į nuskurdintajį sluoksnį (šalutinių krūvininkų "ekstrakcija" elektriniu lauku), yra labai maža ir pilnutine srove lemia krūvininkai, kurie termiškai generuojami nuskurdintajame sluoksnyje. Ši srovė ("laidumo srovė") yra palyginti maža ir galima pasiekti, kad ji būtų daug mažesnė už srovę, kuri atsiranda dėl jonizuojančiosios spinduliuotė generuotų krūvininkų dreifo nuskurdintame sluoksnyje. Taip yra todėl, kad, esant atgalinei įtampai, nuskurdintame sluoksnyje nustoja galioti (9.5.5) lygybė: elektronų ir skylių koncentracijų sandauga tampa daug mažesnė negu gryname puslaidininkyje. Ta patį efektą galima gauti ir naudojant gryno puslaidininkio sluoksni, prie kurio prijungti elektrodai, atitinkantys šį reikalavima: teigiamasis elektrodas neturi injektuoti skyliu, o neigiamasis elektrodas neturi injektuoti elektronu i puslaidininki. Kitaip sakant, kiekvienas elektrodas turi būti "užtvarinis" krūvininkams, kuriuos veikianti elektrostatinė jėga yra nukreipta iš elektrodo į puslaidininkį (priešingu atveju turėtume vadinamąjį "ominį" kontaktą, kuris nesudaro jokių kliūčių krūvininkų judėjimui per jį). Pvz., silicio detektoriuose tokie "užtvariniai" kontaktai yra formuojami gaminant vieną elektrodą iš aliuminio, o kitą iš aukso, ir prie aliuminio elektrodo jungiant teigiama itampos šaltinio polių, o prie aukso elektrodo – neigiama. Užtvarinio kontakto vaidmenį gali atlikti ir labai plonas paviršinis priemaišinio puslaidininkio sluoksnis, kurį galima suformuoti, pvz., užgarinant reikalingus priemaišinius jonus arba implantuojant juos greitintuvu (taip galima viename puslaidininkio sluoksnio paviršiuje suformuoti plona n tipo sriti, o kitoje pusėje – ploną p sritį). Naudojant tokius užtvarinius kontaktus ir esant grynam puslaidininkiui (arba pn sandūrai, prie kurios prijungta pakankamai didelė atgalinė įtampa), nuskurdintojo sluoksnio vaidmenį atlieka visas puslaidininkis, taigi "nuskurdintojo sluoksnio storis" šiuo atveju – tai atstumas tarp elektrodu, kuris vra pastovus (jo negalima padidinti, dar labiau didinant atgaline itampa). Tačiau ir šiuo atveju reikia naudoti kuo didesnę atgalinę įtampą, nes realiuose detektoriuose puslaidininkis niekada nebūna idealiai grynas, todėl jame egzistuoja erdvinis priemaišinių jonų krūvis ir elektrinis laukas nėra vienalytis (lauko stipris maždaug tiesiškai priklauso nuo koordinatės). Didinant atgalinę itampa, mažėja elektrinio lauko santykinis kitimas sluoksnyje, t. y. esant pakankamai aukštai atgalinei įtampai, galima pasiekti, kad visame puslaidininkio tūryje elektrinis laukas būtų beveik vienodas. Tipiška atgalinė itampa, kuri naudojama germanio gama spektrometruose, vra maždaug 4000 V. Didžiausią pasiekiamą atgalinę įtampą apriboja paviršinės nuotėkio srovės ir griūtinis pramušimas puslaidininkyje.

9.6. Impulso formavimas puslaidininkiniame detektoriuje

Puslaidininkinio detektoriaus aktyviaiame tūryje egzistuoja elektrinis laukas, kuris priverčia elektronus ir skyles judėti priešingomis kryptimis. Kaip ir jonizacijos kameroje, šis krūvininkų dreifas indukuoja elektros srove i(t) (8.5.2), kuri, savo ruožtu, sukuria itampos impulsa išorinėje grandinėje (detektorių impulsinės veikos bendroji analizė buvo atlikta 6.2 skirsnyje). Puslaidininkiniuose detektoriuose ekvivalentinės RC grandinės, kuria galima pakeisti išorinę matavimų įrangą, trukmės konstanta visada būna daug didesnė už krūvininkų surinkimo trukmę (tai yra vadinamoji "srovės integravimo veika"), todėl šio impulso forma apytiksliai nusako (6.2.2) ir (6.2.4) formulės. Kaip ir jonizacijos kameros impulsinės veikos, kuri buvo aprašyta 8.5 skirsnyje, puslaidininkinio detektoriaus impulso pavidala komplikuoja tas faktas, kad impulsa sukuria dviejų rūšių krūvininkų dreifas. Todėl srovės integravimo veikos išėjimo impulso priekinis frontas yra sudarytas iš dvieju tiesinių sričių kaip parodyta 9.8b pav.: pirmoji sritis atitinka abiejų rūšių krūvininkų dreifą, o antroji sritis – tik vienos rūšies krūvininkų dreifą (tų, kurių surinkimo trukmė didesnė). Akivaizdu, kad bendrasis impulso

pavidalas yra toks pat kaip ir jonizacijos kameroje, kurios trukmės konstanta RC yra didelė (plg. su 8.5b pav.). Skylių judris ir dreifo greitis yra mažesni negu elektronų, todėl dažniausiai skylių surinkimo trukmė t^+ yra didesnė negu elektronų surinkimo trukmė t^- (kaip 9.8a pav.), ir antroji (lėtesnioji) priekinio fronto dalis atitinka skylių dreifą. Tačiau elektronų ir skylių judrių santykis puslaidininkiniuose detektoriuose vra daug mažesnis negu elektronų ir jonų judrių santykis dujiniuose detektoriuose: puslaidininkyje skylių judris yra tik 2-3 kartus mažesnis negu elektronų, o dujose jonu judris yra maždaug 10^3 kartų elektronu. mažesnis negu Todėl puslaidininkiniuose detektoriuose krūvininkų surinkimo trukmės t^+ ir t^- dažniausiai skiriasi tik kelis kartus (o ne 3 eilėmis, kaip dujiniuose detektoriuose). Dėl šios priežasties puslaidininkinių detektorių išėjimo signalas yra formuojamas integruojant abi srovės komponentes - ir elektronu, ir skylių (o ne vien elektronų, kaip tipiškų jonizacijos kamerų impulsinės veikos). Atitinkamai 8.5.3 skirsnyje aprašytasis indukcinis efektas puslaidininkiniuose detektoriuose nepasireiškia ir impulso amplitudė yra vienareikšmiškai susijusi su jonų porų, kurios buvo sukurtos detektoriaus aktyviojoje srityje, skaičiumi N (žr. (8.5.18)).



9.8 pav. (a) Elektronu ir skyliu srovės (atitinkamai *i*⁻ ir i^+), kurios teka idealiame puslaidininkiniame detektoriuje tada, kai jame buvo sukurta N elektrono ir skylės porų. (b) Atitinkamas srovės integravimo veikos išėjimo įtampos impulsas. t^- yra elektronų surinkimo trukmė, o t⁺ yra skylių surinkimo trukmė. Kadangi skylių dreifo greitis yra mažesnis negu elektronų, tai dažniausiai $t^+ > t^-$ (tačiau surinkimo trukmė priklauso dar ir nuo pirminės ionizacijos taško, todėl gali būti $t^+ < t^-$)

Laikas, kuris reikalingas krūvininkų surinkimui iš didelio tūrio puslaidininkinio detektoriaus (t. y. impulso priekinio fronto trukmė), yra 10^{-8} – 10^{-7} s eilės. Naudojant impulsų formavimo įtaisus, kurie nuslopina 9.8b pav. pavaizduoto impulso užpakalinį frontą, pilnutinę impulso trukmę pavyksta sumažinti iki verčių, kurios tik nedaug viršija krūvininkų surinkimo trukmę.

10. Blyksimieji detektoriai

10.1. Įvadas

Blyksimasis detektorius - tai jonizuojančiosios spinduliuotės detektorius, kurio išėjimo signalas sukuriamas detektuojant regimosios šviesos blyksnius, kuriuos detektoriaus medžiagoje sukelia jonizuojančioji spinduliuotė. Taigi, blyksimojo detektoriaus ypatybė yra ta, kad elektronai, kurie sukelia detektoriaus išėjimo įtampos impulsą, nėra tie patys elektronai, kurie atsirado dėl registruojamos spinduliuotės jonizacinio poveikio. Tuo blyksimieji detektoriai iš esmės skiriasi nuo anksčiau aptartų dujinių ir puslaidininkinių detektorių. Dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose išėjimo srovę sukuria tie patys krūvininkai, kuriuos detektuojama spinduliuotė išlaisvino iš atomų. Blyksimajame detektoriuje tarpininkas tarp jonizacijos metu atsiradusių krūvininkų ir išėjimo impulsą formuojančių krūvininkų yra regimoji šviesa. Šitaip išsprendžiamas reikalavimų prieštaravimas, kurie keliami kietakūnio detektoriaus darbinei medžiagai: viena vertus, reikalingi didelis krūvininku judris (siekiant padidinti greitaeigiškumą) ir maža jonizacijos energija (siekiant padidinti krūvininkų skaičių), kita vertus, reikalinga didelė varža (siekiant sumažinti laidumo srovės įtaka išėjimo signalui). Pirmąjį reikalavimą geriausiai atitinka medžiagos, kurių elektrinis laidis yra didelis, o antrąjį geriausiai atitinka izoliatoriai. Kadangi blyksimajame detektoriuje išėjimo signalas formuojamas už darbinės medžiagos ribų, o blyksnio atsiradimui toje medžiagoje nėra reikalinga krūvininkų pernaša per didelius atstumus, tai darbinės medžiagos savitoji varža ir krūvininku judris nėra tokie svarbūs parametrai kaip puslaidininkiniame detektoriuje (blyksimajame detektoriuje svarbiau, kad darbinė medžiaga būtu skaidri regimajai šviesai).

Medžiagos švytėjimas, kurį sukelia energijos sugertis medžiagoje, vadinamas *liuminescencija*. Liuminescenciją gali sukelti šviesa, kaitinimas, mechaniniai įtempimai, cheminės reakcijos, elektringųjų dalelių poveikis medžiagai. Medžiagos, kurioms būdinga ši savybė, vadinamos *liuminoforais*. Liuminoforai, kurie naudojami blyksimuosiuose detektoriuose, dažnai vadinami *scintiliatoriais*, o šviesos blyksniai, kuriuos juose sukelia jonizuojančioji spinduliuotė, vadinami *scintiliacijomis*.

Blyksnių metodas šiuo metu yra vienas iš labiausiai paplitusių radioaktyviosios spinduliuotės detektavimo metodų. Blyksimieji detektoriai plačiai naudojami branduolio fizikoje tiriant radioaktyviųjų izotopų spinduliuotės spektrus, matuojant branduolių sužadintųjų būsenų gyvavimo trukmes, tiriant kosminę spinduliuotę.

Blyksimųjų detektorių privalumai yra:

- didelis detektavimo efektyvumas (blyksimasis detektorius su NaI(Tl) kristalu registruoja 20–40 % visų į jį pataikiusių 660 keV energijos γ kvantų, o dujinio detektoriaus efektyvumas tomis pačiomis sąlygomis yra tik 1–4 %); be to, kai γ kvantų energija didesnė už 40 keV, blyksimųjų detektorių yra didesnis už tų pačių matmenų puslaidininkinių detektorių efektyvumą;
- 2) maža neveikos trukmė $(10^{-7}-10^{-9} \text{ s}, \text{ o Geigerio ir Miulerio skaitiklio neveikos trukmė } 10^{-4}-10^{-2} \text{ s});$
- 3) galimybė matuoti dalelių energiją kelių procentų tikslumu;
- 4) palyginti paprasta registravimo įranga.

Blyksimųjų detektorių trūkumai:

- energijos matavimo paklaida (5–10 %, kai γ kvantų energija yra 660 keV) yra maždaug eile didesnė negu puslaidininkinių detektorių;
- pagrindinio praktinio scintiliatoriaus natrio jodido NaI(Tl) jautrumas drėgmės poveikiui (veikiant drėgmei, NaI(Tl) pagelsta ir tampa neskaidrus blyksnių šviesai);
- 3) blyksimojo detektoriaus fotodaugintuvui reikalinga stabili maitinimo įtampa (1–1,5 kV).

10.2. Blyksnio atsiradimas neorganiniame scintiliatoriuje

Scintiliatorius, kuris dažniausiai naudojamas blyksimuosiuose detektoriuose, yra natrio jodido (NaI) kristalas (su talio Tl priemaiša). Naudojami ir kiti neorganiniai scintiliatoriai (pvz., halogenidai

CsF, CsI ir kiti). Visi šie neorganiniai kristalai yra dielektrikai, t. y. jų draudžiamosios juostos plotis yra kelis kartus didesnis už tipiškų puslaidininkių draudžiamosios juostos plotį (žr. 9.1 skirsnis). Pvz., NaI draudžiamosios juostos plotis yra 5,9 eV. Todėl normaliomis sąlygomis dielektrikuose praktiškai nėra laisvųjų krūvininkų. Laisvieji krūvininkai tuose kristaluose atsiranda dėl jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio. Krūvininkų atsiradimo vyksmas neorganiniame scintiliatoriuje yra panašus į ta, kuris vyksta puslaidininkiniame detektoriuje (žr. <u>9.2.2 skirsnis</u>). Veikiant jonizuojančiajai spinduliuotei, kristalo elektronai pereina iš užpildytųjų energijos juostų (t. y. valentinės juostos ir žemesniųjų juostų) į neužpildytąsias juostas (t. y. laidumo juostą ir aukštesniąsias juostas). Todėl užpildytose juostose atsiranda vakansijos. Vakansijos, kurios atsiranda valentinėje juostoje, yra ypatingos ta prasme, kad jos veikia kaip teigiamo elektros krūvio (+e) laisvosios dalelės, kurioms galima priskirti tam tikra mase ir kinetine energija. Šios "kvazidalelės" vadinamos "skylėmis". Vakansijos, kurios atsiranda gilesnėse juostose, yra greitai užpildomos dėl elektronų šuolių iš aukštesnių energijos juostų. Tada atsiranda fotonai, kurie gali būti sugerti medžiagoje atsirandant kitoms elektrono ir skylės poroms. Be to, laisvieji elektronai ir skylės turi didelę kinetinę energiją, kurios dalį jie praranda sukurdami kitas elektrono ir skylės poras (smūginė jonizacija). Taigi, lėtėjant greitiesiems antriniams krūvininkams (elektronams ir skylėms) medžiagoje, jų skaičius didėja. Per 10⁻¹² s eilės laiką visi elektronai ir skylės sulėtėja, t. y. elektronai "nukrinta" į laidumo juostos dugną, o skylės "pakyla" iki valentinės juostos viršutinio krašto (žr. 9.4b pav. 9.2.2 skirsnyje).

Paskui elektronai ir skylės rekombinuoja. Kad veiktų blyksimasis detektorius, svarbiausia, kad šios rekombinacijos metu atsirastų regimosios šviesos fotonai ("*spinduliuojamoji rekombinacija*"), kurie nebūtų sugeriami scintiliatoriuje. Grynieji kristalai negali atlikti scintiliatoriaus vaidmens dėl dviejų priežasčių: 1) grynajame kristale spinduliuojamoji rekombinacija yra palyginti lėtas vyksmas; 2) grynajame kristale spinduliuojamosios rekombinacijos metu atsiradęs fotonas gali būti sugertas scintiliatoriuje, nes jo energija yra didesnė už draudžiamosios juostos plotį ir jis gali sužadinti elektroną iš valentinės juostos į laidumo juostą.

Siekiant padidinti spinduliuojamosios rekombinacijos tikimybę ir sumažinti jos metu atsirandančių fotonų sugertį, į kristalą įterpiama nedaug priemaišų, kurios vadinamos *aktyvatoriais*. Pvz., natrio jodido NaI kristalas aktyvuojamas taliu Tl (aktyvuoto kristalo žymuo – NaI(Tl)), ZnS kristalas aktyvuojamas Ag (ZnS(Ag)) ir kt. Aktyvatoriai sąlygoja diskrečius energijos lygmenis draudžiamojoje juostoje (žr. <u>10.1 pav.</u>). Kadangi šios būsenos yra lokalizuotos prie aktyvatoriaus atomų, tuos energijos lygmenis vadinsime "aktyvatoriaus atomų lygmenimis" (tačiau reikia turėti omenyje, kad kietojo kūno sudėtyje esančio aktyvatoriaus atomo energijos lygmenys gali labai skirtis nuo izoliuoto aktyvatoriaus atomo energijos lygmenų). Aktyvatoriaus atomai scintiliatoriuje vadinami



10.1 pav. Aktyvuoto neorganinio kristalinio scintiliatoriaus energijos juostos ir rekombinacijos vyksmo etapai: (a) aktyvatoriaus jonizavimas susidarant teigiamajam jonui (per 10^{-12} s eilės laiką po laisvųjų elektrono ir skylės atsiradimo); (b) elektrono pagavimas susidarant neutraliam sužadintajam aktyvatoriaus atomui (per 10^{-12} s eilės laiką po aktyvatoriaus jonizavimo); (c) aktyvatoriaus atomo kvantinis šuolis iš sužadintojo lygmens į pagrindinį išspinduliuojant regimosios šviesos fotoną (per $(5-50)\cdot10^{-8}$ s po elektrono pagavimo)

liuminescencijos centrais. Elektrono ir skylės rekombinacijos etapai yra parodyti <u>10.1 pav</u>. Dalis aktyvatoriaus atomų neturi elektros krūvio ir yra pagrindinės būsenos, o kita dalis yra netekę elektrono (jonizuoti). Normaliomis sąlygomis jonizuotų ir nejonizuotų aktyvatoriaus atomų koncentracijos yra tokios, kad elektronų šuolių iš aktyvatoriaus atomų pagrindinio lygmens į valentinę juostą sparta būtų lygi priešingos krypties šuolių spartai ("dinaminė pusiausvyra"). Tačiau skylės, kurios atsirado valentinėje juostoje dėl jonizuojančiosios spinduliuotės energijos sugerties, sutrikdo šią dinaminę pusiausvyrą: pradeda vyrauti elektronų šuoliai iš aktyvatoriaus atomų pagrindinio lygmens į valentinę juostą. Kitaip sakant, pradeda vyrauti skylių šuoliai iš valentinės juostos į aktyvatoriaus pagrindinį lygmenį. Todėl dauguma skylių yra "pagaunamos" į aktyvatoriaus atomus, t. y. juos jonizuoja. Laisvieji elektronai yra pagaunami į aktyvatoriaus jonus susidarant neutraliems sužadintiesiems aktyvatoriaus atomams (žr. <u>10.1b pav</u>.). Paskui kiekvienas toks atomas pereina į pagrindinį energijos lygmenį išspinduliuodamas regimosios šviesos fotoną (<u>10.1c pav</u>.).

Kitas spinduliuojamosios rekombinacijos mechanizmas yra toks. Kulono trauka tarp elektrono ir skylės susieja juos į laisvąją kvazidalelę, kuri vadinama *eksitonu*. Šiuo atveju elektronas ir skylės lieka susiję vienas su kitu, tačiau eksitonas gali laisvai judėti kristalu, kol nepasiekia neutraliojo aktyvatoriaus atomo. Tada susidaro sužadintoji aktyvatoriaus atomo būsena (kaip <u>10.1c pav.</u>), tas atomas pereina į pagrindinį energijos lygmenį ir išspinduliuoja regimosios šviesos fotoną.

<u>10.1c pav.</u> akivaizdu, kad tų fotonų energija yra mažesnė už draudžiamosios juostos plotį, todėl jie beveik nėra sugeriami. Juos galėtų sugerti pagrindinės būsenos neutralieji aktyvatoriaus atomai, tačiau tokių atomų yra palyginti nedaug (tipiška aktyvatoriaus santykinė koncentracija yra tik 0,1 % eilės, ir, be to, dalis aktyvatoriaus atomų yra jonizuoti), todėl ir sugertis yra silpna. Įvairiems scintiliatoriams blyksnio fotonų bangos ilgis priklauso intervalui 2000–6000 Å (energija nuo 2 eV iki 6 eV), o spinduliuotės spektro plotis artimas 1000 Å. Vidutinis blyksnio bangos ilgis NaI(Tl) kristale yra 4100 Å (tai atitinka maždaug 3 eV fotono energiją), o sugerties spektro maksimumai yra ties 2930 Å ir 2340 Å. Todėl NaI(Tl) kristalo skaidrumas savo paties spinduliuotei yra artimas 100 %.

Svarbi scintiliatoriaus charakteristika yra šviesos blyksnio trukmė. Laikas, per kurį aktyvatoriaus atomai yra jonizuojami ir pagauna elektronus, yra tos pačios eilės kaip elektronų ir skylių porų kūrimo laikas, t. y. 10^{-12} s eilės. Tačiau sužadintojo aktyvatoriaus atomo gyvavimo trukmė yra daug didesnė – 10^{-8} – 10^{-6} s eilės. Pvz., NaI(Tl) kristale vidutinė sužadintųjų Tl atomų gyvavimo trukmė kambario temperatūroje yra 2,3· 10^{-7} s. Todėl galima tarti, kad visi sužadintieji aktyvatoriaus atomai atsiranda tuo pačiu laiko momentu, o šviesos blyksnio trukmę (ir blyksnio intensyvumo priklausomybę nuo laiko) lemia tų atomų kvantiniai šuoliai į pagrindinį energijos lygmenį, t. y. vidutinė blyksnio trukmė yra apytiksliai lygi sužadintųjų aktyvatoriaus atomų vidutinei gyvavimo trukmei.

10.3. Blyksnio atsiradimas organiniame scintiliatoriuje

Organiniuose scintiliatoriuose, kaip ir neorganiniuose, jonizuojančiosios spinduliuotės energijos perdavimo medžiagai pradinė stadija – tai atomų (arba molekulių) jonizavimas ir greitųjų elektronų atsiradimas. Tačiau tolesnieji vyksmai yra kitokie negu neorganiniuose scintiliatoriuose. Pagrindinis skirtumas tarp organinių ir neorganinių scintiliatorių yra tas, kad organiniuose scintiliatoriuose molekulių tarpusavio sąveika yra palyginti silpna. Todėl pagrindinius blyksnio dėsningumus lemia izoliuotoje molekulėje vykstantys vyksmai.

Greitosios elektringosios dalelės (pirminės arba antrinės) sąveikauja su daugeliu molekulių, prarasdamos po kelis elektronvoltus kiekvienos molekulės sužadinimui, jonizavimui arba molekulių disociacijai (disociacija – tai ryšio tarp molekulės atomų nutraukimas). Antrinių elektronų ir molekulinių jonų atsiradimas bei antrinių elektronų lėtėjimas yra labai trumpas vyksmas (jo trukmė yra 10⁻¹² s eilės). Jam pasibaigus, organinio scintiliatoriaus tūryje egzistuoja didelis skaičius sužadintųjų molekulių, molekulinių jonų ir laisvųjų radikalų (laisvieji radikalai – tai dėl molekulių disociacijos atsiradusios neutraliosios "molekulinės skeveldros" su nesuporuotais valentiniais elektronais). Kad būtų trumpiau, neutraliąsias molekules, molekulinius jonus ir laisvuosius radikalus toliau vadinsime vienu žodžiu "molekulės". Blyksnis organiniame scintiliatoriuje yra susijęs su tų molekulių žadinimo panaikinimu.

Yra du būdai, kuriais molekulė gali sugerti energiją: molekulės elektronai gali būti sužadinti į aukštesnes sužadintas būsenas arba gali būti sužadinti molekulės atomų virpesiai. Kaip ir visų sistemų,

kuriose dalelės yra surištos būsenos, dviejų atomų, kurie susieti cheminiu ryšiu, virpėjimo energijos spektras yra diskretus, t. y. sudarytas iš atskirų energijos lygmenų. Tai yra atomų virpėjimo energijos lygmenų (žr. <u>10.2 pav.</u>, horizontalios linijos). Tipiškas intervalas tarp virpėjimo energijos lygmenų yra maždaug 0,1 eV. Tipiškas intervalas tarp elektrono energijos lygmenų yra keli elektronvoltai. Taigi, visi <u>10.2 pav.</u> pavaizduoti virpėjimo energijos lygmenys atitinka tą pačią elektroninę būseną. Pakitus elektroninei būsenai, bendrasis potencinės energijos priklausomybės nuo atomų koordinačių pavidalas nepakinta (<u>10.2 pav.</u> pastaroji priklausomybė pavaizduota kreivėmis), tačiau gali pasikeisti vidutinis atstumas tarp atomų. Pvz., kaip parodyta <u>10.2 pav.</u>, sužadinus molekulę į aukštesnius elektroninius lygmenis, vidutinis atstumas tarp atomų padidėja (vidutinis atstumas apytiksliai atitinka potencinės energijos minimuma).

Į aukštesnius elektroninius lygmenis dažniausiai sužadinami tie valentiniai elektronai, kurių įtaka atomų cheminiam ryšiui yra mažiausia. Aromatiniuose angliavandeniuose trys iš keturių valentinių anglies atomo elektronų yra vadinamosiose σ orbitalėse (**orbital**ė – tai vieno elektrono banginė funkcija, kuri nusako elektrono orbitinio judėjimo būseną). σ orbitalės yra stipriai lokalizuotos tarp kaimyninių atomų. Ketvirtasis valentinis elektronas užima vadinamąją π orbitalė, kuri nėra taip stipriai lokalizuota ir silpniau veikia susidarant cheminiam ryšiui negu σ orbitalė. Blyksniui susidarant dažniausiai veikia π elektronai, nes jų sužadinimui į žemiausią neužimtąjį lygmenį reikia mažiau energijos.

Molekulės gali būti sužadintos į įvairius virpėjimo ir elektroninius energijos lygmenis (<u>10.2 pav.</u> parodyti tik pagrindinis ir pirmasis sužadintasis elektroniniai energijos lygmenys). Paskui per ~ 10^{-12} s eilės laiką molekulė pereina į žemiausiąjį virpėjimo lygmenį, kuris atitinka tą pačią elektroninę būseną. Paskui molekulė užima vieną iš virpėjimo lygmenų, kurie atitinka pagrindinę elektroninę būseną (žr. <u>10.2 pav.</u>). Šio šuolio metu išspinduliuojamas regimosios arba ultravioletinės šviesos fotonas. Laikas, per kurį įvyksta šis šuolis, priklauso nuo molekulės sužadinimo energijos. Kuo aukštesnis sužadintasis lygmuo, tuo trumpiau molekulė išbūna jame. Aukštųjų sužadintųjų elektroninių lygmenų gyvavimo trukmė yra 10^{-12} – 10^{-11} s, o pirmojo sužadintojo elektroninio lygmens

gyvavimo trukmė vra 10^{-9} – 10^{-8} s. Jeigu molekulė buvo sužadinta į aukšta elektroninį energijos lygmenį, tada po šuolio pagrindinį lygmenį i išspinduliuotojo fotono energija yra pakankama kitu molekulių sužadinimui. Todėl tą fotoną sugeria kita molekulė ir t. t. Kadangi kiekvieno sužadinimo atveju sužadinimo energijos dalis molekulės virsta virpėjimo energija, tai tokio proceso molekuliu elektroninio metu sužadinimo energija mažėja ir galų gale susidaro molekulės pirmajame sužadintame elektroniniame lygmenyje yra palyginti (kuris "ilgaamžis"). Paskui įvyksta šuolis į pagrindinį elektroninį lygmenį. Isitikinsime, kad yra scintiliatorius skaidrus spinduliuotei, kuri atsiranda dėl šuoliu iš pirmojo sužadintojo elektroninio lygmens i pagrindini elektronini lygmeni.



10.2 pav. Organinio scintiliatoriaus energijos lygmenys. Kreivės parodo dviejų atomų sistemos potencinės energijos priklausomybę nuo atstumo tarp atomų

Iš Bolcmano pasiskirstymo funkcijos $e^{-E/kT}$ išplaukia, kad normaliomis sąlygomis kambario temperatūroje (t. y. kai kT = 0,025 eV) beveik visos scintiliatoriaus molekulės užima pagrindinės (mažiausios energijos) elektroninės būsenos žemiausią virpėjimo lygmenį. Vadinasi, fotonas, kuris buvo išspinduliuotas dėl šuolio iš pirmojo sužadintojo elektroninio lygmens, galės būti sugertas tik tuo atveju, kai spinduliuojamasis šuolis yra į pagrindinės elektroninės būsenos žemiausiąjį virpėjimo lygmenį. Kaip matyti 10.2 pav., visais kitais atvejais šio fotono energija yra mažesnė už energiją, kuri

reikalinga molekulės sužadinimui iš pagrindinės elektroninės būsenos žemiausiojo virpėjimo lygmens į sužadintosios elektroninės būsenos žemiausiąjį virpėjimo lygmenį. Todėl dauguma išspinduliuotų fotonų nėra sugeriami scintiliatoriaus medžiagoje, t. y. scintiliatorius yra skaidrus savo paties spinduliuotei.

Blyksnio trukmę organiniame scintiliatoriuje lemia sužadintųjų molekulių gyvavimo trukmė, kuri dažniausiai yra $10^{-9}-10^{-8}$ s eilės (pvz., antraceno C₁₄H₁₀ blyksnio trukmė yra $3\cdot10^{-8}$ s), t. y. mažesnė negu neorganiniame scintiliatoriuje (žr. <u>10.2 skirsnis</u>). Tai reiškia, kad detektorių su organiniais scintiliatoriais didžiausia skaičiavimo sparta yra didesnė negu detektorių su neorganiniais scintiliatoriais. Tačiau organinių scintiliatorių vidutinis atominis numeris Z yra mažesnis negu neorganinių, todėl jų efektyvumas detektuojant γ spinduliuotę yra mažesnis negu neorganinių scintiliatorių.

10.4. Blyksimojo detektoriaus sandara

Blyksimojo detektoriaus išėjimo signalo formavimas tampa aiškus iš jo schemos, kuri pavaizduota <u>10.3 pav.</u> Registruojamoji dalelė (pvz., γ kvantas) patenka į scintiliatorių (1) ir sukelia blyksni. Blyksnio fotonai patenka i fotodaugintuvo fotokatoda (3), prie kurio prijungta aukšta neigiama įtampa U_0 (nuo -1 kV iki -1.5 kV) atžvilgiu įžeminto anodo (7). Kai kurių blyksimųjų detektorių fotokatodas yra įžemintas, o prie anodo (7) prijungta aukšta teigiama įtampa. Scintiliatorių gaubia atspindintis ekranas, todėl fotokatodą pasiekia beveik visi blyksnio fotonai. Šie fotonai, pasiekę fotokatoda, išmuša iš jo fotoelektronus. Fotodaugintuvo viduje egzistuojantis elektrinis laukas fokusuoja tuos elektronus ir nukreipia juos į tarpinį elektrodą, kuris vadinamas dinodu. Dinodo medžiaga parinkta taip, kad jame intensyviai vyktų antrinė elektronų emisija. Kiekvienas elektronas, pataikęs į dinodą, išmuša iš jo nuo 3 iki 10 naujų elektronų (šis skaičius vadinamas antrinės emisijos koeficientu). Nuo pirmojo dinodo elektronų srautas patenka į antrąjį dinodą ir t. t. Iš viso fotodaugintuve būna maždaug 10–20 dinodu (5). Todėl elektronu srautas sustiprinamas 10^5 – 10^8 kartu. Svarbi fotodaugintuvo savybė yra didelis stiprinimo tiesiškumas. Nuo paskutiniojo dinodo sustiprintas elektronu srautas patenka i anoda (7) sukurdamas apkrovos varžoje R itampos impulsa, kuris perduodamas į elektroninę registravimo įrangą (amplitudžių analizatorių, skaičiavimo įrenginį ir kt.). Elektronų daugėjimo vyksmą fotodaugintuve iliustruoja 10.4 pav.

Fotodaugintuvas į registravimo įrangą siunčia ne tik blyksnių sukeltus impulsus, bet ir fono impulsus, kuriuos sąlygoja termoelektroninė emisija iš fotokatodo ir dinodų, nuotėkio srovė pro anodo ir dinodų izoliaciją ir kiti fotodaugintuve vykstantys pašaliniai elektroniniai vyksmai.

Kiekvieno blyksnio metu išspinduliuotų fotonų skaičius yra proporcingas galutiniam skaičiui antrinių dalelių (sužadintųjų aktyvatoriaus atomų neorganiniame scintiliatoriuje arba sužadintųjų molekulių organiniame scintiliatoriuje), kurios atsirado dėl jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio. Kadangi galutinis antrinių dalelių skaičius yra proporcingas krintančiosios dalelės energijos nuostoliams medžiagoje, tai blyksnio fotonų skaičius taip pat yra proporcingas krintančiosios dalelės energijos nuostoliams medžiagoje. Antra vertus, fotodaugintuvo išėjimo impulso amplitudė yra proporcinga blyksnio fotonų skaičiui. Todėl išėjimo impulso amplitudė yra proporcinga krintančiosios dalelės energijos nuostoliams medžiagoje.



10.3 pav. Blyksimojo detektoriaus schema. 1 – scintiliatorius, 2 – šviesolaidis, kuris susieja scintiliatorių su fotodaugintuvu, 3 – fotokatodas, 4 – fokusuojantis elektrodas, 5 – dinodai, 6 – įtampos dalikliai, 7 – anodas, R – apkrovos varža, C – anodo talpa

Taigi, blyksimojo detektoriaus išėjimo signalą sukelia šie penki vyksmai, kurių kiekybinės išraiškos yra tiesiog proporcingos viena kitai:

- spinduliuotės energijos sugertis ir greitųjų elektronų atsiradimas scintiliatoriuje (kiekybinė išraiška – sugertoji energija);
- greitųjų elektronų lėtėjimas (ir jų skaičiaus didėjimas) susidarant "antrinėms dalelėms" – elektronams ir skylėms bei sužadintiesiems aktyvatoriaus atomams neorganiniuose kristaluose arba sužadintosioms molekulėms organiniuose scintiliatoriuose (kiekybinė išraiška – antrinių dalelių skaičius);
- antrinių dalelių išnykimas ir regimosios šviesos blyksnio fotonų atsiradimas (kiekybinė išraiška – blyksnio fotonų skaičius per laiko vienetą);
- fotoelektronų išlaisvinimas iš fotokatodo, kai į jį krinta blyksnio fotonai (kiekybinė išraiška – fotoelektronų skaičius per laiko vienetą);

antrinė elektronų emisija iš fotodaugintuvo dinodų ir elektronų dreifas link fotodaugintuvo anodo (kiekybinė išraiška – momentinė anodo elektros srovė, t. y. momentinė detektoriaus srovė).



10.4 pav. Fotodaugintuvo veikimo principas. Fotoelektronai, kurie buvo išlaisvinti iš fotokatodo, yra pritraukiami prie pirmojo dinodo, ir, vykstant antrinei elektronų emisijai iš to dinodo, elektronų skaičius padidėja. Kiekvieno dinodo potencialas yra aukštesnis už ankstesniojo dinodo potencialą; tipiškas fotodaugintuvas turi nuo 10 iki 20 dinodų. Po sąveikos su kiekvienu dinodu elektronų padaugėja kelis kartus

10.5. Blyksimojo detektoriaus išėjimo impulso forma

<u>10.4 skirsnio pabaigoje</u> buvo išvardyti penki vyksmai, kurie sąlygoja blyksimojo detektoriaus išėjimo signalą. Nustatysime, kuris iš jų lemia signalo formą. Vyksmai Nr. 1 ir Nr. 2 yra labai trumpi (jų trukmė yra mažesnė už 10^{-11} s), todėl galima tarti, kad antrinės dalelės scintiliatoriuje atsiranda akimirksniu. Laiko tarpas tarp vyksmų Nr. 3 ir Nr. 4 yra 10^{-10} s eilės arba trumpesnis. Todėl fotodaugintuvo išėjimo įtampos priklausomybę nuo laiko lemia vyksmai Nr. 3 ir Nr. 5. Išsiaiškinsime kiekvieno iš šių vyksmų vaidmenį.

Antrinės dalelės (t. y. sužadintieji aktyvatoriaus atomai neorganiniame scintiliatoriuje arba sužadintosios molekulės organiniame scintiliatoriuje) turi tam tikrą baigtinę gyvavimo trukmę. Tai reiškia, kad, bėgant laikui, jų skaičius mažėja eksponentiniu dėsniu:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}; (10.5.1)$$

čia λ yra sužadintojo aktyvatoriaus atomo arba sužadintosios molekulės atvirkštinė vidutinė gyvavimo trukmė. Blyksnio fotonų skaičius per laiko vienetą yra tiesiog proporcingas dydžiui

$$-\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \lambda N_0 \mathrm{e}^{-\lambda t} \,, \tag{10.5.2}$$

t. y. jis taip pat eksponentiškai mažėja. Taigi, vidutinė antrinių dalelių gyvavimo trukmė lemia blyksnio trukmę (tai yra laikas, per kurį blyksnio intensyvumas sumažėja e = 2,718 kartų). Todėl, kad būtų trumpiau, dydį $1/\lambda$ vadinsime "blyksnio trukme".

Elektronų dreifo nuo fotokatodo iki anodo tipiška trukmė įvairaus tipo fotodaugintuvų yra $(2-8)\cdot 10^{-8}$ s. Jeigu šis laikas būtų vienodas visiems elektronams, tada elektronų judėjimas

fotodaugintuve pasireikštų tik pastoviu detektoriaus išėjimo signalo vėlinimu šviesos blyksnio atžvilgiu ir neturėtų įtakos išėjimo impulso formai. Tikrovėje elektronų dreifo trukmėms yra būdingas statistinis "išsibarstymas", tačiau jis yra gana mažas (mažesnis už 10⁻⁹ s), todėl neturi didelės įtakos signalo formai.

Vadinasi, galima teigti, kad detektoriaus (fotodaugintuvo anodo) momentinė srovė yra tiesiog proporcinga "pavėlintai" blyksnio fotonų atsiradimo spartos priklausomybei nuo laiko (10.5.2). Daugeliu praktinių situacijų pastovus signalo vėlinimas keliomis dešimtimis nanosekundžių neturi didelės reikšmės, todėl remsimės prielaida, kad momentinė anodo srovė yra lygi

$$i(t) = \lambda Q e^{-\lambda t}; \qquad (10.5.3)$$

čia Q yra visų anodą pasiekusių elektronų pilnutinio krūvio modulis:

$$Q \equiv \int_{0}^{\infty} i(t) \mathrm{d}t \;. \tag{10.5.4}$$

Taikysime tą patį detektoriaus impulsinės veikos modelį kaip <u>6.2 skirsnyje</u>, t. y. išorinę įrangą pakeisime ekvivalentine *RC* grandine (žr. <u>6.2 pav.</u>). Tada išėjimo impulsą nusako <u>(6.2.1)</u> formulė. Įrašius <u>(10.5.3)</u> į <u>(6.2.1)</u>, akivaizdu:

$$U(t) = \frac{1}{\lambda - \theta} \cdot \frac{\lambda Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}); \qquad (10.5.5)$$

čia θ yra ekvivalentinės RC grandinės atvirkštinė trukmės konstanta:

$$\theta = \frac{1}{RC} \,. \tag{10.5.6}$$

Išnagrinėsime du ribinius atvejus:

I atvejis. Didelė trukmės konstanta $RC (\theta \ll \lambda)$

Šiuo atveju (10.5.5) reiškinį galima aproksimuoti reiškiniu

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} (\mathrm{e}^{-\theta t} - \mathrm{e}^{-\lambda t}) \,. \tag{10.5.7}$$

Ši laiko funkcija pavaizduota <u>10.5b pav.</u> Kadangi $\theta \ll \lambda$, pirmasis eksponentinis dėmuo <u>(10.5.7)</u> reiškinyje mažėja lėtai, todėl, kai laikas *t* yra mažas,

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} (1 - e^{-\lambda t}) \qquad \left(t << \frac{1}{\theta}\right). \tag{10.5.8}$$

Po pakankamai ilgo laiko antrasis eksponentinis dėmuo sumažėja iki nulio, todėl, kai laikas t yra didelis,

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} e^{-\theta t} \qquad \left(t \gg \frac{1}{\lambda}\right). \tag{10.5.9}$$

Akivaizdu, kad:

- 1. Impulso priekinis frontas yra proporcingas $(1 e^{-\lambda t})$, t. y. priekinio fronto trukmę lemia blyksnio trukmė $1/\lambda$.
- 2. Impulso užpakalinis frontas yra proporcingas $e^{-\theta t}$, t. y. užpakalinio fronto trukmę lemia ekvivalentinės *RC* grandinės trukmės konstanta $RC \equiv 1/\theta$.
- 3. Impulso amplitudė (soties įtampa) yra lygi Q/C, tačiau ši vertė pasiekiama tik tuo atveju, jeigu $\theta \ll \lambda$. Taigi, kad įtampa spėtų įsisotinti, reikia, kad ekvivalentinės *RC* grandinės trukmės konstanta būtų daug didesnė už blyksnio trukmę.

Matavimai dažniausiai atliekami šioje veikoje, nes tada gaunami didžiausios amplitudės impulsai ir dėl to sumažėja elektroninių triukšmų įtaka matavimų rezultatams. Tačiau trukmės konstanta *RC* neturi būti pernelyg didelė, nes tada skirtingi impulsai galėtų persikloti laike. Praktikoje dažniausiai pasirenkamos trukmės konstantos, kurios yra 5–10 kartų didesnės už blyksnio trukmę. Pvz., NaI(Tl) scintiliatoriaus (kai $1/\lambda = 2,3 \cdot 10^{-7}$ s) optimalioji *RC* vertė yra $(1-2) \cdot 10^{-6}$ s.



10.5 pav. (a) Fotodaugintuvo srovės priklausomybė nuo laiko; (b) matuojamos įtampos priklausomybė nuo laiko, kai yra didelė trukmės konstanta $RC = 1/\theta$ (t. y. $1/\theta >> 1/\lambda$); (c) matuojamos įtampos priklausomybė nuo laiko, kai trukmės konstanta $1/\theta$ yra maža $(1/\theta << 1/\lambda)$

II atvejis. Maža trukmės konstanta $RC (\theta >> \lambda)$

Šiuo atveju (10.5.5) reiškinį galima aproksimuoti reiškiniu

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} (e^{-\lambda t} - e^{-\theta t}). \qquad (10.5.10)$$

Ši laiko funkcija pavaizduota <u>10.5c pav.</u> Kai laikas *t* yra mažas,

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} (1 - e^{-\theta t}) \qquad \left(t << \frac{1}{\lambda} \right).$$
(10.5.11)

Kai laikas t yra didelis,

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} e^{-\lambda t} \qquad \left(t \gg \frac{1}{\theta}\right). \tag{10.5.12}$$

Akivaizdu, kad:

- 1. Impulso priekinis frontas yra proporcingas $(1 e^{-\theta t})$, t. y. priekinio fronto trukmę lemia ekvivalentinės *RC* grandinės trukmės konstanta $RC \equiv 1/\theta$.
- 2. Impulso užpakalinis frontas yra proporcingas blyksnio ryškumo laikinei priklausomybei, t. y. $e^{-\lambda t}$. Taigi, užpakalinio fronto trukmę lemia blyksnio trukmė $1/\lambda$.
- 3. Didžiausioji impulso amplitudė (soties įtampa) yra lygi $(\lambda Q)/(\theta C)$, t. y. daug mažesnė negu pirmuoju atveju (Q/C), nes pagal prielaidą $\lambda \ll \theta$.

Matome, kad dabar išėjimo impulso trukmė yra daug mažesnė negu I atveju, ir, mažinant RC, jo forma artėja prie anodo momentinės srovės impulso formos (eksponentinis mažėjimas su trukmės konstanta $1/\lambda$). Taigi, kai yra tokia veika, detektoriaus greitaeigiškumas yra didesnis. Tačiau kartu sumažėja impulso amplitudė, kuri yra tiesiog proporcinga ekvivalentinės RC grandinės trukmės konstantai ir atvirkščiai proporcinga blyksnio trukmei. Amplitudė lieka tiesiog proporcinga pilnutiniam anode surinktam krūviui Q.

10.6. Blyksimojo detektoriaus energinė skyra

Detektoriaus energinė skyra buvo aptarta bendruoju požiūriu <u>6.3 skirsnyje</u>. Blyksimieji detektoriai turi didžiausią (t. y. blogiausią) energinę skyrą iš visų radiacinėje spektroskopijoje naudojamų detektorių. Išsiaiškinsime, kodėl taip yra.

Kaip minėta <u>6.3.4 skirsnyje</u>, bet kurio detektoriaus baigtinę energinę skyrą lemia keli veiksniai – krūvininkų kūrimo statistika, elektroniniai triukšmai ir kiti. Blyksimojo detektoriaus energinei skyrai turi įtakos dar ir fotodaugintuvo elektronų srauto stiprinimo koeficiento statistinės fliuktuacijos bei fotokatodą pasiekusių regimosios šviesos fotonų skaičiaus priklausomybė nuo taško, kuriame tie fotonai atsirado. Tačiau šiuolaikiniuose blyksimuosiuose detektoriuose pagrindinis veiksnys, kuris

lemia energinę skyrą, yra iš fotokatodo išlaisvintųjų fotoelektronų skaičiaus statistinės fliuktuacijos. Tokiu atveju energinė skyra yra artima teorinei ribai, kurią nusako (6.3.11) reiškinys.

Dydis N_c , kuris įeina į energinės skyros išraišką (6.3.11), yra skaičius "informacijos nešiklių", kurie tiesiogiai formuoja išėjimo impulsą. Dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose išėjimo signalą formuoja tie patys krūvininkai, kurie atsirado detektoriaus darbinėje medžiagoje, sugėrus jonizuojančiosios spinduliuotės energiją. Tačiau blyksimuosiuose detektoriuose tarp jonizavimo vyksmo ir signalo formavimo vyksmo yra "įterpti" dar trys žingsniai, kurių visų našumas yra mažesnis už vienetą (t. y. kiekvieno iš tų žingsnių metu kai kurie informacijos nešikliai yra "prarandami"):

1) Scintiliatoriuje sukurtųjų antrinių elektronų skaičius N_0 "paverčiamas" regimosios šviesos fotonų skaičiumi $N_{\rm f}$. Šį vyksmą apibūdinsime "fotonų kūrimo našumu" $\eta_{\rm f}$:

$$N_{\rm f} = \eta_{\rm f} N_0 \,. \tag{10.6.1}$$

2) Fotonai surenkami ir nukreipiami į fotodaugintuvo fotokatodą. Idealiuoju atveju scintiliatoriaus paviršius, kuris atsuktas į fotodaugintuvą, turėtų praleisti visus iš scintiliatoriaus vidaus į jį krintančius fotonus, o visa likusioji scintiliatoriaus paviršiaus dalis turėtų juos visus atspindėti. Tikrovėje šios sąlygos galioja tik apytiksliai, todėl dalis fotonų prarandama dėl sugerties scintiliatoriaus apvalkale arba dėl visiškojo vidaus atspindžio nuo scintiliatoriaus paviršiaus, kuris atsuktas į fotodaugintuvą. Kartais gali pasireikšti ir sugertis paties scintiliatoriaus viduje (pvz., veikiant drėgmei, NaI kristalo skaidrumas mažėja). Apibrėšime "šviesos surinkimo našumą" η_s :

$$N_{\rm s} = \eta_{\rm s} N_{\rm f} ;$$
 (10.6.2)

čia N_s yra pasiekusių fotokatodą regimosios šviesos fotonų skaičius.

Pataikę į fotokatodą fotonai išlaisvina iš fotokatodo paviršiaus fotoelektronus (išorinis fotoefektas).
 Šį vyksmą apibūdina *fotokatodo kvantinis našumas* – iš fotokatodo išlaisvintų elektronų skaičiaus N_e ir į fotokatodą kritusių regimosios šviesos fotonų skaičiaus N_s santykis. Jį žymėsime η_e:

$$N_{\rm e} = \eta_{\rm e} N_{\rm s} \,.$$
 (10.6.3)

Paskui elektronų skaičius didėja dėl antrinės elektronų emisijos iš dinodų. Tačiau anodą pasiekusių elektronų skaičius lieka proporcingas iš fotokatodo išlaisvintų fotoelektronų skaičiui. Todėl galima teigti, kad informacijos nešikliai yra tie fotoelektronai. Vadinasi, dydis N_c blyksimojo detektoriaus energinės skyros išraiškoje (6.3.11) reiškia iš fotokatodo išlaisvintų elektronų skaičių N_e :

$$R = 2,35\sqrt{F/\bar{N}_{e}} = 2,35\sqrt{FW/E} ; \qquad (10.6.4)$$

čia E yra scintiliatoriuje sugertos energijos kiekis, o W yra vidutinis energijos sumažėjimas vienam sukurtam informacijos nešikliui:

$$W \equiv E / \overline{N}_{e} \,. \tag{10.6.5}$$

Vidutinį krintančiosios dalelės energijos sumažėjimą vienam antriniam elektronui scintiliatoriuje žymėsime W_0 :

$$W_0 \equiv E / \bar{N}_0$$
. (10.6.6)

Pagal (10.6.1)–(10.6.3)

$$\overline{N}_{e} = \eta_{f} \eta_{s} \eta_{e} \overline{N}_{0} = \eta_{f} \eta_{s} \eta_{e} \frac{E}{W_{0}}.$$
(10.6.7)

Įrašę (10.6.7) į (10.6.5), gauname:

$$W = \frac{E}{\eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e} \overline{N}_0} = \frac{W_0}{\eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e}} \,. \tag{10.6.8}$$

Taigi, minėtieji trys tarpiniai žingsniai sumažina informacijos nešiklių skaičių $1/(\eta_f \eta_s \eta_e)$ kartų ir tiek pat kartų padidina scintiliatoriuje sugertos energijos dalį, kuri atitinka vieną informacijos nešiklį. Pagal (10.6.4) tai pasireiškia energinės skyros padidėjimu (t. y. pablogėjimu) $1/\sqrt{\eta_f \eta_s \eta_e}$ kartų:

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F}{\eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e} \bar{N}_0}} = 2,35 \sqrt{\frac{FW_0}{\eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e} E}} \,.$$
(10.6.9)

NaI(Tl) kristale fotonų kūrimo našumas η_f artimas vienetui: tipiška vertė yra maždaug 0,8. Daugumos blyksimųjų detektorių η_s taip pat yra artimas vienetui (didesnis už 0,7). Tipiško fotodaugintuvo fotokatodo kvantinis našumas η_e yra 0,2–0,3. Taigi, mažas fotokatodo kvantinis našumas yra svarbiausias iš minėtų trijų veiksnių, kurie didina (blogina) blyksimojo detektoriaus energinę skyrą.

Kitas svarbus veiksnys, dėl kurio blyksimojo detektoriaus energinė skyra yra blogesnė negu puslaidininkinio detektoriaus, yra dideli vidutiniai energijos nuostoliai W_0 , kurie atitinka vieną scintiliatoriuje sukurtą antrinį elektroną. Daugumos neorganinių scintiliatorių vidutinė sugertoji spinduliuotės energija, kuri atitinka vieną elektrono ir skylės porą, yra maždaug 3 kartus didesnė už draudžiamosios juostos plotį:

$$W_0 \approx 3E_{\rm g};\tag{10.6.10}$$

čia E_g yra scintiliatoriaus draudžiamosios energijos juostos plotis. Kadangi neorganiniai scintiliatoriai yra dielektrikai, kurių draudžiamosios juostos plotis yra didesnis negu 4 eV, tai W_0 yra kelis kartus didesnis negu puslaidininkių, kurių E_g yra artimas 1 eV (žr. <u>9.1 skirsnis</u>). Pvz., NaI $E_g = 5.9$ eV, todėl $W_0 \approx 20$ eV.

Blyksimojo detektoriaus energinę skyrą taip pat padidina Fano faktorius F. Blyksimujų detektorių Fano faktorius yra artimas vienetui:

$$F \approx 1. \tag{10.6.11}$$

<u>6.3.3 skirsnyje</u> minėta, kad *F* vertė yra susijusi su vidutine energija *W*, kuri atitinka vieną informacijos nešiklį. Jeigu *W* yra daug didesnė už *mažiausią* energiją, tada didesnioji energijos *W* dalis išeikvojama procesams, kurių metu informacijos nešikliai neatsiranda. Tai reiškia, kad tarp dviejų informacijos nešiklio atsiradimo įvykių yra daug kitų vyksmų, kurių metu sugeriama energija. Todėl skirtingų informacijos nešiklių atsiradimas yra *nepriklausomi* įvykiai (kitaip sakant, informacijos nešiklių kūrimas yra Puasono vyksmas). Apskaičiuosime tipišką blyksimojo detektoriaus *W* vertę. Jeigu $W_0 = 20$ eV, $\eta_f = 0.8$, $\eta_s = 0.75$, $\eta_e = 0.2$, pagal (10.6.8) formulę apskaičiuojame $W \approx 170$ eV. Neorganinio scintiliatoriaus minėtoji mažiausioji energija yra šiek tiek didesnė už draudžiamosios juostos plotį. NaI draudžiamosios juostos plotis yra 5,9 eV. Ši energija yra daug mažesnė už *W*. Todėl informacijos nešiklių kūrimas vienetui. Palyginimas – puslaidininkinių detektorių ir radiacinėje spektroskopijoje naudojamų dujinių detektorių Fano faktorius yra artimas 0,1.

Apskaičiuosime blyksimojo detektoriaus ribinę energinę skyrą. Pvz., tarkime, kad NaI(Tl) kristale sugertoji energija lygi 0,662 MeV (tai yra nuklido ¹³⁷Cs spinduliuojamų γ kvantų energija). NaI(Tl) kristale blyksnio našumas lygus 12 % (*blyksnio našumas* – tai šviesos blyksnio energijos ir scintiliatoriuje sugertos energijos santykis). Vadinasi, blyksnio energija yra maždaug 0,12·0,662 MeV \approx 80 keV. Kadangi vieno fotono vidutinė energija yra 3 eV, tai blyksnio fotonų skaičius yra maždaug $8\cdot10^4/3 \approx \approx 2,6\cdot10^4$ fotonų. Jeigu "šviesos surinkimo našumas" yra 0,75, fotokatodą pasieks 0,75·2,6·10⁴ $\approx 2\cdot10^4$ fotonų. Jeigu fotokatodo kvantinis našumas yra 20 %, iš fotokatodo bus išlaisvinta 0,2·2·10⁴ = 4000 fotoelektronų (žr. <u>10.6 pav.</u>). Šis skaičius – tai dydis N_e , kuris įeina į energinės skyros išraišką (<u>10.6.4</u>). Kadangi F = 1, tai šiame pavyzdyje energinė skyra lygi 2,35/ $\sqrt{4000} \approx 3,7$ %. Šiuolaikinių blyksimųjų detektorių su NaI(Tl) scintiliatoriumi tikroji energinė skyra, detektuojant ¹³⁷Cs spinduliuotę, yra šiek tiek didesnė ir siekia 6–7 %. Palyginimas: germanio puslaidininkinio detektoriaus ribinė energinė skyra tomis pačiomis sąlygomis yra maždaug 0,16 % (tikroji puslaidininkinio detektoriaus energinė skyra gali būti kelis kartus didesnė už ribinę, tačiau neviršija 1 %).



¹ Tą patį teiginį galima pagrįsti šiek tiek kitaip. Šiame pavyzdyje fotoelektronus "sukūrusių" krūvininkų santykinė dalis yra tik $0,8\cdot0,75\cdot0,2 = 0,12$. T. y. vidutiniškai tik kas aštuntasis scintiliatoriuje atsiradęs krūvininkas (arba sužadintoji molekulė organiniame scintiliatoriuje) "sukuria" fotoelektroną fotodaugintuve. Todėl skirtingi fotoelektronai atsiranda nepriklausomai vienas nuo kito. Tai yra Puasono vyksmo sąlyga.

11. Proporcingieji skaitikliai

Proporcingieji skaitikliai yra viena iš dujinių jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių rūšių. Proporcingųjų skaitiklių veika beveik visada yra impulsinė ir remiasi dujinio stiprinimo reiškiniu, dėl kurio jonų porų skaičius skaitiklio tūryje labai padidėja, palyginti su pirminių jonų porų skaičiumi ("pirminėmis" vadinsime jonų poras, kurios atsirado dėl krintančiosios dalelės jonizacinių energijos nuostolių dujose). Todėl, kai yra toks pat pirminių jonų porų skaičius, proporcingųjų skaitiklių įtampos impulsų amplitudės yra daug didesnės negu jonizacijos kamerų. Dėl šios priežasties proporcingieji skaitikliai gali būti naudojami tais atvejais, kai pirminių jonų porų skaičius nėra pakankamas, kad jį būtų galima pakankamai tiksliai išmatuoti naudojant jonizacijos kamerą. Todėl proporcingieji skaitikliai naudojami mažos energijos rentgeno spinduliuotės spektroskopijoje ir neutronų detektavimui.

11.1. Dujinis stiprinimas

11.1.1. Smūginės jonizacijos ir elektronų griūties sąvokos, proporcingojo skaitiklio sandara

Elektronams ir jonams dreifuojant link atitinkamų elektrodų, jie daug kartų susiduria su neutraliosiomis dujų molekulėmis. <u>8.3.2 skirsnyje</u> minėta, kad, esant elektriniam laukui, elektronų betvarkio judėjimo vidutinė energija yra daug didesnė negu jonų. Vidutinė elektrono energija yra tiesiog proporcinga elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykiui. Todėl, kai yra pakankamai stiprus elektrinis laukas, elektronas gali įgyti energiją, kuri yra didesnė už dujų molekulės jonizacijos energiją. Tada galimas vyksmas, kurio metu elektronas jonizuoja dujų molekulę. Toks reiškinys, kai elektringoji dalelė praranda dalį savo kinetinės energijos jonizuodama atomą arba molekulę, yra vadinamas *smūgine jonizacija*. Šitaip atsiranda dar viena ("antrinė") jonų pora. Siekiant pabrėžti, kad

molekulę jonizuoja ne krintančioji dalelė, o elektronai, kurie atsirado dėl dujų atomų jonizavimo, ši smūginė jonizacija vadinama *antrine jonizacija*. Elektrinio lauko stiprio \mathscr{E} ir slėgio p santykio \mathscr{E}/p "slenkstinė" vertė $(\mathscr{E}/p)_{\rm jon}$, kurią viršijus yra galima antrinė jonizacija, priklauso nuo dujų prigimties. Tipiškoms dujoms šis slenkstinis santykis yra lygus maždaug 10 V/(m·Pa). Esant atmosferos slėgiui ($p \approx 10^5$ Pa), tai atitinka 10^6 V/m eilės "slenkstinį" lauko stiprį $\mathscr{E}_{\rm jon}$.

Elektronai, kurie buvo išlaisvinti iš atomų dėl antrinės jonizacijos (juos vadinsime "antriniais elektronais"), taip pat yra greitinami elektrinio lauko. Todėl, susidurdami su neutraliomis dujų molekulėmis, jie taip pat gali jas jonizuoti. Taigi, yra galimas griūtinis vyksmas: kiekvienas elektronas, kuris buvo išlaisvintas tokio susidūrimo metu, pats gali išlaisvinti elektroną tokiu pačiu būdu (žr. <u>11.1 pav.</u>). Šis vyksmas vadinamas *elektronų griūtimi* arba *Taunsendo griūtimi* (angl. *Townsend avalanche*) – airių fiziko Džono Taunsendo, kuris atrado šį reiškinį XIX a. pabaigoje, vardu. Santykinį elektronų skaičiaus N padidėjimą dN/N (t. y. antrinės jonizacijos tikimybę dP) nykstamajame kelyje dx nusako vadinamoji *Taunsendo lygtis*:



11.1 pav. Elektronų griūtis

$$dP \equiv \frac{dN}{N} = \Sigma_{jon} dx; \qquad (11.1.1)$$

čia Σ_{jon} yra antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis. Jis yra atvirkštinis vidutiniam elektrono keliui tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių. Antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis kitaip yra vadinamas *pirmuoju Taunsendo koeficientu*. Jis yra lygus nuliui, kai elektrinis laukas yra mažesnis už slenkstinį lauką \mathscr{E}_{jon} , ir didėja stiprėjant laukui (žr. <u>11.2 pav.</u>). Jeigu elektrinis laukas yra vienalytis (kaip plokščiajame kondensatoriuje), tada Σ_{jon} yra konstanta, o Taunsendo lygties (<u>11.1.1</u>) sprendinys yra eksponentinė koordinatės funkcija:

$$N(x) = N(0)e^{\sum_{j=0}^{n} x} = N(0)e^{x/l_{jon}}; \qquad (11.1.2)$$



11.2 pav. Tipiškų dujų pirmojo Taunsendo koeficiento (antrinės jonizacijos makroskopinio skerspjūvio) priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio

čia l_{jon} yra vidutinis elektrono kelias tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių. Dauguma proporcingųjų skaitiklių yra cilindriniai (žr. <u>11.3 pav.</u>). Teigiamasis elektrodas yra plona viela (jos storis dažniausiai būna dešimtųjų milimetro dalių eilės), o neigiamasis elektrodas – išorinis cilindras. Lauko stiprio išraiška yra šitokia:

$$\mathscr{E}(r) = \frac{U_0}{r \ln \frac{r_k}{r_c}}, \qquad (11.1.3)$$

čia r_k ir r_a yra atitinkamai katodo ir anodo spinduliai, U_0 yra anodo ir katodo

potencialų skirtumas, o r yra atstumas iki skaitiklio centro. Taigi, cilindriniame detektoriuje elektrinis laukas yra nevienalytis: jis stiprėja elektronų judėjimo kryptimi. Todėl, net esant tik kelių šimtų voltų eilės įtampai U_0 , arti anodo galima gauti 10^6 V/m eilės elektrinio lauko stiprį. Tai yra pagrindinė priežastis, dėl kurios yra naudojama cilindrinė geometrija.

Kadangi Σ_{ion} didėja stiprėjant laukui, tai cilindriniame skaitiklyje Σ_{ion} (ir l_{ion}) priklauso nuo koordinatės. Tai pasireiškia dar greitesniu elektronų skaičiaus N didėjimu didėjant nueitam keliui negu tas, kurį numato (11.1.2) formulė. Proporcingajame skaitiklyje griūtis baigiasi tada, kai visi laisvieji elektronai pasiekia anoda. Tinkamai parinkus skaitiklio darbo salygas, galima pasiekti, kad pilnutinis jonų porų skaičius (įskaitant ir pirmines, ir antrines jonų poras) būtų proporcingas pirminių jonų porų skaičiui (būtent todėl skaitiklis vadinamas "proporcinguoju"), tačiau pilnutinis jonų porų skaičius gali būti daugelį tūkstančių kartų didesnis už pirminių jonų porų skaičių. Šis reiškinys vadinamas dujiniu stiprinimu. Jis apibūdinamas dujinio stiprinimo koeficientu K, kuris apibrėžiamas kaip pilnutinio susidariusių jonų porų skaičiaus ir pirminių jonų porų skaičiaus santykis. Dėl dujinio stiprinimo padidėja detektoriaus impulso amplitudė, todėl tampa paprasčiau ją matuoti ir gerėja impulso amplitudžių matavimo tikslumas. Elektronų griūties metu būna daug didelės energijos elektronų ir dujų molekulių susidūrimų, dėl kurių molekulės gali būti sužadintos į įvairius energijos lygmenis. Todėl proporcingųjų skaitiklių parametrai labiau priklauso nuo dujų sudėties negu jonizacijos kamerų parametrai. Elektrinio lauko stipris, kurio užtenka, kad būtu galima griūtinė jonizacija, egzistuoja tik kelių dešimtųjų milimetro dalių atstumu nuo anodo (žr. 11.4 pav.). Kadangi šios srities tūris yra daug mažesnis už skaitiklio tūrį, didžioji dauguma pirminių elektronų atsiranda toliau nuo anodo. Veikiami elektrinio lauko, šie elektronai juda link anodo, nesukurdami antrinių elektronų. Kai elektronas pasiekia sriti, kurioje elektrinis laukas yra pakankamai stiprus, prasideda elektronų griūtis, kuri plečiasi tol, kol visi jos elektronai pasiekia anodą.



11.3 pav. Pagrindinės proporcingojo skaitiklio dalys. Išėjimo įtampos impulsas suformuojamas apkrovos rezistoriuje *R*. *C* yra skaitiklio anodo ir išorinės įrangos talpų suma



11.4 pav. Kadangi elektrinio lauko stipris sparčiai mažėja tolstant nuo anodo (vielos) paviršiaus, dujinis stiprinimas yra galimas tik mažame tūryje aplink vielą. Tačiau didžioji dauguma antrinių elektronų atsiranda daug plonesniame sluoksnyje, kurio storis $(r' - r_a)$ yra tos pačios eilės kaip vidutinis elektrono kelias tarp dviejų jonizavimo įvykių (kelių mikronų eilės)

11.1.2. Bendroji dujinio stiprinimo koeficiento išraiška

Tarkime, kad jonizuojančioji dalelė sukūrė N_0 pirminių jonų porų atstumu r_0 nuo skaitiklio centro. Pagal Taunsendo lygtį (11.1.1) antrinių elektronų skaičiaus santykinis padidėjimas radialiosios koordinatės intervale nuo r iki r + dr yra lygus

$$\frac{\mathrm{d}N}{N(r)} = -\Sigma_{\mathrm{jon}}(r)\mathrm{d}r\,,\qquad(11.1.4)$$

čia yra minuso ženklas, nes dr < 0 (elektronai juda r mažėjimo kryptimi), dN yra antrinių elektronų skaičius, kuris atsiranda, kai visi elektronai pralekia intervalą nuo r iki r + dr, o N(r) yra elektronų skaičius atstumu r nuo anodo. Integravę abi šios lygybės puses nuo r_0 iki anodo spindulio r_a ir antilogaritmavę, išvedame:

$$K = \frac{N}{N_0} = \exp\left|\int_{r_a}^{r_0} \Sigma_{jon}(r) \mathrm{d}r\right|, \qquad (11.1.5)$$

čia N yra pilnutinis skaičius jonų porų, kurios atsirado skaitiklyje (kitaip sakant, pilnutinis elektronų, kurie pasiekė anodą, skaičius).

Apskaičiuosime antrinės jonizacijos tikimybę kelio vienetui, t. y. makroskopinį skerspjūvį Σ_{jon} . Tarkime, kad pilnutinis elektronų netampriosios sąveikos su dujų molekulėmis skerspjūvis lygus σ . Tai reiškia, kad elektrono netampriosios sąveikos su molekule tikimybė kelyje dx yra lygi

$$\mathrm{d}P = n\sigma\mathrm{d}x\,,\tag{11.1.6}$$

čia *n* yra dujų molekulių koncentracija. Elektrono netamprioji sąveika su atomu gali vykti su jonizavimu ir be jonizavimo. Jonizacijos tikimybę kelyje dx galima išreikšti taip pat kaip ir pilnutinę tikimybę d*P*, tačiau vietoj pilnutinio skerspjūvio σ reikia naudoti jonizacijos skerspjūvį, kuris priklauso nuo elektrono energijos *E* (jonizavimas negalimas, jeigu elektrono energija mažesnė už dujų molekulės jonizacijos energiją). Tarkime, kad dujų molekulės jonizacijos dėl sąveikos su *apibrėžtos energijos E* elektronu skerspjūvio priklausomybė nuo energijos yra tokio pavidalo: kai energija *E* yra didesnė už dujų molekulės jonizacijos energiją *E*_{jon}, jonizacijos skerspjūvis yra lygus tam tikrai konstantai $\sigma_{\rm sm}$, o kai $E < E_{\rm jon}$, jonizacijos skerspjūvis lygus nuliui. Tada reiškinys $n\sigma_{\rm sm}dx$ nusako jonizacijos tikimybę kelyje dx su sąlyga, kad $E > E_{\rm jon}$. Norint išreikšti besąlyginę jonizacijos tikimybę kelyje dx, reikia padauginti reiškinį $n\sigma_{\rm sm}dx$ iš tikimybės $P(E>E_{\rm jon})$, kad tarp dviejų netampriųjų susidūrimų elektronas įgis energiją, kuri yra didesnė už jonizacijos energiją $E_{\rm jon}$ (nepriklausomųjų įvykių tikimybių sandaugos teorema):

$$dP_{jon} = n\sigma_{sm}P(E > E_{jon})dx = n\sigma_{sm}P(x > x_{jon})dx, \qquad (11.1.7)$$

čia x_{jon} yra *mažiausias* atstumas, kurį elektronas turi nueiti be netampriųjų susidūrimų, kad įgytų energiją E_{jon} , o $P(x>x_{jon})$ yra tikimybė, kad atstumas, kurį elektronas nuėjo be netampriųjų susidūrimų, yra didesnis už mažiausią reikalingą atstumą x_{jon} (taigi, $P(x>x_{jon}) = P(E>E_{jon})$). Minėtojo mažiausiojo atstumo x_{jon} išraiška išplaukia iš jėgos atlikto darbo išraiškos. Elektriniame lauke, kurio stipris \mathscr{E} , elektroną veikia jėga $\mathscr{E}e$. Kai elektronas nueina atstumą x, ta jėga atlieka darbą $\mathscr{E}ex$. Kartu tai yra ir energija, kurią elektronas įgyja dėl tos jėgos poveikio. Atstumas x_{jon} gaunamas, prilyginus tą energiją dydžiui E_{jon} :

$$x_{\rm jon} = \frac{E_{\rm jon}}{e\mathscr{E}},\tag{11.1.8}$$

Pagal sąveikos skerspjūvio apibrėžtį dydis $\sigma_{sm}P(x>x_{jon})$ – tai dujų molekulės antrinės jonizacijos skerspjūvis (sąveikaujant su *bet kokios energijos* elektronu). Kadangi elektrono susidūrimai su dujų molekulėmis yra Puasono vyksmas, tai

$$P(x > x_{jon}) = \exp(-x_{jon} / l) = \exp(-E_{jon} / (e\mathscr{E}l)), \qquad (11.1.9)$$

čia *l* yra vidutinis elektrono kelias tarp dviejų bet kurios rūšies netampriųjų susidūrimų (ir be jonizavimo, ir su jonizavimu):

$$l = \frac{1}{n\sigma},\tag{11.1.10}$$

kur *n* yra molekulių koncentracija, o σ yra netampriųjų susidūrimų skerspjūvis. Įrašę (11.1.10) į tikimybės išraišką (11.1.9), gauname:

$$P(x > x_{jon}) = \exp(-n\sigma x_{jon}).$$
 (11.1.11)

Įrašę (11.1.8) į (11.1.11), gauname galutinę tikimybės, kad elektronas nulėks atstumą x_{jon} be netampriosios sąveikos su atomais, išraišką:

$$P(x > x_{jon}) = \exp(-E_{jon}n\sigma/(e\mathscr{E})).$$
 (11.1.12)

Įrašę (<u>11.1.12</u>) į (<u>11.1.7</u>) ir padaliję abi lygybės puses iš dx, gauname tikimybę, kad elektronas jonizuos dujų molekulę vienetiniame kelyje. Ši tikimybė – tai <u>11.1.1 skirsnyje</u> minėtasis antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis Σ_{jon} :

$$\Sigma_{\rm jon} \equiv \frac{dP_{\rm jon}}{dx} = \frac{1}{l_{\rm jon}} = n\sigma_{\rm sm} \exp\left(-\frac{E_{\rm jon}n\sigma}{e\mathscr{E}}\right); \qquad (11.1.13)$$

čia l_{jon} yra vidutinis elektrono kelias tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių. Antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis – tai vidutinis antrinių elektronų skaičius, kurį sukuria vienas pirminis elektronas vienetiniame kelyje.

Išreiškę dujų koncentraciją n pagal idealiųjų dujų lygtį

$$n = \frac{p}{kT} \tag{11.1.14}$$

ir įrašę tą išraišką į (11.1.13), išvedame:

$$\Sigma_{\rm jon} = \frac{p\sigma_{\rm sm}}{kT} \exp\left(-\frac{E_{\rm jon}\sigma}{kTe} \cdot \frac{p}{\mathscr{E}}\right). \tag{11.1.15}$$

(11.1.15) reiškinyje matome, kad antrinių elektronų skaičius, kuris atsiranda kelio vienete, priklauso nuo elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykio \mathscr{C}/p ir nuo dujų molekulių savybių (t. y. nuo elektrono netampriosios sąveikos su dujų molekule skerspjūvio σ ir jonizacijos energijos E_{jon}). Akivaizdu, kad Σ_{jon} sparčiai mažėja mažėjant santykiui \mathscr{C}/p . Nors teorinė Σ_{jon} vertė (11.1.15) niekada nėra tiksliai lygi nuliui, tačiau, kai \mathscr{C}/p tampa mažesnis už tam tikrą vertę, Σ_{jon} pasidaro toks mažas, kad antrinė jonizacija tampa praktiškai negalima. Ta slenkstinė santykio \mathscr{C}/p vertė yra maždaug tokia, kad eksponentės rodiklis (11.1.15) reiškinyje būtų artimas –1. Tuo remdamiesi, apskaičiuosime tipiškas \mathscr{C}/p vertes arti anodo vielos paviršiaus. Tipiškas elektronų netampriosios sąveikos skerspjūvis σ yra 10^{-20} m² eilės. Tipiška jonizacijos energija yra (10–20) eV (žr. <u>8.1 lentelė</u>). Kai $T \approx 300$ K, $kT \approx 0.025$ eV. Todėl, išreiškus santykį \mathscr{C}/p SI vienetais, eksponentinės funkcijos rodiklis yra lygus –(50–100)·(p/\mathscr{C}). Vadinasi, kad šio reiškinio modulis taptų vienetų eilės arba mažesnis, santykio \mathscr{C}/p vertė turi būti didesnė už 10 V/(m·Pa). Jeigu $p = 10^5$ Pa (normalusis atmosferos slėgis), lauko stipris turėtų būti didesnis už 10⁶ V/m. Jeigu anodo (vielos) spindulys $r_a = 0.03$ mm, o katodo spindulys

 $r_{\rm k} = 1$ cm, tada pagal (11.1.3) tokio stiprio laukas yra pasiekiamas esant didesnei negu 170 V įtampai U_0 . Sumažinus slėgi p, tiek pat kartų sumažėja ir slenkstinis elektrinio lauko stipris bei įtampa. Todėl proporcinguosiuose skaitikliuose dujų slėgis dažnai būna kelis kartus mažesnis už normalųjį atmosferos slėgį.

Apskaičiuosime tipiškas Σ_{jon} vertes arti anodo vielos paviršiaus. Toje skaitiklio srityje elektrinis laukas dažniausiai būna pakankamai stiprus, kad eksponentinės funkcijos reikšmė (11.1.15) reiškinyje būtų tik nedaug mažesnė už vienetą, todėl Σ_{jon} vertę lemia daugiklis prieš eksponentę. Įrašius $p = 10^5$ Pa ir $\sigma_{sm} = 10^{-20}$ m², kambario temperatūroje (T = 300 K) gauname $\Sigma_{jon} \approx 2 \cdot 10^5$ m⁻¹. Vadinasi, vidutinis elektrono kelias l_{jon} tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių yra 10⁻⁶ m eilės. Jeigu tame kelyje Σ_{jon} pasikeičia nedaug, tada kelyje l_{jon} antrinių elektronų skaičius padidėja e kartų (žr. (11.1.5) ir (11.1.13)). Tai reiškia, kad didžioji dauguma antrinių jonų porų atsiranda tik kelių mikronų storio sluoksnyje aplink anodo vielą, – net ir tada, kai griūčių pradžios taškai yra kelių šimtų mikronų atstumu nuo anodo (žr. <u>11.4 pav.</u>).

Iš (11.1.5) formulės išplaukia, kad dujinio stiprinimo koeficientas bendruoju atveju priklauso nuo kelio $r_0 - r_a$, kurį nueina elektronai. Jeigu tartume, kad elektrinio lauko stipris \mathscr{E} yra konstanta (plokščias skaitiklis), tada pagal (11.1.15) Σ_{jon} taip pat būtų pastovus ir pagal (11.1.5) K eksponentiškai priklausytų nuo pirminės jonizacijos taško r_0 . Tai yra nepageidautinas reiškinys, nes tada galutinis jonų porų skaičius N priklauso nuo pirminės jonizacijos taško, todėl neįmanoma nustatyti dalelės energiją pagal N. Tačiau cilindrinio skaitiklio Σ_{jon} eksponentiškai mažėja didėjant r (žr. (11.1.15) ir elektrinio lauko \mathscr{E} išraiška (11.1.3)). Todėl antrinė jonizacija vyksta tik labai siauroje srityje prie pat centrinio elektrodo. Tos srities spindulį pažymėkime r' (žr. 11.4 pav.). Jeigu pirminė jonų pora atsirado atstumu $r_0 > r'$, tada intervale nuo r' iki r_0 makroskopinis skerspjūvis $\Sigma_{jon} \approx 0$, todėl, skaičiuojant (11.1.5) integralą, viršutinį rėžį galima prilyginti r':

$$K = \frac{N}{N_0} = \exp\left[\int_{r_a}^{r} \Sigma_{jon}(r) \mathrm{d}r\right].$$
(11.1.16)

Tai reiškia, kad tuo atveju, kai pirminiai elektronai atsiranda atstumu $r_0 > r'$ nuo centrinio elektrodo (o tokių elektronų yra didžioji dauguma), dujinio stiprinimo koeficientas *K* praktiškai nepriklauso nuo r_0 .

Bendroji *K* išraiška, kuri gaunama įrašius Σ_{jon} išraišką (<u>11.1.15</u>) į (<u>11.1.16</u>), nėra patogi praktiniams apskaičiavimams (pvz., dėl to, kad į ją įeina priklausantys nuo elektrono energijos skerspjūviai σ_{jon} ir σ). Praktikoje naudojamos apytikslės *K* išraiškos su dviem arba trimis empiriniais parametrais.

Apibendrinant tai, kas pasakyta šiame skirsnyje apie dujinį stiprinimą, galima suformuluoti šiuos cilindrinio skaitiklio pranašumus, palyginti su plokščiuoju skaitikliu:

- galimybė pasiekti stiprų elektrinį lauką ir didelį dujinio stiprinimo koeficientą, kai yra palyginti maža įtampa (kelių šimtų voltų eilės);
- 2) dujinio stiprinimo koeficiento nepriklausomybė nuo pirminės jonizacijos taško.

11.1.3. Būdingieji detektoriaus įtampų intervalai

Išnagrinėsime dujinio detektoriaus voltamperinę charakteristiką impulsinėje veikoje (t. y. impulso amplitudės priklausomybę nuo įtampos U_0 tarp detektoriaus elektrodų). Ši charakteristika pavaizduota <u>11.5 pav.</u> I srityje, kai įtampa U_0 yra ypač maža, elektrinis laukas yra nepakankamai stiprus, kad sutrukdytų pirminių jonų porų rekombinacijai, todėl surinktasis krūvis yra mažesnis už pirminių jonų porų krūvį. Didėjant įtampai (ir stiprėjant elektriniam laukui), rekombinacijos sparta mažėja, ir galų gale surinktas krūvis tampa praktiškai lygus sukurtam krūviui. Tai yra II sritis – *soties sritis*, kuri atitinka normalią jonizacijos kamerų veiką.

Toliau didėjant įtampai, pasiekiamas slenkstinis elektrinio lauko stipris, kai prasideda antrinė jonizacija. Todėl surinktas krūvis pradeda didėti. Kai įtampos vertės priklauso tam tikram intervalui, surinktasis krūvis yra proporcingas pirminių jonų porų skaičiui. Taip yra todėl, kad kiekvienas pirminis elektronas sukuria vieną griūtį, o vidutinis elektronų skaičius griūtyje – tai anksčiau minėtas dujinio stiprinimo koeficientas K, kuris, esant pastoviai įtampai tarp elektrodų, yra pastovus. Šis proporcingumas pasireiškia tuo, kad logaritminiame mastelyje voltamperinės charakteristikos, kurios atitinka skirtingą pirminių jonų porų skaičių, yra lygiagrečios tarpusavyje (žr. <u>11.5 pav.</u>). Tai yra III



11.5 pav. Tipiško dujinio detektoriaus impulso amplitudės priklausomybė nuo įtampos. Pavaizduotos dvi kreivės, kurios atitinka skirtingus dalelės energijos nuostolius dujose: 1keV ir 100 keV

sritis – *proporcingumo sritis*, kuri atitinka normalią proporcingųjų skaitiklių veiką. Proporcingumo srityje, kaip ir soties srityje, impulso amplitudę galima panaudoti kaip pirminių jonų porų skaičiaus matą, tačiau proporcingumo srityje impulso amplitudė yra daug didesnė negu soties srityje.

Toliau didėjant įtampai, saryšis tarp impulso amplitudės ir pirminių jonų porų skaičiaus nustoja būti tiesinis (t. y. impulso amplitudė nustoja būti tiesiog proporcinga pirminių jonų porų skaičiui). Pagrindinė šio netiesiškumo priežastis yra teigiamųjų jonų erdvinis krūvis. Teigiamųjų jonų judris yra daug mažesnis už elektronų judrį, todėl per laiką, kurio metu elektronai pasiekia anodą, jonai beveik nepasislenka iš vietos. Tai reiškia, kad po kiekvieno impulso skaitiklio viduje susidaro teigiamujų jonų debesis, kuris palyginti lėtai sklaidosi jonams judant link katodo. Jeigu tų jonų koncentracija vra pakankamai didelė, tada ju sukurtas elektrinis laukas gali tapti tos pačios eilės kaip išorinio įtampos šaltinio sukurtas elektrinis laukas. Todėl skaitiklio srityje, kurioje vyksta elektronų griūtys, elektrinis laukas susilpnėja. Atitinkamai sumažėja ir dujinio stiprinimo koeficientas (kuris priklauso nuo lauko stiprio). Kadangi elektrinio lauko sumažėjimas yra tuo didesnis, kuo didesnė jonų koncentracija, tai ir dujinio stiprinimo koeficientas sumažėja tuo labiau, kuo didesnė jonų koncentracija. Todėl anodą pasiekusių elektronų skaičiaus priklausomybė nuo pirminių jonų porų skaičiaus tampa netiesinė. T. v., padidėjus pirminių jonu poru skaičiui tam tikra skaičiu kartu, impulso amplitudė padidėja mažesnį skaičių kartų. Šis netiesiškumas pasireiškia tuo, kad logaritminiame mastelyje voltamperinės charakteristikos, kurios atitinka skirtingą pirminių jonų porų skaičių, pradeda artėti viena prie kitos didėjant įtampai (žr. 11.5 pav.). Tai yra IV įtampų intervalas - ribotojo proporcingumo sritis.

Esant pakankamai aukštai įtampai tarp anodo ir katodo, minėtas teigiamųjų jonų erdvinis krūvis gali tapti vieninteliu veiksniu, kuris lemia surinktą krūvį ir impulso amplitudę. Šiomis sąlygomis griūtis vystosi tol, kol teigiamųjų jonų skaičius netampa toks didelis, kad elektrinis laukas tampa mažesnis už slenkstinį lauką, kuris reikalingas tolesniam griūties didėjimui. Šis galutinis krūvininkų skaičius nepriklauso nuo pirminių jonų porų skaičiaus. Todėl visi detektoriaus impulsai yra apytiksliai vienodos amplitudės, nepriklausomai nuo pirminių jonų porų skaičiaus (žr. <u>11.5 pav.</u>). Tai yra V įtampų intervalas – *Geigerio ir Miulerio sritis*. Šioje srityje veikia Geigerio ir Miulerio skaitikliai.

Dar labiau padidinus įtampą U_0 , skaitiklio tūryje prasideda nuolatinis išlydis (<u>11.5 pav.</u> – VI sritis). Šis įtampų intervalas nėra tinkamas dalelių detektavimui.

11.2. Proporcingųjų skaitiklių dujos

Proporcinguosiuose skaitikliuose turi būti naudojamos dujos su mažais elektronų prilipimo faktoriais (prilipimo faktorius – tai neigiamojo jono susidarymo skerspjūvio ir elektrono sąveikos su duotosios rūšies molekule pilnutinio skerspjūvio santykis). Taip yra todėl, kad, neutraliajai molekulei prisijungus elektroną, susidaro neigiamasis jonas, kurio masė yra 10⁴–10⁵ kartų didesnė už elektrono masę. Kaip minėta <u>8.3.2 skirsnyje</u>, jonai dėl savo didelės masės negali įgyti energiją, kuri būtų pakankama antrinei jonizacijai. Vadinasi, neigiamųjų jonų susidarymas sumažina dujinio stiprinimo koeficientą. Daugelyje proporcingųjų skaitiklių naudojamų dujų mišinių pagrindinė komponentė yra inertinės dujos, nes inertinėms dujoms yra būdingi ypač maži elektronų prilipimo faktoriai.

Elektronams netampriai susiduriant su neutraliomis dujų molekulėmis, jos yra ne tik jonizuojamos, bet ir sužadinamos. Sužadintosios molekulės tiesiogiai nedalyvauja elektros srovėje, o grįžta į pagrindinę būseną išspinduliuodamos regimosios arba ultravioletinės šviesos fotoną. Kadangi fotono vidutinis laisvasis kelias dujose yra palyginti didelis (kelių centimetrų eilės), tie fotonai gali sukurti laisvuosius elektronus toli nuo fotono atsiradimo taško: fotonas gali jonizuoti kurią nors kitą dujų molekulę (fotojonizacija) arba gali išlaisvinti elektroną iš skaitiklio katodo (išorinis fotoefektas). Nors tokie fotonų sąveikos įvykiai yra svarbūs Geigerio ir Miulerio skaitiklio veikimui, tačiau proporcinguosiuose skaitikliuose jie yra nepageidautini, nes dėl jų gali dingti proporcingumas arba atsirasti "apgaulingieji" impulsai (t. y. impulsai, kurie nėra sukelti išorinės jonizuojančiosios spinduliuotės). Pastebėta, kad, įterpus nedidelį kiekį daugiaatomių dujų (pvz., metano CH₄), fotonų sukeltasis jonizavimas yra nuslopinamas. Taip yra todėl, kad tokių dujų molekulės, sugėrusios fotoną, nėra jonizuojamos, o energijos perteklių praranda neišspinduliuodamos fotono. Daugumai proporcingujų skaitiklių, kurie užpildyti inertinėmis dujomis ir kurie veikia, kai yra dideli dujinio stiprinimo koeficientai (K > 100), yra reikalinga minėtoji stabilizuojanti daugiaatomė dujų komponentė. Jeigu K < 100, tada galima naudoti ir grynas inertines dujas.

Dažniausiai naudojamas dujų mišinys yra sudarytas iš 90 % Ar ir 10 % CH₄. Argonas yra pigiausias iš inertinių dujų, todėl jis naudojamas dažniau negu kitos inertinės dujos. Tačiau proporcinguosiuose skaitikliuose, kurie skirti gama spinduliuotės detektavimui, vietoj argono kartais naudojamos didesnio atominio skaičiaus inertinės dujos, pvz., kriptonas (Kr) arba ksenonas (Xe). Įvairūs dujiniai angliavandeniai (pvz., metanas CH₄, propanas C_3H_8 , etilenas C_2H_4 ir kiti) taip pat tinka naudoti proporcinguosiuose skaitikliuose. Jeigu reikalingi ypač trumpi impulsai, tada naudojamos dujos su dideliais elektronų dreifo greičiais. Šiluminių neutronų detektavimui naudojami skaitikliai, kurie užpildyti BF₃ arba ³He dujomis. Dozimetriniuose tyrimuose dažnai patogu naudoti dujas, kurių sudėtis artima biologinio audinio sudėčiai. Tokiems tyrimams patartina naudoti tokios sudėties dujas: 64,4 % metano, 32,4 % anglies dioksido ir 3,2 % azoto.

Dujų parametrus galima labai pakeisti iterpus nedideli kiekį kitų dujų, kurių jonizacijos energija yra mažesnė už pagrindinės komponentės jonizacijos energiją. Vienas iš tokių efektų yra vadinamasis Peningo efektas (angl. Penning effect), kuris susijes su pagrindinės komponentės molekulių ilgaamžių (metastabiliųjų) sužadintųjų būsenų egzistavimu. Jeigu sužadinimo energija yra didesnė už papildomosios komponentės jonizacijos energiją, tada, susidūrus metastabiliajai sužadintajai molekulei ir neutraliai papildomų dujų molekulei, pastaroji gali būti jonizuota. Taigi, krintančiosios dalelės energijos nuostolių dalis, kuri grynose pagrindinėse dujose būtų išeikvota nenaudingai (molekulių sužadinimui), yra panaudojama krūvininkų kūrimui (jonizavimui). Šitaip padidinamas sukurtujų jonų porų skaičius, nesikeičiant krintančiosios dalelės energijos nuostoliams dujose. T. y. sumažinami vidutiniai dalelės energijos nuostoliai W, kurie atitinka vieną sukurtą jonų porą (žr. (8.2.1)). Pvz., įterpus mažą etileno kiekį, argono W vertė gali būti sumažinta nuo 26,3 eV iki 20,3 eV. Sumažėjus energijos W ir atomo jonizacijos energijos skirtumui, sumažėja ir Fano faktorius, nuo kurio priklauso detektoriaus energinė skyra (žr. 6.3.3 skirsnis). Panaudojant minėtaji Peningo efektą, Fano faktorių pavyksta sumažinti maždaug 2 kartus. Energinės skyros išraiškoje (6.3.11) matome, kad, didėjant jonų porų skaičiui ir mažėjant Fano faktoriui, detektoriaus energinė skyra mažėja (t. y. gerėja). Todėl dujų mišiniai, kuriuose pasireiškia Peningo efektas, yra naudojami proporcinguosiuose detektoriuose, kurie skirti radiacinei spektroskopijai.

11.3. Proporcingųjų skaitiklių energinė skyra

Proporcingajame skaitiklyje kiekvienas elektronas, kuris buvo išlaisvintas iš dujų molekulės dėl krintančiosios dalelės jonizacinio poveikio, sukelia vieną elektronų griūtį. Tarkime, kad pirminių jonų porų skaičius yra N_0 . Tada elektronų griūčių skaičius taip pat bus N_0 . Pilnutinis atsiradusių laisvųjų elektronų skaičius yra visų elektronų skaičių visose griūtyse suma:

$$N = \sum_{i=1}^{N_0} A_i , \qquad (11.3.1)$$

čia i yra griūties numeris, o A_i yra elektronų skaičius i-tojoje griūtyje (t. y. i-tosios griūties stiprinimo koeficientas). Dujinio stiprinimo koeficientas lygus

$$K = \frac{N}{N_0} = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} A_i \equiv \overline{A}, \qquad (11.3.2)$$

čia \overline{A} yra vidutinis elektronų skaičius vienoje griūtyje. Pilnutinis surinktasis krūvis yra lygus

$$Q = Ne = N_0 eK . \tag{11.3.3}$$

6.2 skirsnyje buvo minėta, kad impulsinėje veikoje detektoriaus impulso amplitudė dažniausiai būna proporcinga krūviui Q (žr. (6.2.3)). Šiai amplitudei yra būdingos tam tikros statistinės fliuktuacijos, - net ir tada, kai dalelės energijos nuostoliai detektoriaus aktyviajame tūryje yra tiksliai apibrėžti. Taip yra todėl, kad dydžiai N_0 ir K, kurie jeina į krūvio išraišką (11.3.3), turi tam tikrą atsitiktinę komponentę. Kadangi šios dvi atsitiktinės komponentės yra nepriklausomos viena nuo kitos, tai krūvio Q santykinę dispersiją galima išreikšti pagal bendrają dviejų atsitiktinių dydžių sandaugos santykinės dispersijos išraišką:

$$\left(\frac{\sigma_{\underline{Q}}}{\overline{Q}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_0}}{\overline{N}_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_K}{\overline{K}}\right)^2, \qquad (11.3.4)$$

čia \overline{Q} ir \overline{N}_0 yra atitinkamai dydžių Q ir N_0 vidurkiai, o σ_Q , σ_{N0} ir σ_K yra atitinkamai dydžių Q, N_0 ir Kstandartiniai nuokrypiai. Antrąjį dėmenį (11.3.4) reiškinyje patogiau išreikšti vienos elektronų griūties stiprinimo koeficientu A pagal (11.3.2). Kadangi visos griūtys yra nepriklausomos, tai, skaičiuojant (11.3.2) reiškinio standartinį nuokrypį, galima naudoti kelių nepriklausomų atsitiktinių dydžių sumos standartinio nuokrypio formulę:

$$\sigma_K^2 = \left(\frac{1}{N_0}\right)^2 \sum_{i=1}^{N_0} \sigma_{A_i}^2$$

$$\sigma_K^2 \approx \sigma_X^2 / \overline{N}_0 \qquad (11.3.5)$$

arba

$$\sigma_K^2 \approx \sigma_A^2 / \bar{N}_0, \qquad (11.3.5)$$

čia σ_A^2 yra vidutinė vienos griūties elektronų skaičiaus dispersija (t. y. σ_A yra elektronų skaičiaus standartinis nuokrypis tipiško dydžio elektronų griūtyje):

$$\sigma_A^2 \equiv \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} \sigma_{A_i}^2 \; .$$

Irašę (11.3.5) į (11.3.4) ir atsižvelge į tai, kad $K = \overline{A}$ (žr. (11.3.2)), matome:

$$\left(\frac{\sigma_{Q}}{\overline{Q}}\right)^{2} = \left(\frac{\sigma_{N_{0}}}{\overline{N}_{0}}\right)^{2} + \frac{1}{\overline{N}_{0}} \left(\frac{\sigma_{A}}{\overline{A}}\right)^{2}.$$
(11.3.6)

Naudojantis šia išraiška, galima atskirai išnagrinėti jonų porų skaičiaus N₀ ir vienos griūties stiprinimo koeficiento A santykinių fliuktuacijų įtaką impulso amplitudės santykinei dispersijai.

Pirmasis dėmuo (11.3.6) reiškinyje nusako pirminių jonų porų skaičiaus N_0 santykinę dispersiją. Sukurtų jonų porų skaičiaus fliuktuacijos buvo aptartos 6.3.2 ir 6.3.3 skirsniuose. Skaičiaus N_0 dispersiją galima išreikšti Fano faktoriumi (žr. (6.3.10)):

$$\sigma_{N_0}^2 = F\overline{N}_0$$

arba

$$\left(\frac{\sigma_{N_0}}{\overline{N}_0}\right)^2 = \frac{F}{\overline{N}_0}.$$
(11.3.7)

Fano faktoriaus *F* vertės įvairioms dujoms kinta nuo 0,05 iki 0,17 (žr. <u>11.1 lentelė</u>). Mažiausios Fano faktoriaus vertės yra būdingos dujų mišiniams, kuriuose yra žymus Peningo efektas (žr. <u>11.2 skirsnis</u>).

Kai \overline{A} yra didelis, elektronų skaičiaus vienoje griūtyje skirstinys yra eksponentinis:

$$P(A) = \frac{1}{\bar{A}} e^{-A/\bar{A}},$$
 (11.3.9)

čia P(A) yra tikimybė, kad vieną (atsitiktinai pasirinktą) griūtį sudarys A elektronų. Ši formulė galioja tada, kai atskiri smūginės jonizacijos įvykiai yra nepriklausomi vienas nuo kito (t. y. kai jonizavimo tikimybė nepriklauso nuo elektrono judėjimo istorijoe). Dydžio A santykinės dispersijos bendroji išraiška gaunama iš dispersijos apibrėžties:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\overline{A}}\right)^2 \equiv \frac{D_A}{\overline{A}^2} = \sum_{x=0}^{\infty} \left(\frac{A}{\overline{A}} - 1\right)^2 P(A) \approx \int_A^{\infty} \left(\frac{A}{\overline{A}} - 1\right)^2 P(A) dA; \qquad (11.3.10)$$

čia D_A yra skaičiaus A dispersija, o paskutinioji apytikslė lygybė galioja, kai \overline{A} yra didelis (tada sumą galima pakeisti integralu).

(11.3.9) skirstinio atveju santykinė dispersija (11.3.10) yra lygi vienetui:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\overline{A}}\right)^2 = 1. \tag{11.3.11}$$

Matavimų rezultatai, kai elektrinis laukas yra silpnas, patvirtina griūties elektronų skaičiaus eksponentinį skirstinį (11.3.9). Tačiau stipriuose laukuose, kurie dažniau pasitaiko tipiškomis proporcingųjų skaitiklių darbo sąlygomis, reikalingas šiek tiek sudėtingesnis statistinis modelis. Kai elektrinis laukas yra stiprus, jau negalima teigti, kad jonizacijos tikimybė nepriklauso nuo elektrono judėjimo istorijos. Matavimų rezultatai rodo, kad, kai laukas yra stiprus, mažų A verčių tikimybė yra mažesnė už tą, kurią numato (11.3.9) skirstinys. Todėl skirstinio maksimumas yra ne ties A = 0, o ties didesne A verte. Stipriuose laukuose labiau tinka tokio pavidalo skirstinys:

$$P(A) = \frac{1}{\Gamma(1/b)} \left(\frac{A}{\overline{A}b}\right)^{1/b} \frac{1}{A} \exp\left(-\frac{A}{\overline{A}b}\right); \qquad (11.3.12)$$

čia $\Gamma(x)$ yra gama funkcija, o *b* yra skirstinio parametras, kuris, kai \overline{A} didelis, yra apytiksliai lygus griūties elektronų skaičiaus *A* santykinei dispersijai:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\overline{A}}\right)^2 \approx b . \tag{11.3.13}$$

Griūties elektronų skaičiaus santykinės dispersijos b tipiškos vertės yra 0,4–0,7.

Nepriklausomai nuo skaičiaus A skirstinio, pilnutinio elektronų skaičiaus daugelyje griūčių skirstinys yra artimas Gauso skirstiniui. Tada pagal energinės skyros apibrėžtį ribinė (mažiausioji) energinė skyra yra lygi to skirstinio santykiniam standartiniam nuokrypiui σ_Q/Q , padaugintam iš 2,35 (žr. 6.5 pav.). Santykinės dispersijos (σ_Q/Q)² išraišką gauname įrašę (11.3.7) ir (11.3.13) į (11.3.6):

$$\left(\frac{\sigma_{\underline{Q}}}{\overline{Q}}\right)^2 = \frac{1}{\overline{N}_0}(F+b).$$
(11.3.14)

Kadangi tipiškos Fano faktoriaus F vertės yra 0,05–0,20, o tipiškos griūčių elektronų skaičiaus santykinės dispersijos b vertės yra 0,4–0,7, tai iš (11.3.14) formulės išplaukia, kad ribinę energinę skyrą lemia elektronų skaičiaus vienoje griūtyje fliuktuacijos.

Impulsų amplitudžių santykinis standartinis nuokrypis yra lygus kvadratinei šakniai iš (11.3.14) reiškinio:

$$\frac{\sigma_{\mathcal{Q}}}{\bar{\mathcal{Q}}} = \sqrt{\frac{F+b}{\bar{N}_0}} \,. \tag{11.3.15}$$

Kadangi $\overline{N}_0 = E/W$, kur *E* yra krintančiosios dalelės energijos nuostoliai dujose, o *W* yra vidutiniai energijos nuostoliai vienai jonų porai, tai

$$\frac{\sigma_Q}{\overline{Q}} = \sqrt{\frac{W(F+b)}{E}} \,. \tag{11.3.16}$$

Dydžiai *W*, *F* ir *b* labiausiai priklauso nuo dujų ir palyginti silpnai priklauso nuo kitų veiksnių (tokių kaip spinduliuotės prigimtis arba elektrinio lauko stipris). Todėl pagal (11.3.16) proporcingojo skaitiklio ribinė energinė skyra yra atvirkščiai proporcinga kvadratinei šakniai iš dalelės energijos nuostolių dujose. Jeigu W = 35 eV, F = 0,20 ir b = 0,6, tada reiškinys W(F + b) yra lygus 0,028 keV. Kadangi Gauso skirstinio plotis pusės maksimumo aukštyje yra lygus standartinio nuokrypio ir skaičiaus 2,35 sandaugai, tai, kai E = 10 keV, ribinė energinė skyra yra lygi $2,35\sqrt{0,028/10} = 12,4\%$, o kai E = 100 keV, ribinė energinė skyra yra lygi $2,35\sqrt{0,028/10} = 3,9\%$.

E = 100 keV, ribine energine skyra yra lygi 2,35 $\sqrt{0.028}/100 = 5.9\%$.

Įvairių dujų parametrų W, F ir b vertės yra pateiktos <u>11.1 lentelėje</u>.

Dujos	W, eV	Fano faktorius		Griūties el. sk.	Energinė skyra, kai E=5,9 keV	
		Apskaič.	Išmatuotas	sant. dispersija <i>b</i>	Apskaič.	Išmatuota
Ne	36,2	0,17		0,45	14,5 %	
Ar	26,2	0,17		0,50	12,8 %	
Xe	21,5		$\leq 0,17$			
Ne + 0,5 % Ar	25,3	0,05		0,38	10,1 %	11,6 %
$Ar + 0,5 \% C_2 H_2$	20,3	0,075	$\le 0,09$	0,43	9,8 %	12,2 %
Ar + 0,8 % CH ₄	26,0	0,17	$\leq 0,19$			
Ar + 10 % CH ₄	26			0,50	12,8 %	13,2 %

11.1 lentelė. Proporcingųjų skaitiklių dujų parametrai, kurie lemia energinę skyrą

11.4. Proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso pavidalas

Proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso formą galima nustatyti atlikus tokio paties tipo analizę, kokia buvo atlikta <u>8.5 skirsnyje</u> nagrinėjant plokščiosios jonizacijos kameros impulso formą. Tačiau yra keli veiksniai, dėl kurių proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso forma labai skiriasi nuo plokščiosios jonizacijos kameros impulso formos:

- 1. Beveik visas krūvis, kuris surenkamas proporcingajame skaitiklyje, atsiranda elektronų griūčių srityje (labai arti anodo, t. y. skaitiklio ašies), nepriklausomai nuo to, kur atsirado pirminės jonų poros. Todėl kiekvieno impulso istoriją galima padalyti į dvi stadijas: *dreifo trukmė*, kuri nusako laiką, per kurį pirminiai elektronai pasiekia stipraus elektrinio lauko sritį prie anodo (kur vyksta antrinė jonizacija), ir *stiprinimo trukmė*, kuri nusako laiko intervalą nuo griūties pradžios iki jos pabaigos. Pirmosios stadijos metu, kai elektronai dreifuoja link anodo, jų indukuojamoji elektros srovė yra labai maža, palyginti su srove, kuri indukuojama griūties metu. Todėl dreifo trukmė pasireiškia tam tikru impulso vėlinimu pirminės jonų poros susidarymo momento atžvilgiu. Dreifo trukmė dažniausiai būna artima 10⁻⁶ s ir priklauso nuo pirminės jonų poros radialiosios koordinatės (t. y. nuo pradinio atstumo iki anodo vielos). Stiprinimo trukmė dažniausiai būna daug mažesnė už dreifo trukmę.
- 2. Kadangi didžioji dauguma laisvųjų krūvininkų atsiranda labai arti anodo, daugumos elektronų judėjimo link anodo trukmė yra pernelyg maža, kad per tą laiką išėjimo įtampa U(t) spėtų pastebimai padidėti (žr. (6.2.2)). Todėl didžioji išėjimo impulso dalis atspindi teigiamųjų jonų dreifą, o ne elektronų dreifą. Iš pradžių teigiamieji jonai yra stipraus elektrinio lauko srityje, todėl jų dreifo greitis yra didelis. Tuo metu išėjimo įtampa didėja palyginti sparčiai. Tačiau vėliau jonai nutolsta nuo anodo ir juos veikiantis elektrinis laukas susilpnėja. Todėl srovės integravimo veikoje (kai išorinės grandinės trukmės konstanta RC yra daug didesnė už jonų surinkimo trukmę) tolesnis įtampos didėjimas yra labai lėtas. Praktikoje išorinės grandinės trukmės konstanta būna didesnė už pradinio greitojo jonų judėjimo trukmę, tačiau mažesnė už pilnutinę jonų surinkimo trukmę, todėl vėlesnioji (lėtoji) įtampos impulso dalis yra nuslopinama.

Kaip ir atliekant plokščiosios jonizacijos kameros analizę, tarsime, kad dalelės pėdsakas yra lygiagretus su skaitiklio elektrodais. Tada visus duotojo ženklo krūvininkus veikia vienodas elektrinis laukas, kurio stiprį nusako (11.1.3) formulė. Įrašę lauko stiprio išraišką į elektros srovės išraišką (8.5.2), išvedame duotojo ženklo krūvininkų dreifo sukeltos srovės išraišką:

$$i = \frac{Qv}{r \ln \frac{r_{\rm k}}{r_{\rm a}}}.$$
(11.4.1)

Visų pirma išnagrinėsime paprasčiausią (tačiau retai praktikoje pasitaikantį) atvejį, kai ekvivalentinės RC grandinės trukmės konstanta yra daug didesnė už jonų surinkimo trukmę. Tada išėjimo įtampos dėmenį, kuris atitinka kiekvieno ženklo krūvininkus ("elektroninį impulsą" ir "joninį impulsą"), nusako (6.2.2) reiškinys:

$$U^{\pm}(t) = \frac{1}{C} \int_{0}^{t} i^{\pm} dt , \qquad (11.4.2)$$

o tų impulsų amplitudes nusako reiškinys

$$U_{\max}^{\pm} = \frac{1}{C} \int_{0}^{t^{\pm}} i^{\pm}(t) dt; \qquad (11.4.3)$$

čia t^+ ir t^- yra atitinkamai teigiamųjų jonų ir elektronų surinkimo trukmės. Tarkime, kad visi krūvininkai atsirado atstumu r_0 nuo skaitiklio ašies. Tada įrašę srovės išraišką (11.4.1) į impulsų amplitudžių išraišką (11.4.3) ir pakeitę integravimo kintamąjį ($t \rightarrow r$) išvedame:

$$U_{\max}^{-} = \frac{1}{C} \int_{r_a}^{r_0} \frac{Q dr}{r \ln(r_k / r_a)} = \frac{Q \ln(r_0 / r_a)}{C \ln(r_k / r_a)},$$
(11.4.4a)

$$U_{\max}^{+} = \frac{1}{C} \int_{r_0}^{r_k} \frac{Q dr}{r \ln(r_k / r_a)} = \frac{Q \ln(r_k / r_0)}{C \ln(r_k / r_a)}.$$
 (11.4.4b)

Vadinasi, pilnutinė impulso amplitudė yra lygi

$$U_{\max} = U_{\max}^{-} + U_{\max}^{+} = \frac{Q}{C \ln \frac{r_{k}}{r_{a}}} \left(\ln \frac{r_{0}}{r_{a}} + \ln \frac{r_{k}}{r_{0}} \right) = \frac{Q}{C \ln \frac{r_{k}}{r_{a}}} \ln \left(\frac{r_{0}}{r_{a}} \cdot \frac{r_{k}}{r_{0}} \right) = \frac{Q}{C}, \quad (11.4.5)$$

kaip ir turi būti (srovės integravimo veikoje impulso amplitudė visada lygi Q/C, nepriklausomai nuo detektoriaus tipo, geometrijos ir kitų parametrų). Elektroninio ir joninio impulsų amplitudžių santykis yra lygus

$$\frac{U_{\max}^{-}}{U_{\max}^{+}} = \frac{\ln(r_0 / r_a)}{\ln(r_k / r_0)}$$

<u>11.1.2 skirsnyje</u> buvo įrodyta, kad didžioji dauguma antrinių elektronų ir jonų yra sukuriami tik kelių mikronų storio sluoksnyje, kuris yra prie pat anodo vielos paviršiaus. Todėl pirmiau užrašytose formulėse vietoj r_0 galima rašyti minėtojo sluoksnio išorinį spindulį r' (žr. <u>11.4 pav.</u>), ir amplitudžių santykis yra lygus

$$\frac{U_{\max}^{-}}{U_{\max}^{+}} = \frac{\ln(r'/r_{a})}{\ln(r_{k}/r')}.$$
(11.4.6)

Pvz., jeigu $r_a = 25 \ \mu m$, $r_k = 1 \ cm$ ir $r' = 28 \ \mu m$, gauname:

$$U_{\rm max}^- / U_{\rm max}^+ = 0,019$$
.

Taigi, šiame pavyzdyje elektronų dreifas sąlygoja mažiau negu 2 % didžiausios galimos amplitudės. Tai reiškia, kad impulso amplitudę ir formą lemia teigiamųjų jonų judėjimas. Todėl toliau nepaisysime impulso komponentės, kurią sukelia elektronų dreifas. Laikysime, kad visą signalą sąlygoja teigiamųjų jonų, kurie buvo sukurti praktiškai ant anodo vielos paviršiaus, dreifas, t. y. kad $i(t) \equiv i^+(t)$ ir $U(t) \equiv U^+(t)$.

Kadangi elektrinio lauko stipris \mathscr{E} priklauso nuo radialiosios koordinatės r, tai dreifo greitis v^+ taip pat priklauso nuo r. Įrašę \mathscr{E} išraišką (11.1.3) į dreifo greičio bendrąją išraišką (8.3.5), matome:

$$v^+(r) \sim \mathscr{E}(r) \sim \frac{1}{r}; \qquad (11.4.7)$$

čia μ^+ yra jonų judris.

Išvesime išėjimo įtampos priklausomybę nuo laiko srovės integravimo veikoje. Šioje veikoje išėjimo įtampa U(t) yra lygi jonų dreifo indukuotos srovės $i^+(t)$ integralui (11.4.2):

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_{0}^{t} i^{+} dt = \frac{Q}{CU_{0}} \int_{0}^{t} \mathscr{E} v^{+} dt \equiv \frac{Q}{CU_{0}} \int_{r_{a}}^{r} \mathscr{E}(r) dr$$
(11.4.8)

(užrašant antrąją lygybę, pasinaudota krūvininkų dreifo indukuotosios elektros srovės bendrąja išraiška (8.5.2)). Įrašę elektrinio lauko stiprio išraišką (11.1.3) į (11.4.8) ir integravę, gauname:

$$U(t) = \frac{Q}{C \ln(r_{\rm k}/r_{\rm a})} \ln \frac{r(t)}{r_{\rm a}} = \frac{Q}{2C \ln(r_{\rm k}/r_{\rm a})} \ln \left(\frac{r(t)}{r_{\rm a}}\right)^2$$
(11.4.9)

Išvesime jonų radialiosios koordinatės r priklausomybę nuo laiko t, kuris praėjo nuo jonų atsiradimo momento. Pasinaudosime šiomis tapatybėmis:

$$t = \int_{0}^{t} dt = \int_{r_{a}}^{r} \frac{dr}{dr/dt} = \int_{r_{a}}^{r} \frac{dr}{v^{+}(r)}; \qquad (11.4.10)$$

čia v^+ yra jonų dreifo greitis. Įrašę (11.4.7) į (11.4.10) ir integravę, išvedame:

$$t = const(r^2 - r_a^2),$$
 (11.4.11a)

čia *const* yra tam tikras pastovus koeficientas, kurio reikšmė priklauso nuo įtampos tarp skaitiklio elektrodų, jų spindulių santykio, dujų slėgio ir elektronų judrio. Laikas t^+ , per kurį jonai pasiekia katodą, yra gaunamas įrašius $r = r_k$ į (11.4.11a) formulę. Vadinasi,

 $const = \frac{t^+}{r_{\rm k}^2 - r_{\rm a}^2}$

 $t = t^{+} \frac{r^{2} - r_{a}^{2}}{r_{k}^{2} - r_{a}^{2}}.$ (11.4.11b)

Išreiškę r, gauname:

$$r(t) = \sqrt{(r_{\rm k}^2 - r_{\rm a}^2)\frac{t}{t^+} + r_{\rm a}^2} . \qquad (11.4.12)$$

Įrašę (11.4.12) į (11.4.9), gauname:

$$U(t) = \frac{Q}{2C\ln(r_{\rm k}/r_{\rm a})} \ln \left[\left(\frac{r_{\rm k}^2}{r_{\rm a}^2} - 1 \right) \frac{t}{t^+} + 1 \right]$$
(11.4.13)

Kai yra tipiškos parametrų vertės (pvz., $r_k = 1$ cm, $r_a = 0.025$ mm, $p = 10^4$ Pa, $U_0 = 1000$ V, $\mu^+ = 10 \text{ m}^2 \cdot \text{Pa}/(\text{V}\cdot\text{s}))$, jonų surinkimo trukmė t^+ yra palyginti ilga (10^{-4} s eilės). Tačiau iš (<u>11.4.13</u>) išplaukia, kad išėjimo įtampa U(t) padidėja iki verčių, kurios artimos amplitudei Q/C, per daug trumpesnį laiką. Pvz., laikas $t_{1/2}$, per kurį U(t) padidėja iki pusės maksimumo (t. y. iki Q/(2C)), yra lygus

$$t_{1/2} = \frac{r_{\rm a}}{r_{\rm k} + r_{\rm a}} t^{+}; \qquad (11.4.14)$$

Įrašę (11.4.14) į (11.4.12) vietoj t, gauname, kad laiko momentu $t = t_{1/2}$ jonų radialioji koordinatė yra lygi

$$r(t_{1/2}) = \sqrt{r_{\rm a} r_{\rm k}} \ . \tag{11.4.15}$$

Tuo laiko momentu jonus veikiantis elektrinis laukas yra $\sqrt{r_k/r_a}$ kartų silpnesnis už elektrinį lauką ant anodo vielos paviršiaus.

Apskaičiavę laiko $t_{1/2}$ vertę pagal (11.4.14), kai $r_a = 25 \mu m$, o $r_k = 1 \text{ cm}$, gauname, kad $t_{1/2} = 0,0025t^+$, t. y. pusės amplitudės įtampos vertė pasiekiama per laiką, kuris yra 400 kartų trumpesnis už pilnutinę jonų surinkimo trukmę. Šiame pavyzdyje laiko momentu $t = t_{1/2}$ jonų radialioji koordinatė lygi 0,5 mm (t. y. jonų poslinkis nuo jų atsiradimo taško lygus 0,475 mm), o jonus veikiantis elektrinis laukas yra 20 kartų silpnesnis už lauką ant anodo vielos paviršiaus.

Jeigu visos pirminės jonų poros susidarytų vienodu atstumu nuo anodo, tada visi pirminiai elektronai pasiektų stipraus lauko sritį tuo pačiu metu, todėl jų sukurtos griūtys būtų "sinchronizuotos". Tokiu atveju tose griūtyse susidarę teigiamieji jonai pradėtų judėti link katodo vienodu laiko momentu ir išėjimo įtampos priklausomybė nuo laiko (srovės integravimo veikoje) būtų (<u>11.4.13</u>) pavidalo. Tačiau praktikoje pirminės jonų poros būna pasiskirsčiusios išilgai krintančiosios dalelės pėdsako dujose, o šis pėdsakas nebūtinai yra lygiagretus su anodu. Todėl skirtingi pirminiai

elektronai pasiekia anodą skirtingais laiko momentais. Šis dreifo trukmiu "išsibarstymas" pasireiškia išėjimo impulso priekinio fronto polinkio sumažėjimu. 11.6 pav. pavaizduotas apskaičiuotas impulso priekinis frontas dviem atvejais: kai pirminės jonų poros susidaro vienodu atstumu nuo anodo (t. y. dalelės pėdsakas yra lygiagretus su anodu) ir kai pirminės jonų poros yra tolygiai pasiskirsčiusios išilgai detektoriaus skersmens (t. y. dalelės pėdsakas yra statmenas anodui). Akivaizdu, kad antruoju atveju įtampos didėjimas yra lėtesnis. Šį efekta galima sumažinti mažinant pirminiu elektronų dreifo trukmę. Tam reikia stiprinti elektrinį lauką ir naudoti dujas su kuo didesniu elektronų judriu.

Praktikoje naudojamos daug mažesnės trukmės konstantos negu anksčiau išnagrinėtu atveju. Trukmės konstanta *RC* būna didesnė už pradinės (greitosios) impulso priekinio fronto dalies trukmę, tačiau daug mažesnė už jonų dreifo trukmę.



11.6 pav. Ar / CH₄ (90 % / 10 %) dujų mišiniu užpildyto proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso priekinio fronto forma, kai dalelės pėdsakas yra lygiagretus su anodu (1 kreivė) ir kai dalelės pėdsakas yra statmenas anodui, o jonizacijos tankis išilgai pėdsako yra pastovus (2 kreivė). 3 kreivė gauta tomis pačiomis sąlygomis kaip 2 kreivė, tačiau naudojant impulso formavimo įrenginius, kurie nuslopina lėtesniąją impulso dalį

Todėl be pakeitimų paliekama tik pradinė (greitoji) impulso priekinio fronto dalis. Likusioji impulso dalis yra nuslopinama naudojant impulsų formavimo įtaisus¹. Pvz., tikrasis impulsas galėtų atrodyti taip kaip parodyta 11.6 pav. (3 kreivė). Kaip matome, tikrasis impulsas yra daug trumpesnis už ta, kuris būtų gautas srovės integravimo veikoje. Kadangi pilnutinis suformuotas impulsas yra suma impulsų, kuriuos sukūrė skirtingos elektronų griūtys, tai jo amplitudė priklauso nuo tų griūčių vėlinimo viena kitos atžvilgiu. Jeigu visos griūtys yra sinchronizuotos (t. y. jeigu pirminės jonų poros atsirado vienodu atstumu nuo anodo), tada jų sukelti impulsai pasiekia maksimumą vienu laiko momentu. Tas laiko momentas kartu atitiks ir pilnutinio suformuoto impulso maksimuma, o to impulso amplitudė bus didžiausia. Jeigu griūtys prasidėjo skirtingais laiko momentais, tada jų sukelti impulsai bus pasislinke laike vienas kito atžvilgiu, todėl jie pasieks maksimumą skirtingais laiko momentais ir pilnutinio suformuoto impulso amplitudė bus mažesnė. Taigi, minėtasis pirminių elektronų dreifo trukmių išsibarstymas sukelia suformuotų impulsų amplitudžių išsibarstyma ir šitaip pablogina proporcingojo skaitiklio energinę skyrą. Kad šis impulsų amplitudžių išsibarstymas būtų kuo mažesnis, impulsu formavimo irenginio trukmės konstanta (t. y. suformuoto impulso trukmė) turėtų būti daug didesnė už elektronų dreifo trukmių skirstinio plotį. Dažniausiai ši trukmės konstanta būna keliu mikrosekundžiu eilės.

¹ Bendrasis proporcingojo skaitiklio impulso pavidalas yra analogiškas jonizacijos kameros impulso pavidalui impulsinėje veikoje (žr. <u>8.5b,c pav.</u> 8.5 skirsnyje): didelių *RC* verčių jonizacijos kameros impulsas taip pat yra sudarytas iš greitosios ir lėtosios dalių (žr. <u>8.5b pav.</u>), o kai yra tarpinės *RC* vertės, paliekama tik pradinė greitoji dalis, o likusioji impulso dalis yra nuslopinama. Pagrindinis skirtumas yra tas, kad jonizacijos kameroje greitąją ir lėtąją impulso dalį sukelia *skirtingų* krūvininkų judėjimas (greitąją dalį sąlygoja elektronų dreifas, o lėtąją – teigiamųjų jonų), o proporcinguosiuose skaitikliuose abi šias impulso dalis sukelia *vienos rūšies* krūvininkų (teigiamųjų jonų) judėjimas (greitąją dalį sąlygoja jonų dreifas stipriame lauke, o lėtąją – silpname).

12. Neutronų detektoriai ir spektrometrai

12.1. Įvadas

Kadangi neutroninė spinduliuotė yra netiesiogiai jonizuojančioji, tai neutronų detektoriai detektuoja antrinę spinduliuotę (dažniausiai – greitąsias elektringąsias daleles), kurios atsiranda vykstant neutronų sukeltoms branduolinėms reakcijoms. Šiluminių neutronų detektavimui naudojamos (n, p), (n, α) ir (n, dalijimasis) reakcijos. Daugumos šių reakcijų skerspjūvis σ yra atvirkščiai proporcingas neutronų greičiui v, t. y.

$$\sigma \sim \frac{1}{\nu} \tag{12.1.1}$$

(žr. <u>1.2 skirsnis</u>), todėl šiluminių neutronų reakcijų skerspjūvis yra palyginti didelis. Jeigu neutronų energija siekia kelis MeV, tada, jiems tampriai susiduriant su lengvaisiais branduoliais, pastarieji įgyja pakankamai energijos, kad juos būtų lengva detektuoti. Todėl greitųjų neutronų detektavimui naudojami ir lengvieji atatrankos branduoliai. <u>12.1 pav.</u> pateiktos kelių minėtojo tipo reakcijų skerspjūvių priklausomybės nuo neutronų greičio.



12.1 pav. Neutronų reakcijų su ³He, ⁶Li ir ¹⁰B branduoliais bei neutronų tampriosios sklaidos H branduoliais skerspjūviai

Šiluminiai neutronai dažniausiai detektuojami naudojant reakciją ${}^{10}B(n,\alpha)^7Li$. Yra du šios reakcijos kanalai: vienas kanalas atitinka pagrindinę ličio branduolio būseną, o kitas – sužadintąją būseną, kurios sužadinimo energija (⁷Li branduolio pagrindinės būsenos atžvilgiu) yra 0,48 MeV. Taigi, šią reakciją galima užrašyti šitaip:

$${}^{10}_{5}\text{B} + {}^{1}_{0}\text{n} \rightarrow \begin{cases} {}^{7}_{3}\text{Li} + {}^{4}_{2}\alpha & 2,792 \text{ MeV (pagrindinė} {}^{7}\text{Li būsena)} \\ {}^{7}_{3}\text{Li}^{*} + {}^{4}_{2}\alpha & 2,310 \text{ MeV (sužadintoji {}^{7}\text{Li būsena)}} \end{cases}$$
(12.1.2)

Tikimybė, kad, įvykus šiai reakcijai, ⁷Li branduolys atsidurs kurioje nors vienoje iš tų dviejų galimų galutinių būsenų, priklauso nuo neutrono energijos. Šiluminių neutronų atveju daug didesnė tikimybė, kad susidarys sužadintos būsenos ⁷Li branduolys (tokių reakcijos įvykių santykinė dalis visame reakcijos įvykių skaičiuje yra 94 %).

Lėtųjų neutronų reakcijų skerspjūvio atvirkštinis proporcingumas jų greičiui yra naudingas ne vien dėl to, kad leidžia pasiekti didelį reakcijos skerspjūvį. Įprastinis dalelių skaitiklių panaudojimo tikslas – nustatyti, kiek dalelių pataikė į skaitiklį per tam tikrą laiką. Dalelių skaičius per laiko vienetą vadinamas *dalelių srautu*, o dalelių skaičius per laiko vienetą *į ploto vienetą* vadinamas *dalelių srauto* tankiu. Bendruoju atveju pagal skaitiklio impulsų skaičių dar negalima spręsti apie dalelių, kurios pataikė į skaitiklį, skaičių. Taip yra todėl, kad bendruoju atveju skaitiklio savitasis efektyvumas nėra

lygus 100 %. T. y. skaitiklis detektuoja mažiau dalelių negu į jį pataiko. Šis teiginys galioja ir neutronų skaitikliams, nes dauguma jų yra dujiniai proporcingieji detektoriai, o didelė dalis neutronų pro dujas pralekia nesukėlę branduolinės reakcijos (tokie neutronai negali būti detektuoti). Skaitiklio efektyvumas priklauso nuo neutronų energijos. Jeigu būtų žinomas neutronų energijos pasiskirstymas, tada pagal žinomą reakcijos skerspjūvio priklausomybę nuo energijos būtų galima apskaičiuoti ir skaitiklio efektyvumą. Žinant skaitiklio efektyvumą, pagal skaitiklio impulsų skaičių galima apskaičiuoti ir į skaitiklį pataikiusių neutronų skaičių (tam reikia impulsų skaičių padalyti iš savitojo efektyvumo). Tačiau dažniausiai neutronų energijos pasiskirstymas nebūna žinomas iš anksto, todėl neutronų srauto negalima išmatuoti tokiu būdu. Tačiau, jeigu beveik visų neutronų, kurie pataiko į skaitiklį, energijos priklauso intervalui, kuriame reakcijos skerspjūvis atvirkščiai proporcingas neutronų greičiui (t. y. atitinka tiesinę sritį 12.1 pav.), tada, net ir nežinant neutronų energijos pasiskirstymo, pagal detektoriaus impulsų skaičių galima apskaičiuoti kitą svarbų dydį - neutronų koncentracija, t. y. neutronų skaičių tūrio vienete (pvz., šis dydis yra svarbus analizuojant branduolinio reaktoriaus veikimą, nes neutronų koncentracija lemia reaktoriaus šiluminę galią). Įsitikinsime, kad lėtųjų neutronų skaitiklio skaičiavimo sparta yra proporcinga neutronų koncentracijai, o to proporcingumo koeficientas nepriklauso nuo neutronų energijos pasiskirstymo (su salyga, kad visi galimi pasiskirstymai atitinka pakankamai mažas energijas, kuriose galioja (12.1.1) dėsnis). Nagrinėsime izotropini neutronų srautą, kuri sudaro neutronai, kurių greičiai yra nuo v iki v + dv. Pažymėsime raide *n* neutronų koncentraciją, o raide *p* – neutronų greičių skirstinio tikimybės tankį (bendruoju atveju p priklauso nuo v). Tada neutrony, kurių greičiai yra nuo v iki v + dv, koncentracija yra

$$\mathrm{d}n = np(\upsilon)\mathrm{d}\upsilon,\tag{12.1.3}$$

o šių neutronų srauto tankis yra lygus

$$dj = v dn = v n p(v) dv.$$
(12.1.4)

Bendroji reakcijos spartos (t. y. reakcijos įvykių skaičiaus duotajame tūryje per laiko vienetą) išraiška yra tokia:

$$R = \sigma N j , \qquad (12.1.5)$$

čia N yra taikinio branduolių skaičius duotajame tūryje, o j yra neutronų srauto tankis tame tūryje. Vadinasi, reakcijos sparta, kurią sąlygoja neutronai su greičiais nuo v iki v + dv, yra gaunama įrašius dydį dj į (12.1.5) reiškinį vietoj j:

$$dR = \sigma N dj = \sigma(v) N v n p(v) dv, \qquad (12.1.6)$$

čia N yra taikinio branduolių skaičius detektoriuje, o σ yra reakcijos skerspjūvis, kuris priklauso nuo v. Pilnutinė detektavimo sparta gaunama integravus (12.1.6) reiškinį neutronų greičių atžvilgiu:

$$R = Nn \left[\sigma(v)v p(v) \mathrm{d}v \right]. \tag{12.1.7}$$

Kadangi $\sigma(v) \sim 1/v$, tai integralas yra konstanta (turint omenyje tikimybės tankio normavimo sąlygą $\int p(v) dv = 1$). Vadinasi, detektavimo sparta yra proporcinga neutronų koncentracijai *n* nepriklausomai nuo greičių skirstinio:

$$R \sim Nn . \tag{12.1.8}$$

12.2. Boriniai lėtųjų neutronų detektoriai

12.2.1. BF₃ proporcingojo detektoriaus impulsų amplitudžių spektras. "Sienelių efektas"

Labiausiai paplitęs lėtųjų neutronų detektoriaus tipas – tai proporcingasis skaitiklis, užpildytas boro trifluorido (BF₃) dujomis. Natūraliojo boro sudėtyje yra 20 % izotopo ¹⁰B (likusioji dalis yra ¹¹B). Todėl, norint padidinti skaitiklio efektyvumą, jį reikia sodrinti boru-10 (dažniausiai pasitaikantis sodrinimo laipsnis yra 96 %). Kaip minėta, reakcijos ¹⁰B(n, α)⁷Li metu dažniausiai susidaro sužadintos būsenos ⁷Li branduolys, o šios reakcijos šiluma yra Q = 2,31 MeV. Kadangi ši energija yra daug didesnė už lėtojo neutrono energiją, tai ir antrinių dalelių judesio kiekiai yra daug didesni už neutrono judesio kiekį. Todėl, užrašant judesio kiekio tvermės dėsnį, galima teigti, kad neutrono judesio kiekis lygus nuliui. Tai reiškia, kad abiejų antrinių dalelių (⁷Li branduolio ir alfa dalelės) greičiai yra nukreipti priešingomis kryptimis, o jų judesio kiekio moduliai yra vienodi:

$$m_{\rm Li}\upsilon_{\rm Li} = m_{\alpha}\upsilon_{\alpha} \tag{12.2.1}$$

arba

$$\sqrt{2m_{\rm Li}E_{\rm Li}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}} \ . \tag{12.2.2}$$

Kita lygtis išreiškia energijos tvermės dėsnį:

$$E_{\rm Li} + E_{\alpha} = Q.$$
 (12.2.3)

Išreiškus energijas E_{Li} ir E_{α} iš (12.2.2) ir (12.2.3) lygčių, gaunamos tokios vertės: $E_{\text{Li}} = 0.84 \text{ MeV}, \quad E_{\alpha} = 1.47 \text{ MeV}.$

$$E_{\rm Li} = 0.84 \,\,{\rm MeV}, \quad E_{\alpha} = 1.47 \,\,{\rm MeV}.$$

Ši reakcija sudaro 94 % visų reakcijos įvykių. Likusieji 6 % reakcijos įvykių atitinka reakcijos šilumą Q = 2,79 MeV (tada susidaro pagrindinės būsenos ⁷Li branduolys).

"Antrinės dalelės" – Li branduolys ir alfa dalelė – nueina tam tikrą atstumą, kol netenka visos kinetinės energijos (tas atstumas vadinamas atitinkamai Li branduolio arba alfa dalelės siekiu skaitiklio dujose). Todėl kai kurios antrinės dalelės gali pasiekti skaitiklio sienelę (katoda). Pastaruoju atveju antrinės dalelės dalį savo energijos praranda sienelėje. Laisvieji elektronai, kurie tampa elektronų griūčių pradininkai proporcingajame skaitiklyje, atsiranda tik tada, kai antrinės dalelės jonizuoja dujų molekules. Detektoriaus išėjimo įtampos impulso amplitudė yra proporcinga jonizuotų molekulių (pirminių jonų porų) skaičiui, t. y. Li atomų ir alfa dalelių energijos nuostoliams dujose. Taigi, galimybė dalelėms pasiekti skaitiklio sieneles sumažina impulso amplitude ir padaro ja neapibrėžta (nes energijos dalis, kuri prarandama katodo medžiagoje, yra atsitiktinė). Tačiau, jeigu antrinių dalelių siekis yra daug mažesnis už skaitiklio matmenis, tada didžioji dauguma Li branduoliu ir alfa dalelių nepasiekia skaitiklio sienelių. Šiuo atveju beveik visų reakcijos įvykių atveju visa reakcijos šiluma išeikvojama vien tik dujų molekulių jonizavimui, todėl detektoriaus impulsų amplitudžių pasiskirstymą sudaro dvi smailės: aukštesnioji smailė atitinka maždaug 94 % visų impulsu, o atitinkama impulso amplitudė yra mažesnė (t. y. ta smailė yra kairiau), negu mažesniosios smailės. Pirmoji minėtoji smailė atitinka reakcijos šilumą 2,31 MeV, o antroji - reakcijos šilumą 2,79 MeV. Tokio spektro pavyzdys pavazduotas 12.2a pav.

1-2 MeV energijos alfa dalelių siekis tipiškame BF₃ proporcingajame skaitiklyje būna apie 1 cm. Daugumos skaitiklių skersmuo būna nedaug didesnis už 1 cm. Todėl reakcijos įvykių, kurie įvyksta mažesniu už alfa dalelių siekį atstumu nuo sienelės, santykinė dalis yra žymi ir impulsų amplitudžių pasiskirstymas tampa toks kaip parodyta <u>12.2b pav</u>. Pagrindinis spektro pokytis, lyginant su spektru, kuris pavaizduotas <u>12.2a pav</u>., yra tas, kad kiekvienos smailės kairėje atsiranda ištisinio spektro sritis. Šis sritis atitinka mažesnės amplitudės impulsus, kurie atsiranda, kai antrinės dalelės (reakcijos produktai) dujose praranda tik dalį savo energijos. Matome, kad ta ištisinio spektro sritis yra sudaryta iš dviejų "laiptelių". Tai yra vadinamasis "sienelių efektas". Jų atsiradimas paaiškintas kitoje pastraipoje.

Kadangi abi antrinės dalelės juda priešingomis kryptimis (dėl judesio kiekio tvermės dėsnio), tai, vienai iš tų dalelių pataikius į sienelę, kita dalelė greičiausiai nepasieks sienelės (nes tam ji turėtų nueiti atstumą, kuris yra tos pačios eilės kaip detektoriaus skersmuo, kuris dažniausiai būna didesnis už abiejų dalelių siekių sumą). Vadinasi, visi reakcijos įvykiai yra trijų rūšių:

1) nė viena dalelė nepasiekia sienelių, t. y. jas sustabdo dujos;

2) α dalelė pasiekia sienelę, o ⁷Li branduolį sustabdo dujos;

3) ⁷Li branduolys pasiekia sienelę, o α dalelę sustabdo dujos.

Pirmosios rūšies įvykiai sąlygoja dvi smailes, kurios aptartos anksčiau (jos yra matomos ir <u>12.2b pav.</u>). Antrosios rūšies įvykių atveju pilnutinė dujoms perduota energija yra lygi ⁷Li branduolio energijos (t. y. 0,84 MeV su 94 % tikimybe) ir *dalies* α dalelės energijos sumai. Pastaroji energijos dalis gali būti bet kokia – nuo 0 iki 100 % (t. y. nuo 0 iki 1,47 MeV, jeigu nepaisysime mažiau tikėtino reakcijos kanalo). Todėl antrosios rūšies įvykius atitinka tolydus dujoms perduotos energijos pasiskirstymas nuo $E_{\text{Li}} = 0,84$ MeV iki Q = 2,31 MeV. Energijos dalis, kurią α dalelė perduoda dujoms, priklauso nuo atstumo, kurį turi nueiti α dalelė, kol pasiekia skaitiklio katodą (žr. <u>12.3a pav.</u>). Kadangi visos to atstumo vertės nuo 0 iki alfa dalelių siekio yra vienodai tikėtinos, o alfa dalelės energijos nuostoliai dujose yra apytiksliai tiesiog proporcingi tam atstumui, tai ir minėtųjų energijos nuostolių pasiskirstymas yra apytiksliai tolygus, t. y. stačiakampio formos (žr. <u>12.3b pav.</u>). Trečiosios rūšies įvykių įtaka spektrui aiškinama analogiškai, tik α dalelės ir ⁷Li branduoliai "susikeičia vaidmenimis".



12.2 pav. BF₃ proporcingųjų skaitiklių impulsų amplitudžių spektrų pavyzdžiai. (a) Spektras, kai skaitiklio matmenys yra dideli ir visi reakcijos produktai yra pilnai sugeriami. (b) Spektras, kai dalį išsiskyrusios energijos sugeria skaitiklio sienelės



12.3 pav. "Sienelių efekto" aiškinimas. (a) I atvejis: alfa dalelė pataiko į detektoriaus sienelę, o Li branduolys yra sugeriamas detektoriaus dujose. (b) Atitinkamas impulsų amplitudžių spektras: kai kurių impulsų amplitudė yra sumažėjusi, nes alfa dalelių energijos nuostoliai sienelėse nėra įskaitomi. (c) Spektro pavidalas II atveju, kai Li branduolys pataiko į sienelę, o alfa dalelė yra sugeriama dujose. (d) Pilnutinis spektras: I ir II atvejų suma ir visiškosios sugerties smailė (ji atitinka tą atvejį, kai nė viena dalelė nepataiko į detektoriaus sienelę)

T. y. šiuo atveju dujose sugeriame visa α dalelių energija (1,47 MeV su 94 % tikimybe), o likusioji dujose sugertos energijos dalis yra atsitiktinė ir tolygiai pasiskirsčiusi nuo 0 iki $E_{\text{Li}} = 0,84$ MeV. Vadinasi, šiuo atveju pilnutinė dujose sugerta energija yra tolygiai pasiskirsčiusi nuo $E_{\alpha} = 1,47$ MeV iki Q = 2,31 MeV. Atitinkamas energijos nuostolių pasiskirstymas pavaizduotas <u>12.3c pav.</u> Pilnutinis spektras yra trijų minėtųjų "dalinių" spektrų suma (žr. <u>12.3d pav.</u>).

Analogiškas sienelių efektas pasireiškia ir likusiųjų 6 % reakcijos įvykių metu (kai Q = 2,79 MeV), tačiau atitinkamą ištisinį spektrą pilnai "paslepia" anksčiau aptartoji spektro dalis.

Detektoriaus efektyvumas yra didžiausias kai neutronų pluoštas sklinda išilgai detektoriaus ašies (nes tada neutronai dujose nueina didžiausią kelią). Jeigu detektoriaus ilgis yra *L*, tada šiomis sąlygomis detektoriaus savitasis efektyvumas, detektuojant apibrėžtos energijos neutronus, yra apytiksliai lygus

$$\varepsilon(E) = 1 - \exp(-\Sigma(E)L], \qquad (12.2.4)$$

čia *E* yra neutronų energija, o $\Sigma(E)$ yra branduolinės reakcijos makroskopinis skerspjūvis, atitinkantis neutronų energiją *E*. Pvz., jeigu BF₃ dujomis užpildyto proporcingojo skaitiklio ilgis yra L = 30 cm, dujų slėgis yra 80 kPa, o boras yra prisodrintas iki 96 % ¹⁰B, tada pagal (12.2.4) apskaičiuotas tokio detektoriaus savitasis efektyvumas detektuojant šiluminius neutronus (E = 0,025 eV) yra 91,5 %, o detektuojant 100 eV neutronus – 3,8 %.

Šis skaitiklis – tai pavyzdys detektoriaus, kurio impulsų amplitudžių spektras nesuteikia jokios informacijos apie krintančiosios spinduliuotės dalelių energijos spektrą, o priklauso tik nuo detektoriaus dydžio ir geometrijos. Nors į antrinių dalelių (α dalelės ir ⁷Li branduolio) energiją įeina ir krintančiųjų neutronų energija, tačiau, kadangi neutronai yra lėtieji, tai jų energija yra daug mažesnė už reakcijos šilumą Q, kuri ir lemia pilnutinę antrinių dalelių energiją (žr. (12.2.3)). Žinant reakcijos šilumą, galima apytiksliai apskaičiuoti 12.2a pav. pavaizduotų smailių plotį ΔE (pusės maksimumo aukštyje). Tam reikia taikyti bendrąją formulę:

$$\Delta E_{\min} = 2,35\sqrt{EWF} , \qquad (12.2.5)$$

čia E yra dujose sugerta energija, W yra vidutinė energija, atitinkanti viena jonų porą, F yra Fano faktorius (žr. <u>6.3 skirsnis</u>). Jeigu E = 2,3 MeV, W = 20 eV, o F = 0,15, tada iš (12.2.5) gauname $\Delta E_{\min} \approx 6$ keV. Šis dydis nusako mažiausią pasiekiamą energijos matavimo paklaidą. Tikroji paklaida būna dar didesnė dėl įrangos elektroninių triukšmų ir kitų veiksnių. Vadinasi, jeigu krintančiųjų neutronų energija yra mažesnė už 1 keV, tada impulsu amplitudžių pasiskirstymas nepriklauso nuo neutronų energijos pasiskirstymo. Taigi, toks detektorius tinka tik skaičiuoti neutronus, bet netinka matuoti ju energijos pasiskirstyma. Anksčiau aptartos spektro vpatybės yra svarbios kitu požiūriu: remiantis spektro pavidalu (pvz., <u>12.2b pav.</u>), galima optimaliai parinkti impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio riba. "Jautrio riba" – tai yra mažiausia detektoriaus impulso amplitudė, į kuria dar "reaguoja" impulsų skaičiavimo įrenginys (jautrio riba dar vadinama "diskriminavimo lygiu"). Ta riba turi būti parinkta taip, kad, iš vienos pusės, nebūtu skaičiuojami fono impulsai (t. v. impulsai, kurie nėra susije su tiriamaja spinduliuote ir kurių amplitudė yra daug mažesnė už "naudingųjų" impulsų amplitudę), o iš kitos pusės, kad visomis salygomis būtų skaičiuojami "naudingieji" impulsai, kurie atsiranda dėl tiriamosios spinduliuotės. Pasirinkus pernelyg maža jautrio ribą, gali būti detektuojamas fonas, o pasirinkus pernelyg didelę jautrio ribą, kai kurie iš "naudingųjų" impulsų gali būti neužfiksuoti, jeigu detektoriaus veika nėra stabili. Viena iš nestabilumo priežasčių yra ta, kad proporcingojo skaitiklio dujinio stiprinimo koeficientas stipriai priklauso nuo itampos tarp skaitiklio elektrodu. Vadinasi, net ir maži tos įtampos svyravimai gali salygoti didelį impulsų amplitudžių pokytį. Maitinimo įtampos sumažėjimas pasireiškia tuo, kad impulsų amplitudės sumažėja, t. y. 12.2 pav. smailės pasislenka į kairę, o maitinimo įtampos padidėjimas pasireiškia tuo, kad impulsų amplitudės padidėja, t. y. tos smailės pasislenka į dešinę. Optimali jautrio riba yra maždaug lygi didžiausios fono impulsų amplitudės ir mažiausios "naudingųjų" impulsų amplitudės vidurkiui (tą vidurkį atitinka vertikalioji punktyrinė linija 12.2b pav.).

Gama spinduliuotės poveikis aptariamojo tipo proporcingajam skaitikliui pasireiškia elektronų išlaisvinimu iš katodo. Kadangi elektronų ilginė stabdymo geba dujose yra daug mažesnė, negu sunkiųjų elektringųjų dalelių (tokių kaip α dalelės ir ⁷Li branduoliai), tai dauguma tų elektronų praranda dujose tik mažą dalį energijos (t. y. sukuria nedaug pirminių jonų porų ir nedaug elektronų griūčių), kol pasiekia kitą detektoriaus pusę ir yra sustabdomi detektoriaus sienelėje. Todėl gama spinduliuotė sąlygoja daug mažesnės amplitudės impulsus negu neutronai. Taigi, vienas iš BF₃

dujomis užpildytų proporcingųjų skaitiklių privalumų yra jų gebėjimas atskirti gama spinduliuotės sukeltus impulsus nuo neutronų spinduliuotės sukeltų impulsų: pasirinkus jautrio ribą taške A (žr. 12.2b pav.), gama spinduliuotės sukelti impulsai nebus registruojami, nes jų amplitudės bus mažesnės už jautrio ribą.

12.2.2. Boru padengti proporcingieji skaitikliai

Kitas būdas taikyti ¹⁰B(n, α)⁷Li reakciją detektuojant neutronus remiasi tuo, kad boras nebūtinai turi įeiti į dujų, kurios užpildo proporcingąjį skaitiklį, sudėtį, o gali būti nusodintas ant skaitiklio katodo vidinio paviršiaus. Tada reakcija vyks ne dujose, o skaitiklio katode. Tokių skaitiklių privalumas yra tas, kad juos galima užpildyti dujomis, kurių savybės labiau atinka reikalavimus proporcingajam skaitikliui, negu BF₃ (pvz., galima naudoti anksčiau minėtą mišinį 90 % Ar + 10 % CH₄). Taip galima gauti mažesnių trukmių impulsus ir sumažinti detektoriaus dujų cheminį degradavimą (disociaciją) esant dideliam gama spinduliuotės fonui.

 α dalelių, kurios susidaro ¹⁰B(n, α)⁷Li reakcijoje, masinis siekis (t. y. ilginio siekio ir stabdančios medžiagos tankio sandauga) yra 1 mg / cm² eilės. Tai reiškia, kad boro sluoksnio, kuris dengia detektoriaus katodo vidinę pusę, masinis storis (t. y. ilginio storio ir to sluoksnio tankio sandauga) neturi viršyti kelių mg / cm². Taip yra dėl to, kad α dalelės, kurios atsirado didesniame gylyje, negu jų siekis, negalės išeiti iš to sluoksnį į skaitiklio dujas ir todėl negalės sukelti įtampos impulso.

<u>12.4 pav.</u> pavaizduotas tokio proporcingojo skaitiklio impulsų amplitudžių spektras. Kadangi antrinės dalelės (⁷Li branduolys ir α dalelė), kurios atsirado branduolinės reakcijos metu, juda priešingomis kryptimis, tai tik viena iš jų gali patekti į dujas. Priklausomai nuo reakcijos taško gylio,



12.4 pav. Idealizuoti impulsų amplitudžių spektrai, kai detektorius yra boru padengtas proporcingasis skaitiklis. (a) Spektro komponentės, kurios atitinka alfa daleles ir ličio atatrankos branduolius; (b) pilnutinis spektras (tų dviejų komponenčių suma)

ta dalelė, prieš pasiekdama dujas, boro sluoksnyje gali prarasti įvairų energijos kiekį – nuo 0 iki visos energijos. Atitinkamai, likusioji dalelės energijos dalis, kuri yra perduodama dujoms ir lemia detektoriaus impulso amplitudę, taip pat gali būti įvairi – nuo nulio iki visos energijos $(E_{\rm Li} = 0.84 \text{ MeV}, E_{\alpha} = 1.47 \text{ MeV})$. Kadangi reakcija gali įvykti bet kokiame gylyje su vienoda tikimybe, o dalelės energijos nuostoliai boro sluoksnyje yra apytiksliai tiesiog proporcingi tam gyliui, tai išlėkusių iš to sluoksnio į dujas dalelių energijos pasiskirstymas yra apytiksliai tolygus, t. y. stačiakampio formos. Priklausomai nuo to, apie kokia dalele kalbama (⁷Li branduoli ar α dalele), yra galimi du tokie stačiakampiai spektrai, kurie pavaizduoti 12.4a pav. punktyrinėmis linijomis. Pilnutinis spektras yra abieju tu "daliniu" spektru suma (žr. 12.4b pav.). Matome, kad spektre nėra nulinės srities, kuri atskirtų "naudinguosius" impulsus nuo fono. Vadinasi, šiuo atveju negalima taip parinkti impulsu skaičiavimo irenginio jautrio ribos, kad visi naudingieji impulsai būtų skaičiuojami, o visi fono impulsai nebūtų skaičiuojami: kadangi "naudingieji" impulsai gali būti visų amplitudžių, tai bet kaip parinkus jautrio ribą, dalis tu impulsų bus prarandama. Dėl tos pačios priežasties tokio detektoriaus skaičiavimo sparta yra labiau jautri maitinimo įtampos svyravimams, negu BF3 dujomis užpildyto proporcingojo skaitiklio skaičiavimo sparta (t. p. žr. 12.2.1 skirsnis). Taigi, boru padengto proporcingojo skaitiklio veika yra mažiau stabili negu BF3 dujomis užpildyto proporcingojo skaitiklio ir, be to, jį naudojant sunkiau atskirti gama spinduliuotės sukeltus impulsus nuo neutronų sukeltų impulsų.

12.3. Lėtųjų neutronų detektoriai, veikiantys dalijimosi reakcijos pagrindu

Urano arba plutonio dalijimosi reakcija, taip pat kaip ir anksčiau minėta reakcija ${}^{10}B(n,\alpha)^7Li$, gali būti naudojama detektuojant neutronus. Vienas iš dalijimosi reakcijos pranašumų yra tas, kad jos metu išsiskiria ypač didelis energijos kiekis – maždaug 200 MeV (žr. <u>2.1.1 skirsnis</u>). Ši energija yra beveik 100 kartų didesnė negu energija, kuri išsiskiria ${}^{10}B(n,\alpha)^7Li$ reakcijoje. Todėl proporcingojo skaitiklio impulsų amplitudės, kurias galima gauti, kai dalijimosi skeveldros perduoda tą energiją skaitiklio dujoms (jonizuodamos dujų atomus), taip pat yra daug didesnės. Didelė impulso amplitudė yra naudinga visų pirma todėl, kad tokius impulsus tampa lengviau atskirti nuo pašalinių impulsų (pvz., atsiradusių dėl gama spinduliuotės), kurių amplitudė dažniausiai būna daug mažesnė. Tam reikia atitinkamai parinkti impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio ribą (t. p. žr. 12.2.1 skirsnis).

Dėl urano ir transuraninių elementų cheminių ir fizinių ypatybių yra gana sudėtinga sukonstruoti proporcingąjį skaitiklį, kuriame dalusis nuklidas įeitų į dujų sudėtį. Todėl dalioji medžiaga dažniausiai nusodinama ant proporcingojo skaitiklio katodo vidinio paviršiaus (analogiškai boru padengtam proporcingajam skaitikliui, kuris buvo aptariamas <u>12.2.2 skirsnyje</u>).

Tokio proporcingojo skaitiklio impulsų amplitudžių spektro pavidalas priklauso visų pirma nuo daliosios medžiagos sluoksnio storio. Jeigu tas storis vra daug mažesnis už daugumos skeveldru sieki joje, tada skeveldros tame sluoksnyje netenka mažai energijos ir beveik visa savo energija atiduoda dujoms. Todėl šiuo atveju detektoriaus impulsu amplitudžiu spektro forma yra panaši i dalijimosi reakcijos skeveldru energijos spektro formą, t. y. spektre matomi du ryškūs maksimumai (žr. kairijį grafiką 12.5 pav.). Tačiau, kai sluoksnio storis yra toks mažas, detektoriaus efektyvumas taip pat yra mažas, nes maža tikimybė, kad neutronas, pralėkdamas pro tokį ploną sluoksnį, sureaguos su daliojo nuklido branduoliu. Padidinus daliosios medžiagos sluoksnio stori, detektoriaus efektyvumas padidėja, tačiau padidėja ir skeveldru energijos nuostoliai tame sluoksnyje. Kadangi tie energijos nuostoliai yra atsitiktiniai, tai ir likusioji energijos dalis, kuri atiduodama dujoms, yra atsitiktinė. Taigi, daliosios medžiagos sluoksnio storio padidėjimas pasireiškia tuo, kad padaugėja mažesnės amplitudės impulsų, kurių amplitudės yra pasiskirsčiusios plačiame intervale. T. y. į kairę nuo minėtųjų dviejų smailių atsiranda ištisinio spektro sritis, o tos smailės tampa mažiaus išreikštos (žr. dešinijį grafiką 12.5 pav.). Didžiausias daliosios medžiagos sluoksnio masinis storis, kuri tikslinga naudoti šio tipo detektoriuose, yra maždaug $2 - 3 \text{ mg} / \text{cm}^2$. Skeveldrų siekis dujose yra maždaug du kartus mažesnis negu 5 MeV energijos dalelių siekis, t. y. keli centimetrai. Be to, jonizacijos tankio kitimas lėtėjant skeveldrai yra priešingas tam kitimui, kuris pasireiškia stabdant α daleles: lėtėjant skeveldrai, jos ilginė stabdymo geba (ir jonizacijos tankis) mažėja, o stabdant α daleles – didėja. Taip yra todėl, kad dalijimosi momentu skeveldros netenka daug elektronų, todėl įgyja didelį teigiamą krūvį (tipiška vertė – nuo 15 iki 20 elementariųjų krūvių). Jeigu skeveldros krūvis nesikeistų, tada, lėtėjant skeveldrai, jos ilginė stabdymo geba didėtų (nes ji yra atvirkščiai proporcinga greičio kvadratui).



12.5 pav. Dalijimosi skeveldrų, kurios išlekia iš dviejų skirtingo storio UO₂ sluoksnių, energijų spektrai

Tačiau dėl to didelio krūvio skeveldros lengvai pasigauna elektronus iš stabdančios medžiagos. Todėl lėtėjant skeveldrai, jos teigiamasis krūvis mažėja. Kadangi ilginė stabdymo geba yra tiesiog proporcinga krūvio kvadratui, tai šis veiksnys mažina stabdymo gebą. Pradinėje trajektorijos dalyje šis sumažėjimas "persveria" padidėjimą dėl mažėjančio greičio, todėl didžiąją dalį energijos skeveldra atiduoda pradinėje trajektorijoe dalyje. Palyginimas: α dalelė didžiąją energijos dalį praranda trajektorijos gale, nes α dalelės krūvis nekinta beveik viso stabdymo metu (elektronai prisijungia tik pačioje trajektorijos pabaigoje, kai α dalelė jau yra netekusi beveik visos pradinės energijos). Dėl šios dalijimosi skeveldrų ypatybės yra gaunami didelės amplitudės impulsai net ir tada, kai skeveldra nėra pilnai sustabdoma detektoriaus dujose.

Vienas iš daliųjų medžiagų trūkumų yra tas, kad jos visos yra α radioaktyvios. Kadangi α dalelės taip pat yra registruojamos, tai proporcingųjų skaitiklių, kurių katodas padengtas daliąja medžiaga, impulsų skaičius per laiko vienetą visada turi pastovų fono dėmenį, kuris susijęs su tomis α dalelėmis. Tuos impulsus galima atskirti nuo naudingųjų impulsų (atsiradusių stabdant dalijimosi skeveldras) pagal jų amplitudes. Kadangi tipiška α dalelių energija yra 5 MeV, o dalijimosi skeveldrų energija yra kelias dešimtis kartų didesnė, tai fono, kurį sąlygoja α dalelės, impulsų amplitudės yra viena eile mažesnės negu "naudingųjų" impulsų. Todėl šį foną galima "nufiltruoti", atitinkamai parinkus impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio ribą, taip pat kaip gama fonas nufiltruojamas BF₃ dujomis užpildytuose proporcinguosiuose neutronų skaitikliuose (žr. <u>12.2.1 skirsnis</u>).

12.4. Lėkio trukmės metodai matuojant neutronų energijas

Lėtųjų neutronų greičius galima išmatuoti naudojant mechaninius įrenginius. Pvz., <u>12.6a pav.</u> pavaizduotas paprasčiausias lėtųjų neutronų *greičio selektorius*, t. y. įrenginys, kuris iš krintančiųjų neutronų pluošto išskiria tik neutronus, kurių greičiai priklauso tam tikram siauram intervalui. Neutronų greičio selektorių sudaro cilindras su vienu arba keliais spiraliniais grioveliais. Cilindras pagamintas iš medžiagos, kuri stipriai sugeria lėtuosius neutronus (pvz., kadmis). Selektorius praleidžia tik tuos neutronus, kurie pereina išilgai viso cilindro per tą patį laiką, per kurį cilindras pasisuka kampu ϕ . Tas laikas yra $t = L / v = \phi / \omega$, todėl $v = L\omega / \phi$. Pakeitus kampinį sukimosi greitį ω , galima atrinkti kito greičio neutronus. Naudojant tokį įrenginį kartu su neutronų detektoriumi ir keičiant sukimosi dažnį, galima išmatuoti krintančiųjų neutronų greičių pasiskirstymą. <u>12.6b pav.</u> pavaizduotas kitas mechaninis įrenginys – "besisukanti sklendė", kuri naudojama formuojant neutronų



12.6 pav. (a) Neutronų greičio selektorius, kurių sudaro cilindras su vienu arba keliais spiraliniais grioveliais. Cilindro ilgis yra *L*. Cilindras pagamintas iš medžiagos, kuri stipriai sugeria lėtuosius neutronus (pvz., kadmis). Selektorius praleidžia tik tuos neutronus, kurie nueina atstumą *L* per tą patį laiką, per kurį cilindras pasisuka kampu ϕ . Tas laikas yra $t = L / v = \phi / \omega$, todėl $v = L\omega / \phi$. (b) Besisukanti sklendė, kuri naudojama formuojant impulsinį neutronų srautą. Pagrindinė dalis – rotorius su keliais kanalais. Į rotorių iš kairės krinta neutronų srautas. Kai rotoriaus kanalas atsiduria vienoje tiesėje su įėjimo statoriaus plyšiu, tada iš dešinės išeina neutronų telkinys

impulsus (telkinius). Pagrindinė šio įrenginio dalis – rotorius su keliais kanalais, išpjautais išilgai rotoriaus skersmens. Į rotorių iš kairės krinta nuolatinis neutronų srautas. Kai rotoriaus kanalas atsiduria vienoje tiesėje su įėjimo statoriaus plyšiu, tada iš dešinės išeina neutronų telkinys. Rotorius gaminamas iš nerūdijančio plieno. Kitaip, negu greičio selektorius, besisukanti sklendė atrenka ne apibrėžto greičio neutronus, o visus neutronus, kurių greitis didesnis už tam tikrą slenkstinį greitį. Tas slenkstinis greitis yra toks, kai per laiko tarpą, kurio metu yra atviras rotoriaus kanalas, neutronas nueina atstumą, lygų rotoriaus skersmeniui. Jeigu neutrono greitis yra mažesnis už šią slenkstinę vertę, tada per tą laiko tarpą neutronas nespėja išeiti iš rotoriaus ir yra sugeriamas rotoriaus medžiagoje. Padidinus rotoriaus sukimosi greitį, tiek pat kartų padidėja ir slenkstinis greitis, ir neutronų telkinių dažnis.
Naudojant impulsinį neutronų šaltinį (pvz., tokį, kuris pavaizduotas 12.6b pav.), galima tiksliai išmatuoti neutronų telkinio atsiradimo laiko momentą. Jeigu paskui išmatuojamas laiko momentas, kai tuos neutronus detektuoja detektorius, esantis žinomu atstumu nuo neutronų šaltinio, tada pagal tu dvieju laiko momentu skirtuma galima išmatuoti neutronų greitį. Pvz., šiluminių neutronų (kurių energija yra 0,025 eV) greitis yra 2200 m/s. Vadinasi, 2 m atstumą šiluminiai neutronai nueina per 0.001 s, o toki laiko intervala nesunku tiksliai išmatuoti. Matuojant didesnės energijos neutronų greitį, reikia didinti atstumą (pvz., gali būti naudojami 100 m eilės atstumai) ir reikia naudoti tikslesnius laiko matavimo metodus. Pvz., jeigu naudojamas besisukančios sklendės tipo impulsinis neutronų šaltinis (12.6b pav.), tada užregistruotas neutronas gali išlėkti iš statoriaus bet kada, kol rotoriaus kanalas yra atviras (t. y. kol neutronas, išlėkęs iš jėjimo statoriaus plyšio, gali pasiekti išėjimo statoriaus plyšį). Vadinasi, neutrono lėkio iki detektoriaus trukmės paklaida negali būti mažesnė už laika, kurio metu rotoriaus kanalas yra atviras. Kai neutronu energija yra didelė (pvz., MeV eilės), tada ta paklaida gali tapti tos pačios eilės kaip neutrono lėkio iki detektoriaus trukmė, taigi šis metodas taps netinkamas. Šiuo atveju naudojami impulsiniai greitintuvai, kurie generuoja aukštos energijos elektringųjų dalelių (pvz., deuteronų) telkinį tiksliai apibrėžtu laiko momentu. Kai tos dalelės pataiko į taikinį, jos sukelia branduolines reakcijas, kurių metu atsiranda neutronai. Šiuo atveju neutronų atsiradimo momentą galima išmatuoti tiksliau, negu naudojant mechaninius irenginius. Apibendrinta neutronų lėkio trukmės spektrometro schema pavaizduota 12.7 pav. Paskutinysis tos schemos blokas (pažymėtas Nr. 4) – tai laiko intervalų analizatorius, kuris kitaip vadinamas keitikliu "laikas-amplitude" (angl. time-to-amplitude converter, TAC). Tai yra irenginys su dviem įėjimais ir vienu išėjimu. Vienas įėjimas priima "start" impulsą, kuris startuoja laiko intervalų analizatorių, o kitas - "stop" impulsą, kuris sustabdo analizatorių. Kai analizatorius priima "stop" impulsą, jo išėjime generuojamas įtampos impulsas, kurio amplitudė yra tiesiog proporcingas laiko intervalui tarp "start" ir "stop" impulsu. Nors bendruoju atveju neutronų telkinyje gali būti daug neutronų, tačiau yra detektuojamas tik vienas iš jų (detektoriaus impulsai, kurie atsiranda po "stop" impulso, nėra registruojami). Jeigu neutronų greičiai yra įvairūs, tada detektuoto neutrono greitis taip pat gali būti įvairus, todėl ir TAC išėjimo impulso amplitudė gali būti įvairi. Aišku, kad į detektorių anksčiausiai pataikys greičiausi neutronai, tačiau detektoriaus savitasis efektyvumas detektuojant greitus neutronus būna mažas (kelių procentų eilės arba mažesnis), todėl pirmasis detektuotas neutronas gali būti ir vienas iš lėtesnių neutronų. Todėl, jeigu neutronų greičiai yra įvairūs, tada pagal TAC išėjimo impulsų amplitudžių spektra galima apskaičiuoti neutronų greičių (ir energiju) pasiskirstyma.

Neutronų lėkio trukmių pasiskirstymas, išmatuotas naudojant <u>12.7 pav.</u> tipo schemą, yra pavaizduotas <u>12.8 pav.</u> Šiame pavyzdyje buvo naudojama reakcija ¹⁴N(d,n)¹⁵O. Šiame grafike abscisių ašis yra tiesinė lėkio trukmės atžvilgiu, o tos ašies mastelis parinktas taip, kad didėjant lėkio trukmei abscisių vertės mažėtų. Nulinė trukmė atitinka maždaug 945 kanalą. Ties tuo kanalu yra smailė, kuri atsiranda dėl gama kvantų, kurie atsiranda, kai sužadintas ¹⁵O branduolys pereina į žemesnį energijos lygmenį (kadangi gama kvantai juda didžiausiu galimu – šviesos – greičiu, tai gama kvantų lėkio trukmė praktiškai lygi nuliui). Kitos smailės atitinka įvairaus greičio neutronus. Neutronų energija atidėta prie viršutinės skalės. Kadangi neutrono energija yra atvirkščiai proporcinga jo lėkio trukmės kvadratui, tai energijos skalė yra netiesinė. Šis energijos ir trukmės sąryšis yra matomas ir šiame grafike: 2 MeV energija atitinka kanalą Nr. 505, o 8 MeV energija – kanalą Nr. 730. Vadinasi, kai neutrono energija yra 2 MeV, tada jo lėkio trukmė yra (945 – 505) / (945 – 730) ≈ 2 kartus didesnė,



12.7 pav. Neutronų lėkio trukmės spektrometro struktūrinė schema. 1 – impulsinis šaltinis, 2 – cilindrinė vakuumo kamera, 3 – neutronų detektorius, 4 – laiko intervalų analizatorius (keitiklis "laikas-amplitudė")



12.8 pav. Neutronų, atsiradusių reakcijoje ¹⁴N(d,n)¹⁵O, lėkio trukmės spektras. Neutrono energija (MeV) atidėta ant viršutinės ašies.Ant apatinės ašies atidėtas daugiakanalio analizatoriaus kanalo numeris. Dešinioji kraštinė smailė atitinka gama kvantus. Skaičiai virš smailių nusako atitinkamas ¹⁵O branduolio sužadinimo energijas (MeV)

negu tada, kai neutrono energija yra 8 MeV, kaip ir turi būti. Matome, kad, nors krintančiųjų deuterio branduolių energija yra tiksliai apibrėžta (5,35 MeV), tačiau neutronų, kurie atsiranda vykstant minėtajai reakcijai, energija gali būti įvairi. Be to, neutronų energijos spektras yra ne ištisinis, o linijinis (t. y. sudarytas iš atskirų smailių). Tokį spektro pavidalą galima paaiškinti remiantis tuo, kad ¹⁵O branduolys po šios reakcijos gali atsidurti įvairiuose sužadintuose energijos lygmenyse. Pažymėjus deguonies branduolio sužadinimo energiją E^* , energijos tvermės dėsnį šios reakcijos metu galima užrašyti taip:

$$E_{\rm d} + Q = E^* + E_{\rm O} + E_{\rm n} \approx E^* + E_{\rm n},$$
 (12.4.1)

čia E_d yra krintančiojo deuterono energija (šiame pavyzdyje $E_d = 5,35$ MeV), Q yra reakcijos šiluma (t. y. pilnutinė antrinių dalelių kinetinė energija, kai antrinės dalelės nėra sužadintos), E_0 yra deguonies branduolio kinetinė energija, E_n yra neutrono energija. Kadangi deguonies branduolio masė yra daug didesnė, negu neutrono, tai $E_0 \ll E_n$. Vadinasi, apytiksliai galima teigti, kad pilnutinė energija (t. y. krintančiojo deuterono energija ir reakcijos šiluma) pasiskirsto tarp neutrono kinetinės energijos ir deguonies branduolio sužadinimo energijos. T. y., padidėjus deguonies branduolio sužadinimo energijai tam tikru dėmeniu, neutrono kinetinė energija turi sumažėti tokiu pačiu dėmeniu. Kadangi deguonies branduolio sužadinimo energija yra diskreti (t. y. lygi kelioms atskiroms vertėms), tai ir neutrono kinetinė energija yra diskreti. <u>12.8 pav.</u> deguonies branduolio sužadinimo energija yra užrašyta virš kiekvienos smailės. Apytikslę lygybę (<u>12.4.1</u>) galima patikrinti pagal dviejų kairiųjų punktyrinių linijų padėtį: pirmoji linija yra maždaug ties $E^* = 8,2$ MeV, o antroji – maždaug ties $E^* = 5,2$ MeV. Kadangi antroji sužadinimo energija yra mažesnė už pirmąją dydžiu 3 MeV, tai antrąją smailę atitinkanti neutronų energija turi būti didesnė tokiu pačiu dydžiu. Tai ir matome <u>12.8 pav.</u> (atitinkamos neutronų energijos yra 2 MeV ir 5 MeV). Šis pavyzdys rodo, kaip pagal reakcijos metu atsiradusių neutronų energijos spektrą galima nustatyti reakcijos metu susidariusio antrinio branduolio sužadintųjų energijos lygmenų vertes. Tam reikia iš anksto žinoti reakcijos šilumą Q. O jeigu antrinio branduolio sužadinimo energijos yra žinomos, tada pagal tą energijos spektrą galima nustatyti reakcijos šilumą. Išreiškus Q pagal (12.4.1) lygybę, gauname:

$$Q \approx E^* + E_n - E_d$$
. (12.4.2)

Įrašę į šią išraišką anksčiau minėtas energijas (pvz., $E^* = 5,2$ MeV, $E_n = 5$ MeV, $E_d = 5,35$ MeV), gauname $Q \approx 4,8$ MeV. (12.4.2) lygybę galima taikyti kiekvienai spektro smailei. Vadinasi, kai yra kelios smailės, tada galima ne tik nustatyti Q, bet ir patikrinti (12.4.2) formulės teisingumą (t. y. visų prielaidų, iš kurių išplaukia ta formulė, teisingumą): jeigu ji yra teisinga, tada visoms smailėms turi būti gauta vienoda Q vertė. 12.8 pav. atveju akivaizdu, kad (12.4.2) lygybė yra teisinga (pvz., kai $E^* = 0$, tada $E_n \approx 10$ MeV $\approx E_d + Q$, kaip ir turi būti).

12.5. Neutronų skaitiklis su neutronų lėtikliu ("ilgasis skaitiklis")

Kaip matyti iš pavyzdžio, kuris pateiktas 12.2.1 skirsnyje, proporcingujų skaitiklių, kurie užpildyti BF3 dujomis, efektyvumas detektuojant neutronus sparčiai mažėja didėjant neutronų energijai. Taip yra dėl to, kad reakcijos skerspjūvis mažėja didėjant neutronų greičiui (pvz., esant mažoms neutronų energijoms, galioja (12.1.1) dėsnis). Daugeliui praktinių taikymų naudinga turėti detektorių, kurio efektyvumas beveik nepriklauso nuo neutronų energijos. Tokio taikymo pavyzdys neutronų energijos spektro matavimas. Kai kuriuose neutronų fizikos matavimuose neutronai, prieš juos skaičiuojant, yra išrūšiuojami pagal jų greičius (tokie matavimai aprašyti 12.4 skirsnyje). Tada detektuoto neutrono energija yra žinoma iš anksto. Jeigu detektoriaus efektyvumas nepriklauso nuo neutronų energijos, tada kiekvienos energijos neutronų skaičiavimo sparta bus tiesiog proporcinga tos energijos neutronų skaičiui, t. y. skaičiavimo spartų, atitinkančių skirtingas neutronų energijas, pasiskirstymas bus proporcingas neutronu energijos pasiskirstymui. Priešingu atveju tas pasiskirstymas atspindėtų dar ir detektoriaus efektyvumo priklausomybę nuo neutronų energijos, o ta priklausomybė gali būti sudėtinga ir iš anksto nežinoma, todėl neutronų spektra būtų neimanoma tiksliai išmatuoti. Vienas iš būdų susilpninti detektoriaus efektyvumo priklausomybę nuo neutronų energijos remiasi tuo, kad į detektoriaus sudėtį įterpiamas neutronų lėtiklis (pvz., parafinas), o detektoriaus geometrija parenkama taip, kad prieš detektuojant neutronus jie būtų sulėtinami tame lėtiklyje iki šiluminės energijos (t. v. iki 0,025 eV, jeigu yra kambario temperatūra). Toks sulėtinimas vadinamas "termalizacija". Tokio detektoriaus pavyzdys - tai vadinamasis "ilgasis skaitiklis", kurio skerspjūvis pavaizduotas 12.9 pav. Matome, kad detektorių sudaro BF₃ proporcingasis skaitiklis, kurį



12.9 pav. Standartinio ilgojo skaitiklio skerspjūvis. Visi atstumai nurodyti coliais (1 colis = 2,54 cm)

gaubia parafino sluoksnis. Šio detektoriaus veikimo principas remiasi tuo, kad visų neutronų geometrinė padėtis detektoriaus atžvilgiu, sulėtinus juos iki šiluminės energijos, yra vienoda. Tai yra pasiekiama parinkus pakankamai didelį proporcingojo skaitikio ilgį ir užtikrinus, kad visi neutronai iš pradžių juda išilgai proporcingojo skaitiklio ašies (12.9 pav. atveju – iš dešinės į kairę). Kitomis kryptimis judančių neutronų įtaka yra pašalinama naudojant B₂O₃ sluoksnį ir papildomą lėtiklio sluoksnį visos sistemos išorėje: neutronai yra sulėtinami tame sluoksnyje, o paskui sugeriami B₂O₃ sluoksnyje ir todėl negali pasiekti centrinio proporcingojo skaitiklio. Neutronai, kurie pataiko tiesiai į centrinio proporcingojo skaitiklio kanala, taip pat nėra detektuojami, nes proporcingajį skaitikli uždengia dangtelis, kurio sudėtyje yra kadmio (žr. 12.9 pav.). Kadangi visi neutronai iš pradžių juda išilgai skaitiklio ašies, tai visų neutronų judėjimas plokštumoje, kuri statmena tai ašiai, yra geometriškai lygiavertis. T. y. bet kurio neutrono – ir lėtojo, ir greitojo – trajektorijos projekcija į statmeną detektoriaus ašiai plokštumą "atrodys" vienodai (statistine prasme) ir bus radialinės difuzijos pavidalo. Dėl tos radialinės difuzijos neutronų pluoštas išplinta, o kai kurie neutronai yra prarandami dėl to, kad juos sugeria B₂O₃ sluoksnis. Judėjimo išilgai ašies atžvilgiu neutronai nėra lygiaverčiai: greitesni neutronai sklaidomi silpniau, todėl iš pradžių jų trajektorijos yra "tiesesnės" ir iki termalizacijos jie nueina didesnį atstumą negu lėtesnieji neutronai. Tačiau, jeigu detektorius yra pakankamai didelio ilgio, tada galutinis neutrono ir detektoriaus tarpusavio išsidėstymas bus vienodas (statistine prasme), nepriklausomai nuo pradinės neutrono energijos. Taip yra todėl, kad, jeigu galutinis vidutinis atstumas nuo (termalizuoto) neutrono iki abiejų detektoriaus galų yra daug didesnis už šiluminio neutrono difuzijos nuotolį (t. y. už vidutinį kvadratinį atstumą, kurį neutronas nueina iki sugerties lėtiklyje), tada mažai tikėtina, kad neutronas pasieks kurį nors detektoriaus galą, todėl neutrono detektavimo tikimybė yra tokia pati, lyg detektorius būtų begalinio ilgio. Vadinasi, kad gauti apytiksliai vienodą visų energijų neutronų detektavimo efektyvumą, reikia naudoti detektorių, kurio ilgis yra daug didesnis už šiluminio neutrono difuzijos nuotolį lėtiklyje, ir reikia užtikrinti, kad po to, kai neutronas yra termalizuojamas, jis būtų daug arčiau detektoriaus centro negu jo galų. Pastaroji sąlyga reiškia, kad detektoriaus ilgis turi būti daug didesnis ne vien už šiluminių neutronų difuzijos nuotoli, bet ir už visų energijų neutronų, kurių yra tiriamajame neutronų pluošte, lėtinimo nuotolį (t. y. už vidutinį kvadratinį atstumą, kuriuo neutronas įsiskverbia į lėtiklį iki termalizacijos).

Jeigu krintančiųjų neutronų pluošte yra šiluminių neutronų, tada jie gali būti išsklaidomi atgal prie pat lėtiklio paviršiaus. Kad kompensuoti šiuos lėtųjų neutronų nuostolius, ilgojo skaitiklio lėtiklyje yra suformuojami kanalai, kurie lygiagretūs skaitiklio ašiai. 12.9 pav. atveju tokių kanalų yra aštuoni ir jie siekia maždaug detektoriaus centrą. Į tuos kanalus patekę lėtieji neutronai nėra sklaidomi, todėl lėtiklį jie pasiekia optimalioje padėtyje – arti detektoriaus centro.

12.6. Detektoriai, kurie veikia greitųjų neutronų branduolinių reakcijų pagrindu

Ankstesniame skirsnyje buvo aprašytas greitųjų neutronų detektorius, kurio veikimas remiasi tuo, kad greitieji neutronai yra sulėtinami juos detektuojant. Nors neutronų lėtinimas leidžia pasiekti palyginti didelį detektavimo efektyvumą (dėl (12.1.1) dėsningumo), tačiau toks detektavimo metodas turi du trūkumus: 1) lėtinant neutronus, yra prarandama informacija apie jų pradinę energiją; 2) detektavimo procesas yra palyginti lėtas, nes neutronas po termalizavimo dar turi nudifunduoti iki centrinio proporcingojo skaitiklio, kad būtų detektuotas (ši difuzija gali užtrukti dešimtus arba šimtus mikrosekundžių).

Tų trūkumų galima išvengti, jeigu greitieji neutronai yra detektuojami pagal branduolines reakcijas, kurias jie sukuria tiesiogiai (be lėtinimo). Tada reakcijos produktų pilnutinė energija yra lygi krintančiojo neutrono energijos ir reakcijos šilumos (Q) sumai. Vadinasi, jeigu krintančiojo neutrono energiją. Be to, šiuo atveju galima pasiekti labai mažą detektoriaus signalo vėlinimą, nes neutronas detektoriaus aktyviojoje srityje išbūna ne daugiau negu kelias nanosekundes iki reakcijos momento ir užtenka tik vieno reakcijos įvykio, kad atsirastų detektoriaus signalas. Tačiau branduolinių reakcijų, kurias sukelia greitieji neutronai, skerspjūvis yra keliomis eilėmis mažesnis negu branduolinių reakcijų, kurias sukelia šiluminiai neutronai. Atitinkamai keliomis eilėmis mažesnis ir detektavimo efektyvumas. Yra tik dvi branduolinės reakcijos (neįskaitant netampriosios sklaidos), kurias naudojant galima pasiekti detektavimo efektyvumą, kuris yra pakankamas praktiniams taikymams:

$${}_{3}^{6}\text{Li} + {}_{0}^{1}\text{n} \rightarrow {}_{1}^{3}\text{H} + {}_{2}^{4}\alpha \quad (Q = 4,78 \text{ MeV}, E_{H} = 2,73 \text{ MeV}, E_{\alpha} = 2,05 \text{ MeV})$$
 (12.6.1)

$$^{3}_{2}$$
He + $^{1}_{0}$ n $\rightarrow ^{3}_{1}$ H + $^{1}_{1}$ p (Q = 0,764 MeV, $E_{p} = 0,573$ MeV, $E_{3_{11}} = 0,191$ MeV) (12.6.2)

<u>12.10 pav.</u> pavaizduota šių reakcijų skerspjūvio priklausomybė nuo neutrono energijos. Iš šių reakcijų dažniau taikoma pirmoji. ⁶Li sudaro 7,5 % natūralaus ličio (likusieji 92,5 % atitinka ⁷Li).

Iš reikalavimo, kad neutronų energija neturi būti daug mažesnė už reakcijos šilumą, išplaukia, kad pirmąją iš minėtųjų reakcijų panaudoti matuojant neutronų energijas galima tik tada, kai neutronų energija yra 100 keV eilės arba didesnė. Viršutinę neutronų energijos ribą lemia konkuruojanti reakcija ⁶Li(n,n',d)⁴He, kurios šiluma yra –1,47 MeV. Užrašymas "n'" reiškia antrinį neutroną. Taigi, šios reakcijos metu neutronas yra netampriai išsklaidomas ir, be to, iš branduolio išlekia deuteronas. Neigiama reakcijos šilumos vertė reiškia, kad ši reakcija yra endoterminė, t. y. ji tampa galima tik tada, kai neutrono energija yra didesnė už 1,47 MeV. Tačiau, net ir tapusi galima, ši reakcija lieka mažiau tikėtina už anksčiau minėtą reakciją (12.6.1), kol neutrono energija yra mažesnė negu maždaug 2,5 MeV. Esant didesnėms neutronų energijoms, ši reakcija tampa vyraujanti ir apsunkina neutronų energijos matavimą. Taip yra todėl, kad šios reakcijos metu viena iš antrinių dalelių yra neutronas (o ne sunkioji elektringoji dalelė). To neutrono siekis dujose yra daug didesnis už detektoriaus matmenis, todėl jis dažniausiai išlekia iš detektoriaus praradęs tik dalį energijos. Kadangi ta energijos dalis yra atsitiktinė, tai detektoriaus impulsų amplitudžių spektre atsiranda ištisinis spektras, kuris padidina energijų, atitinkančių spektro smailes, matavimo paklaidą (ir net gali visisiškai paslėpti tas smailes).

Jeigu nepaisysime minėtojo ištisinio spektro, tada greitųjų neutronų detektoriaus, kuriame realizuojama (12.6.1) reakcija, atsako funkcija turėtų būti sudaryta iš vienos smailės, kurią atitinkanti energija lygi neutrono energijos ir reakcijos šilumos (4,78 MeV) sumai. Tačiau praktikoje dažnai yra matoma ir smailė ties 4,78 MeV, kuri atsiranda dėl neutronų, sulėtintų iki šiluminės energijos įvairiose medžiagose, esančiose aplink detektorių (pvz., laboratorijose sienose, radiacinėje apsaugoje ir pan.). Jeigu nebus imtasi specialių priemonių, kad pašalinti tuos šiluminius neutronus, jie gali sukelti daugumą detektoriaus impulsų (dėl didelio šiluminių neutronų sąveikos skerspjūvio). Atitinkama smailė vadinama *epitermine smaile* (angl. *epithermal peak*). Kadangi epiterminė smailė atitinka iš anksto žinomą detektoriu perduotą energijos kiekį (jis yra lygus reakcijos šilumai), tai ją patogu panaudoti kalibruojant detektorių pagal energijas.

Kadangi detektuojant greituosius neutronus (E > 100 keV) reakcijos ⁶Li(n, α)³H skerspjūvis yra trimis didumo eilėmis mažesnis, negu detektuojant šiluminius neutronus (žr. <u>12.1 pav.</u>), tai, norint pasiekti pakankamai didelę skaičiavimo spartą, reikia didinti branduolių koncentraciją (t. y. jų skaičių tūrio vienete). Todėl šiuo atveju darbinė medžiaga dažniausiai būna kieta, o ne dujinė. Reakcija



12.10 pav. Branduolinių reakcijų ³He(n,p) ir ⁶Li(n, α) skerspjūviai greitųjų neutronų energijų intervale

 6 Li(n, α) dažniausiai taikoma blyksimuosiuose detektoriuose, į kurių darbinę medžiagą įeina 6 Li. Pvz., ličio jodidas, aktyvuotas europiu (LiI(Eu)), arba stikliniai scintiliatoriai su Li priemaiša. LiI(Eu) scintiliatoriaus pagrindinis trūkumas yra bloga energinė skyra (pvz., detektuojant šiluminius neutronus, kambario temperatūroje energinė skyra yra maždaug 40 %, o skysto azoto temperatūroje – maždaug 20 %). Kai yra naudojami stikliniai scintiliatoriai, tada energinė skyra detektuojant šiluminius neutronus būna nuo 13 % iki 30 %. Kadangi stiklinių scintiliatorių šviesos išeiga (t. y. blyksnio fotonų skaičius) yra maža, tai detektoriaus impulso amplitudė taip pat yra maža. Todėl šie scintiliatoriai nėra naudojami neutronų spektroskopijoje, o yra naudojami tik neutronų skaitikliuose.

Kaip minėta aptariant dujinius proporcinguosius neutronų detektorius, "naudinguosius" detektoriaus impulsus (kurie atsiranda, pvz., dėl (12.6.1) reakcijos) galima atskirti nuo impulsu, kuriuos sukelia gama kvantai, pagal impulsu amplitudes; gama spinduliuotė pasireiškia mažesnės amplitudės impulsais. Tačiau kietame scintiliatoriuje gama kvantai praranda daug didesnę savo energijos dali negu proporcingojo detektoriaus dujose. Didelė dalis gama kvantu gali būti ir pilnai sugerti (dėl fotoefekto). Todėl gama kvantai sąlygoja palyginti didelės amplitudės impulsus. Kitas veiksnys, kuris apsunkina gama spinduliuotės fono pašalinimą, yra tas, kad stiklinio scintiliatoriaus šviesos išeiga stipriai priklauso ne tik nuo detektuojamų dalelės energijos nuostolių scintiliatoriuje, bet ir nuo dalelių rūšies. Detektuojant elektronus, šviesos išeiga yra kelis kartus didesnė negu detektuojant tritonus ir α daleles (t. v. (12.6.1) reakcijos antrines daleles), jeigu visais atvejais minėtieji energijos nuostoliai yra vienodi. Kadangi gama spinduliuotė kuria greituosius elektronus, tai, sugėrus gama kvanta, šviesos išeiga yra tokia pati kaip sustabdžius tokios pačios energijos elektrona (t. y. kelis kartus didesnė negu sustabdžius tokios pačios energijos α dalelę). Dėl šių ypatybių stiklinio scintiliatoriaus šviesos išeiga sugėrus 4,78 MeV energijos tritoną ir α dalelę yra maždaug tokia pati kaip sugėrus 1,2 MeV energijos gama kvantą. T. y. tokios energijos gama kvanto visiškosios sugerties įvykių neįmanoma atskirti nuo (12.6.1) reakcijos įvykių. Šį stiklinių scintiliatorių trūkumą galima pašalinti pasinaudojus tuo, kad iš stiklinio scintiliatoriaus nesunku pagaminti šviesolaidi, kurio skersmuo būtų kelis kartus didesnis už α dalelės ir tritono siekių scintiliatoriuje sumą (tie siekiai, atitinkantys (12.6.1) energijas, yra atitinkamai 7 µm ir 40 µm), tačiau daug mažesnis už greitojo elektrono, atsiradusio dėl gama spinduliuotės, siekį (> 1 mm). Kadangi tik maža dalis tu elektronų juda išilgai šviesolaidžio ašies, tai dauguma jų išeina iš šviesolaidžio, perdavę scintiliatoriaus medžiagai tik mažą dalį savo energijos. Tuo tarpu (12.6.1) reakcijos antrinės dalelės dažniausiai yra pilnai sustabdomos šviesolaidžio viduje. Todėl, naudojant šviesolaidžius, pavyksta žymiai padidinti gama spinduliuotės ir neutronų sąlygotų impulsų amplitudžių skirtumą. Optimalus šviesolaidžio skersmuo vra maždaug 100 µm.

Dar vienas būdas, kuriuo yra taikoma (12.6.1) reakcija matuojant greitųjų neutronų energijas, vra pavaizduotas 12.11 pav. Plonas sluoksnis (folija), pagamintas iš ličio fluorido (LiF) arba kitos medžiagos, į kurios sudėtį įeina ⁶Li, yra patalpintas tarp dviejų puslaidininkinių detektorių. Jeigu krintančiojo neutrono energija vra daug mažesnė už antrinių dalelių (tritono ir α dalelės) energijų sumą, tada iš impulso tvermės dėsnio išplaukia, kad abi antrinės dalelės juda beveik priešingomis kryptimis. Todėl tas dvi dalelės detektuoja skirtingi detektoriai. Šis faktas vra panaudojamas pašalinant fona, t. y. išskiriant įvykius, atitinkančius (12.6.1) reakciją. Tam abu detektoriai prijungiami prie sutapčių įrenginio. To įrenginio išėjime impulsas atsiranda tik tada, kai abu detektoriai vienu metu generuoja impulsą. Kadangi tikimybė, kad į abu detektorius vienu metu pataikys dvi nepriklausomos dalelės, yra maža, tai galima teigti, kad tokie impulsai atsiranda tik tada, kai į darbinę medžiagą pataiko neutronas ir sukelia (12.6.1) reakciją. Visi kiti detektorių impulsai nėra skaičiuojami, nes jie nesutampa laike. Šiuo atveju pilnutinę reakcijos produktų energiją galima išmatuoti sudėjus abiejų detektorių impulsų amplitudes: tada gaunama impulso amplitudė, kuri atitiktų tos pačios energijos sugertį viename detektoriuje. Neutrono energija gaunama, kai iš tos energijos atimama reakcijos šiluma (4.78 MeV). Paklaidos atsiranda dėl to, kad tritonas ir α dalelė dali energijos praranda minėtoje folijoje (o ne detektoriaus darbinėje medžiagoje). Taigi, išmatuotoji energija yra mažesnė už tikrąją. Šis sumažėjimas yra ypač ryškus, kai abi antrinės dalelės juda beveik lygiagrečiai folijos plokštumai, nes tada tos dalelės nueina didžiausią kelią folijoje ir netenka daugiausiai energijos prieš pataikydamos i detektoriu. Kad sumažinti tokiu ivykiu santykine dali visame registruojamu ivykiu skaičiuje, reikia mažinti folijos storį arba didinti atstumą tarp detektorių, tačiau tada mažėja detektavimo efektyvumas.



12.11 pav. "Sluoksnainio" tipo Li spektrometro elementai. Jeigu reakciją sukelia šiluminis neutronas, tada reakcijos produktai visada išlekia priešingomis kryptimis. Jeigu neutronas yra greitasis, tada tritonas ir alfa dalelė turės pilnutinį impulsą neutrono judėjimo kryptimi. Jeigu abi antrinės dalelės pataiko į vieną detektorių, tada nėra sutapties ir tokie įvykiai nėra detektuojami

Didėjant krintančiojo neutrono energijai, kampas tarp reakcijos produktų judėjimo krypčių mažėja (nes didėja reakcijos produktų impulso komponentė, kuri atitinka neutrono judėjimo kryptį). Jeigu neutrono energija nėra daug mažesnė už reakcijos šilumą (4,78 MeV), tada, kaip parodyta <u>12.11 pav.</u>, po kai kurių reakcijos įvykių abi antrinės dalelės gali pataikyti į vieną detektorių. Tokie įvykiai nėra registruojami. Todėl tokio spektrometro efektyvumas mažėja didėjant neutronų energijai.

Kadangi ³He yra inertinės dujos, tai didžioji dauguma detektorių, kuriuose taikoma reakcija ³He(n,p), yra dujiniai: proporcingieji detektoriai, jonizacijos kameros arba dujiniai blyksimieji detektoriai.

12.7. Detektoriai, kurie veikia greitųjų neutronų sklaidos pagrindu

Dažniausiai taikomas greitųjų neutronų detektavimo metodas remiasi neutronų tampriąja sklaida lengvaisiais branduoliais. Tampriosios sąveikos įvykio metu krintančiojo neutrono kinetinės energijos dalis yra perduodama taikinio branduoliui. Tokiu būdu atsiranda *atatrankos branduolys*. Kadangi atatrankos branduolys yra sunkioji elektringoji dalelė, tai jo sąveika su medžiaga yra tokia pati kaip, pvz., α dalelės. T. y. atatrankos branduolys perduoda savo energiją medžiagai dėl jonizacinių energijos nuostolių, susidarant jonų poroms. Siekiant palengvinti tos energijos matavimą, reikia naudoti taikinius, kurių atatrankos energija didžiausia, t. y. lengviausius branduolius. Dažniausiai naudojami vandenilio branduoliai, t. y. protonai (¹H). Neutronų detektoriai, kurių veikimas remiasi šia sąveika, yra kartais vadinami *protonų atatrankos detektoriais*.

12.7.1. Neutrono tampriosios sklaidos kinematika

Jeigu krintančiojo neutrono kinetinė energija E_n nėra reliatyvistinė ($E_n \leq 939$ MeV), tada iš energijos ir impulso tvermės dėsnių išplaukia tokia atatrankos energijos išraiška:



12.12 pav. Neutrono tampriosios sklaidos diagramos masių centro ir laboratorinėje atskaitos sistemose (laboratorinėje sistemoje taikinio branduolys iš pradžių nejuda)

$$E_{\rm at} = E_{\rm n} \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos\Theta), \qquad (12.7.1)$$

čia A yra taikinio branduolio masės skaičius, o Θ yra sklaidos kampas masių centro sistemoje (žr. <u>12.12 pav.</u>, kairioji vektorinė diagrama). Atatrankos kampą θ laboratorinėje atskaitos sistemoje apibrėšime kaip kampą tarp krintančiojo neutrono judėjimo krypties ir atatrankos branduolio judėjimo krypties (žr. <u>12.12 pav.</u>, dešinioji diagrama). Jeigu taikinio branduolys iš pradžių nejuda, tada

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{1 - \cos\Theta}{2}} \,. \tag{12.7.2}$$

Iš (12.7.1) ir (12.7.2) išplaukia:

$$E_{\rm at} = E_{\rm n} \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta \,. \tag{12.7.3}$$

Matome, kad atatrankos energija vienareikšmiškai susijusi su atatrankos kampu. Didžiausia galima atatrankos energija atitinka $\theta = 0$ (centrinis smūgis):

$$E_{\rm at}\Big|_{\rm max} = E_{\rm n} \frac{4A}{\left(1+A\right)^2} \,.$$
 (12.7.4)

Akivaizdu, kad centrinio smūgio metu taikinio branduoliui perduota neutrono energijos santykinė dalis (t. y. reiškinys $4A / (1 + A)^2$) didėja mažėjant A. Iš čia aišku, kodėl dažniausiai naudojami atatrankos detektoriai, kuriuose taikinio branduoliai yra protonai. Tada A = 1 ir $E_{at}|_{max} = E_n$, t. y. centrinio smūgio metu neutronas perduoda protonui visą savo kinetinę energiją.

12.7.2. Atatrankos branduolių energijos skirstinys

Kadangi detektoriaus impulso amplitudė yra tiesiog proporcinga atatrankos branduolio kinetinei energijai, tai impulsų amplitudžių spektro forma atspindi atatrankos branduolių energijos skirstinio formą. Kadangi atatrankos branduolio energija vienareikšmiškai susijusi su sklaidos kampu Θ (žr. (12.7.1)), tai energijos skirstinys vienareikšmiškai susijęs su sklaidos kampo skirstiniu. Iš diferencialinio sklaidos skerspjūvio $\sigma(\Theta)$ apibrėžties išplaukia, kad, padauginus $\sigma(\Theta)$ iš nykstamojo erdvinio kampo d Ω ir padalijus iš pilnutinio sklaidos skerspjūvio σ_s , gaunama tikimybė, kad neutronas bus išsklaidytas į erdvinį kampą d Ω . Norint gauti tikimybę, kad neutronas bus išsklaidytas į kampo Θ verčių intervalą d Θ , reikia erdvinio kampo elementą d Ω apibrėžti taip, kad jis atitiktų žiedinį sferos segmentą, kurio kampinis plotis d Θ . Tada

$$\mathrm{d}\Omega = 2\pi\sin\Theta\mathrm{d}\Theta\,.\tag{12.7.5}$$

Vadinasi,

$$P(\Theta)d\Theta = 2\pi \sin \Theta d\Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_{\rm s}}, \qquad (12.7.6)$$

čia $P(\Theta)$ yra kampo Θ tikimybės tankis. Kadangi $P(\Theta)d\Theta = P(E_{at})dE_{at}$, kur $P(E_{at})$ yra branduolio atatrankos energijos tikimybės tankis, tai

$$P(E_{\rm at}) = 2\pi \sin \Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_{\rm s}} \cdot \frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}E_{\rm at}}, \qquad (12.7.7)$$

Išreiškę išvestinę d Θ / d E_{at} iš (12.7.1) ir įrašę į (12.7.7), gauname:

$$P(E_{\rm at}) = \frac{(1+A)^2}{A} \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_{\rm s}} \cdot \frac{\pi}{E_{\rm n}}.$$
 (12.7.8)

Vadinasi, atatrankos energijos tikimybės tankio priklausomybė nuo atatrankos energijos yra tokios pačios formos kaip sklaidos skerspjūvio priklausomybė nuo sklaidos kampo Θ masių centro atskaitos sistemoje (visi kiti daugikliai, kurie yra (12.7.8) reiškinyje, yra konstantos). Daugumai taikinio branduolių $\sigma(\Theta)$ turi maksimumus ties didžiausiu ir mažiausiu sklaidos kampais (t. y. ties $\Theta = 0^{\circ}$ ir ties $\Theta = 180^{\circ}$). Tačiau, jeigu taikinio branduolys yra protonas, o neutronų energija yra mažesnė už 10 MeV, tada masių centro sistemoje sklaida yra praktiškai izotropinė. Tai reiškia, kad $\sigma(\Theta)$ nepriklauso nuo kampo Θ ir yra lygus konstantai $\sigma_s / (4\pi)$. Iš (12.7.8) išplaukia, kad tada ir atatrankos energijos tikimybės tankis yra konstanta:

$$P(E_{\rm at}) = \frac{1}{E_{\rm at}} = \frac{(1+A)^2}{4A} \cdot \frac{1}{E_{\rm n}} = \frac{1}{E_{\rm n}}$$
(12.7.9)

(paskutinioji lygybė galioja, kai A = 1, t. y. kai neutronus sklaido protonai). Vadinasi, šiuo atveju protono atatrankos energijos pasiskirstymas yra stačiakampis, o jo kraštai atitinka nulinę energiją ir visą krintančiojo neutrono energiją (žr. <u>12.13 pav.</u>). Tokios pačios formos turėtų būti ir idealiojo protonų atatrankos detektoriaus atsako funkcija. Tačiau, kaip bus parodyta toliau, egzistuoja keli veiksniai, dėl kurių atsako funkcija nėra tokios paprastos formos.



12.13 pav. Atatrankos protonų energijos skirstinys (tikimybės tankis), kai $E_n < 10$ MeV

12.7.3. Atatrankos branduolių detektoriaus savitasis efektyvumas

Jeigu yra žinomas neutronų tampriosios sklaidos skerspjūvis σ_s ir jeigu neutronus tampriai sklaido tik vienos rūšies branduoliai, tada detektoriaus, kuris veikia neutronų tampriosios sklaidos pagrindu, efektyvumą galima apskaičiuoti pagal formulę

$$\varepsilon = 1 - \exp(-N\sigma_{\rm s}d), \qquad (12.7.10)$$

čia N yra taikinio branduolių koncentracija, o d yra darbinės medžiagos sluoksnio storis, išmatuotas išilgai tiesės, kuri lygiagreti pradinei neutronų judėjimo krypčiai. Protonų atatrankos detektoriuose

kartu su vandenilio branduoliais dažnai būna ir daug anglies (¹²C) branduolių, kurie taip pat gali tampriai sklaidyti neutronus. Jeigu detektorius detektuotų visus tampriosios sklaidos įvykius (ir ¹H branduoliais, ir ¹²C branduoliais), tada vienintelis pakeitimas (12.7.10) formulėje būtų tas, kad vietoj reiškinio $N\sigma_s$ reikėtų naudoti reiškinį $N_H\sigma_H + N_C\sigma_C$, kur indeksai "H" ir "C" atitinka protonus ir anglies branduolius (¹²C). Tačiau iš tikro yra detektuojama tik sklaida protonais. Tokių sklaidos įvykių santykinė dalis visame sklaidos įvykių skaičiuje yra $N_H\sigma_H / (N_H\sigma_H + N_C\sigma_C)$. Todėl savitasis efektyvumas turi būti skaičiuojamas šitaip:

$$\varepsilon = \frac{N_{\rm H}\sigma_{\rm H}}{N_{\rm H}\sigma_{\rm H} + N_{\rm C}\sigma_{\rm C}} \left\{ 1 - \exp[-(N_{\rm H}\sigma_{\rm H} + N_{\rm C}\sigma_{\rm C})d] \right\}.$$
(12.7.11)

Ši efektyvumo išraiška išplaukia iš prielaidos, kad neutronas negali būti detektuotas po to, kai jį išsklaidė anglies branduolys (t. y. išsklaidytieji neutronai yra "prarandami"). Didėjant neutrono energijai, tampriosios sklaidos skerspjūvis mažėja. Kintant neutrono energijai nuo 2 keV iki 20 MeV, $\sigma_{\rm H}$ sumažėja nuo 20 b iki 0,5 b, o $\sigma_{\rm C}$ sumažėja nuo 5 b iki 1 b (be to, ¹²C atveju neutrono energijų intervale nuo 2 MeV iki 20 MeV yra keletas rezonansų, t. y. priklausomybė $\sigma_{\rm C}(E_{\rm n})$ turi kelias smailes).

12.7.4. Protonų atatrankos scintiliatoriai

Paprasčiausias būdas panaudoti protonų atatranką dėl neutronų tampriosios sklaidos yra toks: naudojamas blyksimasis detektorius, kurio scintiliatoriuje yra daug vandenilio (dujiniai proporcingieji skaitikliai šiuo atveju naudojami rečiau dėl daug mažesnio efektyvumo, todėl jie nebus aptariami). Kadangi atatrankos protonų siekis scintiliatoriaus medžiagoje dažniausiai yra daug mažesnis už scintiliatoriaus matmenis, tai jie toje medžiagoje praranda visą energiją. Kadangi ta energija yra pasiskirsčiusi taip, kaip parodyta <u>12.13 pav.</u>, tai maždaug tokio paties pavidalo turėtų būti ir blyksimojo detektoriaus atsako funkcija.

Pasirenkant scintiliatorių, reikia atsižvelgti į kelis veiksnius:

1. <u>Šviesos išeiga</u>, t. y. vidutinis blyksnio fotonų skaičius. Tarp organinių scintiliatorių didžiausia šviesos išeiga yra būdinga antracenui ($C_{14}H_{10}$) ir stilbenui ($C_{14}H_{12}$). Kadangi šie scintiliatoriai yra kristalai, tai jiems yra būdinga tam tikra anizotropija, t. y. jų šviesos išeiga priklauso nuo kampo tarp elektringosios dalelės trajektorijos ir pagrindinės kristalo ašies. Plastikiniai ir skystieji organiniai scintiliatoriai neturi šio trūkumo; be to, jie yra pigesni.

2. <u>Atsako tiesiškumas</u>, t. y. šviesos išeigos priklausomybės nuo atatrankos protono energijos pavidalas. Idealiuoju atveju ši priklausomybė turėtų būti tiesinė, tačiau iš tikro taip nėra: didėjant protono energijai, šviesos išeiga didėja greičiau negu tiesiškai. Šis netiesiškumas yra ypač ryškus plastikiniuose scintiliatoriuose.

3. <u>Scintiliatoriaus dydis</u>. Iš detektoriaus efektyvumo išraiškos (12.7.11) išplaukia, kad didinant scintiliatoriaus matmenis (*d*), detektoriaus efektyvumas didėja. Taigi, šia prasme parankiau naudoti didelį scintiliatorių. Pvz., jeigu scintiliatoriaus storis neutronų judėjimo kryptimi yra 5 cm, o neutronų energija mažesnė už 3 MeV, tada neutronų tampriosios sąveikos tikimybė yra didesnė už 40 %. Tačiau, didėjant scintiliatoriui, didėja ir jo efektyvumas detektuojant gama spinduliuotę. Kadangi neutronų detektorių panaudojimo sąlygomis dažnai būna didelis gama spinduliuotės fonas, tai yra pageidautina, kad detektorius būtų kuo mažiau jautrus gama spinduliuotei. Šia prasme yra naudingiau naudoti scintiliatorius, kurių matmenys yra daug mažesni už vidutinį atstumą, kurį gama kvantas nueina scintiliatoriaus medžiagoje iki sklaidos arba sugerties įvykio.

Jeigu protonų atatrankos detektorius yra naudojamas matuojant neutronų energijos spektrą, tada atsiranda dar du svarbūs detektoriaus parametrai, kurie priklauso nuo scintiliatoriaus matmenų:

1) detektoriaus energinė skyra,

2) detektoriaus atsako funkcijos paprastumas.

Energinė skyra priklauso nuo scintiliatoriaus dydžio, nes šviesos surinkimo našumas (kitaip sakant, santykinė dalis atsiradusių blyksnio fotonų, kurie pataiko į fotodaugintuvą) priklauso nuo tų fotonų atsiradimo taško. Kadangi tas taškas yra atsitiktinis, tai ši priklausomybė pablogina energinę skyrą: net ir esant vienodam blyksnio fotonų skaičiui, fotodaugintuvo išėjimo impulso amplitudė priklausys nuo to, kurioje scintiliatoriaus vietoje tie fotonai atsirado, t. y. padidės impulso amplitudžių statistinės fliuktuacijos. Šis efektas labiau pasireiškia didelių matmenų scintiliatoriuose. Todėl mažesnių

scintiliatorių energinė skyra būna geresnė (t. y. mažesnė). Be to, dideliuose scintiliatoriuose krintantysis neutronas gali būti išsklaidytas kelis kartus. Scintiliatoriaus medžiagai perduoto energijos kiekio skirstinys yra paprasto stačiakampio formos (žr. <u>12.13 pav.</u>) tik tada, kai neutronas yra išsklaidomas vieną kartą. Jeigu yra galima daugkartinė neutronų sklaida, tada atsako funkcija tampa sudėtingesnė ir sunkiau prognozuojama. Kad pagal detektoriaus impulsų amplitudžių pasiskirstymą būtų galima nustatyti neutronų energijos skirstinį, detektoriaus atsako funkcija turi būti tiksliai žinoma. Todėl reikia mažinti daugkartinės neutrono sklaidos tikimybę, t. y. mažinti scintiliatoriaus matmenis.

12.7.5. Protonų atatrankos scintiliatorių amplitudinės atsako funkcijos

Bendroji detektoriaus impulsų amplitudžių spektro išraiška:

$$g(H) = \int_{0}^{\infty} f(E)a(H;E)dE , \qquad (12.7.12)$$

čia f(E) yra tikrasis detektuojamų dalelių (aptariamuoju atveju – neutronų) energijos spektras, o a(H; E) yra normuotas į vienetą detektoriaus impulsų amplitudžių spektras, atitinkantis tiksliai apibrėžtą tų dalelių energiją E (t. y. detektoriaus **amplitudinė atsako funkcija**). Idealiojo detektoriaus atveju a(H; E) yra Dirako delta funkcija su maksimumu taške H_0 :

$$u(H;E) = \delta(H - H_0(E)). \qquad (12.7.13)$$

Įrašius (12.7.13) į (12.7.12) ir pasinaudojus delta funkcijos savybėmis, gaunama tokia spektro išraiška:

$$g(H) = \frac{dE}{dH} f(E(H)).$$
 (12.7.14)

Vadinasi, jeigu $E = \text{const} \cdot H_0$, tada

$$g(H) = \operatorname{const} \cdot f(E(H)), \qquad (12.7.15)$$

t. y. šiuo idealiuoju atveju impulsų amplitudžių spektras yra tiksliai tokios pačios formos, kaip krintančiųjų dalelių energijos spektras. Anksčiau nagrinėtų α ir gama spektrometrų atsako funkcija, tinkamai parinkus matavimo sąlygas, yra sudaryta iš vienos smailės, kurios centroidė (H_0) proporcinga krintančiųjų dalelių energijai (E). Taigi, šiuo atveju detektoriaus "neidealumas" pasireiškia baigtiniu smailės pločiu. Tačiau, jeigu tos smailės plotis yra pakankamai mažas, tada amplitudžių spektro forma yra artima tai, kuri būti gauta, jeigu detektoriaus atsako funkcija būtų be galo siaura (t. y. Dirako delta funkcija). Todėl tokių spektrometrų impulsų amplitudžių spektro pavidalas yra artimas matuojamo dalelių energijos spektro pavidalui. Tuo tarpu neutronų spektrometro, kurio veikimas remiasi protonų atatrankos reiškiniu, atsako funkcija labai skiriasi nuo delta funkcijos: to spektrometro atsako funkcija yra stačiakampis, kurio vienas kraštas yra ties nuline amplitude (žr. 12.13 pav.). Todėl net ir idealiomis matavimo salygomis tokio spektrometro impulsu amplitudžiu spektras nėra panašus į neutronų energijos spektra. Pvz., tame impulsų amplitudžių spektre nėra smailių; spektras yra monotoniškai mažėjanti impulso amplitudės funkcija. Jeigu krinta kelių atskirų energijų neutronai, tada mažėjimas yra "laiptinis"; kiekvienas "laiptelis" yra ties viena iš tų energijų. Tačiau tokį spektrą palyginti paprasta transformuoti į spektrą, kuris proporcingas tikrajam neutronų energijos spektrui. Tam reikia pasinaudoti tuo, kad Dirako funkcija yra lygi vienetinio šuolio funkcijos išvestinei:

$$\delta(H - H_0) \equiv \frac{\mathrm{d}s(H - H_0)}{\mathrm{d}H}, \qquad s(H - H_0) \equiv \begin{cases} 0, & \mathrm{kai} \ H < H_0; \\ 1, & \mathrm{kai} \ H \ge H_0. \end{cases}$$
(12.7.16)

Kaip minėta, idealiojo protonų atatrankos detektoriaus atsako funkcija yra neigiamo šuolio pavidalo, t. y.

$$a(H;E) \sim \frac{1}{E} [1 - s(H - H_0(E))].$$
 (12.7.17)

Vadinasi, pagal (12.7.16),

$$\frac{da}{dH} \sim -\frac{\delta(H - H_0(E))}{E}$$
. (12.7.18)

Diferencijavę bendrąją amplitudžių spektro išraišką (12.7.12) impulso amplitudės H atžvilgiu ir atsižvelgę į (12.7.18), gauname:

$$\frac{\mathrm{d}g}{\mathrm{d}H} = \int_{0}^{\infty} f(E) \frac{\mathrm{d}a(H;E)}{\mathrm{d}H} \mathrm{d}E \sim -\int_{0}^{\infty} f(E) \frac{\delta(H-H_0(E))}{E} \mathrm{d}E \sim \frac{f(E(H))}{E(H)}.$$
(12.7.19)

Taigi, siekiant gauti neutronų energijos spektrą f(E), užtenka diferencijuoti protonų atatrankos detektoriaus impulsų amplitudžių spektrą g(H) ir paskui tą išvestinę padauginti iš daugiklio, kuris proporcingas E(H). Tačiau taip yra tik paprasčiausiu atveju, kai detektoriaus atsako funkcija yra stačiakampio pavidalo (žr. <u>12.13 pav.</u>). Jeigu atsako funkcija yra sudėtingesnės formos, tada, apskaičiuojant tikrąjį neutronų energijos spektrą f(E) pagal išmatuotąjį detektoriaus impulsų amplitudžių spektrą g(H), reikia taikyti sudėtingus matematinius algoritmus. Šio uždavinio sprendimo sudėtingumas yra susijęs su tuo, kad nežinomoji funkcija f(E) yra po integralo ženklo (žr. <u>(12.7.12)</u>), t. y. reikia spręsti integralinę lygtį. Kad išspręsti šį uždavinį, reikia iš anksto tiksliai žinoti detektoriaus atsako funkciją a(H; E). Todėl toliau bus aptarti veiksniai, kurie lemia protonų atatrankos detektoriaus atsako funkcijos nuokrypį nuo idealaus stačiakampio.

a. Scintiliatoriaus šviesos išeigos netiesinė priklausomybė nuo scintiliatoriuje sugertos energijos

Daugelio organinių scintiliatorių šviesos išeiga (taigi, ir fotodaugintuvo impulso amplitudė) yra apytiksliai nusakoma reiškiniu

$$H = kE^{3/2}. (12.7.20)$$

(žr. <u>12.14a pav.</u>). Remiantis bendrąja diferencialinio impulsų amplitudžių spektro apibrėžtimi (impulsų skaičius, atitinkantis vienetinį amplitudžių intervalą), iš (<u>12.7.20</u>) gaunama tokia amplitudžių spektro išraiška:

$$\frac{dN}{dH} = \frac{dN/dE}{dH/dE} = \frac{\text{const}}{\frac{3}{2}kE^{1/2}} = k'H^{-1/3},$$
(12.7.21)

čia pasinaudota tuo, kad impulsų skaičius, atitinkantis vienetinį atatrankos protono energijos intervalą (t. y. išvestinė dN/dE), yra konstanta (žr. (12.7.9)). Taigi, dėl šviesos išeigos netiesiškumo, kurį nusako (12.7.20) reiškinys, stačiakampė atsako funkcija yra deformuojama ir virsta atsako funkcija, kuri pavaizduota 12.14d pav.



12.14 pav. (a) Tipiško organinio scintiliatoriaus impulso amplitudės priklausomybė nuo protono energijos. Dėl šio netiesiškumo stačiakampė atsako funkcija, kuri pavaizduota (c) grafike, yra deformuojama ir virsta atsako funkcija, kuri pavaizduota (d) grafike

b. Pakraščio efektas (angl. edge effect)

Jeigu scintiliatorius yra mažas arba neutronų energija yra labai didelė, tada didelė dalis atatrankos protonų išlekia iš scintiliatoriaus. Tada protonas scintiliatoriaus medžiagai perduoda tik dalį savo energijos ir atsiranda mažesnės amplitudės impulsas. Taigi, dėl šio reiškinio padaugėja mažos amplitudės impulsų ir tiek pat sumažėja skaičius didelės amplitudės impulsų. Vadinasi, atsako funkcijos, kuri pavaizduota <u>12.14d pav.</u>, polinkis (mažėjimo sparta) tampa dar didesnis.

c. Daugkartinė neutronų sklaida

Jeigu scintiliatorius yra didelis, tada neutronas scintiliatoriuje gali būti išsklaidytas du arba daugiau kartų. Kadangi visi šie sklaidos įvykiai įvyksta per laiką, kuris yra daug mažesnis už impulso formavimo trukmę, tai regimosios šviesos fotonai, atsiradę dėl kiekvieno atatrankos protono, susideda į vieną blyksnį. Vadinasi, detektoriaus impulso amplitudė yra proporcinga visų atatrankos protonų energijų sumai. Taigi, dėl šio reiškinio padaugėja didelės amplitudės impulsų ir tiek pat sumažėja skaičius mažos amplitudės impulsų (t. y. atsako funkcijos, kuri pavaizduota <u>12.14d pav.</u>, polinkis tampa mažesnis).

d. Neutronų sklaida anglies branduoliais

Visuose organiniuose scintiliatoriuose kartu su vandenilio atomais yra daug anglies atomų. Nors anglies branduoliai taip pat tampriai sklaido neutronus, tačiau atatrankos anglies branduoliai beveik nėra detektuojami, nes sąlygoja labai mažos amplitudės impulsus. Taip yra dėl dviejų priežasčių:

1) kadangi anglies branduolio masės skaičius A = 12, tai didžiausioji anglies branduolio atatrankos energija yra maždaug 3,5 karto mažesnė negu didžiausioji atatrankos protono energija (žr. (12.7.4) formulę);

2) scintiliatoriaus šviesos išeiga, atitinkanti duotąją scintiliatoriaus medžiagai perduotos energijos vertę, mažėja didėjant stabdomos dalelės ilginei stabdymo gebai (dE/dx). Žinome, kad $dE/dx \sim z^2 / v^2$, kur z yra elektringosios dalelės krūvio skaičius, o v yra jos greitis. Kadangi anglies branduolio greičio kvadratas yra 12 kartų mažesnis negu tos pačios energijos atatrankos protono greičio kvadratasmasės), o krūvio kvadratas yra 36, tai anglies branduolio ilginė stabdymo geba $36 \cdot 12 = 432$ kartus didesnė negu tos pačios energijos atatrankos protono.

Tačiau sklaida anglies branduoliais vis tiek turi gana žymią įtaką detektoriaus atsako funkcijai, nes neutroną, kurį išsklaidė anglies branduolys, paskui gali išsklaidyti protonas. Kadangi, vykstant sklaidai anglies branduoliu, neutronas gali netekti nuo 0 iki 28 % savo pradinės energijos (žr. <u>(12.7.4)</u>), tai tuo atveju, kai prieš sklaidą protonu neutronas yra išsklaidomas anglies branduoliu, atatrankos protonų energijos spektras yra suma visų galimų spektrų, kurie atitinka neutrono energijas nuo 0,72 E_n iki E_n . Žinome, kad, esant fiksuotai neutronų energijai, atatrankos protonų energijos spektras yra stačiakampis, kurio dešinysis kraštas yra ties neutrono energija. Tokių stačiakampių spektrų, atitinkančių visas neutrono energijas nuo 0,72 E_n iki E_n , sanklota yra pavaizduota <u>12.15b pav</u>. Taigi, sklaida anglies branduoliais pasireiškia tuo, kad sumažėja atatrankos protonų su energijomis nuo 0,72 E_n iki E_n skaičius ir atitinkamai padidėja protonų su energijomis nuo 0 iki 0,72 E_n skaičius.

e. Detektoriaus energinė skyra

Iki šiol buvo aptariamas detektorius, kurio energinė skyra yra lygi nuliui. Realių detektorių energinė skyra yra baigtinė ir priklauso nuo šviesos surinkimo netolygumo (žr. <u>12.7.4 skirsnis</u>), fotoelektronų kūrimo vyksmo statistinių dėsningumų ir kitų triukšmo šaltinių. Šie veiksniai sąlygoja impulsų amplitudžių statistines fliuktuacijas, dėl kurių yra "užapvalinami" aštrūs kampai, kurie matomi idealizuotose atsako funkcijose, pavaizduotose <u>12.15a,b pav.</u> Pvz., vietoj stačiakampio pasiskirstymo yra gaunamas pasiskirstymas, kuris pavaizduotas <u>12.15c pav.</u> Kai vienu metu pasireiškia visi minėtieji veiksniai, spektras yra toks kaip parodyta <u>12.16 pav.</u>



12.16 pav. Išmatuotas stilbeno ($C_{14}H_{12}$) impulsų amplitudžių spektras, kai krintančiųjų neutronų energija yra 2,6 MeV. Stilbeno kristalas cilindro formos, 2,54 cm \times 2,54 cm

12.7.6. Protonų atatrankos "teleskopai"

Kadangi įprastiniai (blyksimieji arba dujiniai) atatrankos protonų spektrometrai matuoja visų tampriosios sklaidos įvykių metu atsiradusių protonų energijas, o tos energijos yra pasiskirsčiusios plačiame energijos intervale (nuo 0 iki neutrono energijos), tai atsako funkcija yra didelio pločio (pvz., žr. <u>12.16 pav.</u>) Kaip minėta, tokios formos atsako funkcija komplikuoja neutronų energijos spektro analizę. Atsako funkcijos formą galima būtų priartinti prie siauros smailės formos (ir tuo pačiu pasiekti, kad detektoriaus impulsų amplitudžių spektro forma atitiktų neutronų energijos spektro pavidalą), jeigu pavyktų pasiekti, kad detektorius matuotų ne visų atatrankos protonų energijas, o tik tų, kurie išlekia apibrėžtu kampu θ atžvilgiu pradinės neutronų judėjimo krypties. Taip yra todėl, kad

$$E_{\rm at} \sim E_{\rm n} \cos^2 \theta \,. \tag{12.7.22}$$

(žr. (12.7.3)). Vadinasi, jeigu iš visų atatrankos protonų pavyktų atrinkti tik tuos, kurie išlekia siaurame kampo θ verčių intervale, tada, kritus apibrėžtos energijos E_n neutronų pluoštui, detektoriaus impulsų amplitudės būtų pasiskirsčiusios siaurame intervale, t. y. detektoriaus atsako funkcija būtų siauros smailės formos. Neutronų detektoriai, kurių veikimas remiasi atatrankos kampo apribojimu, yra vadinami **protonų atatrankos teleskopais**. Tokio įrenginio schema pavaizduota <u>12.17 pav</u>. Visų pirma neutronų pluoštas kolimuojamas (t. y. suformuojamas siauras lygiagretus neutronų pluoštas). Neutronai krinta į ploną sluoksnį (dažniausiai pagamintą iš organinio polimero), kurio storis yra daug mažesnis už mažiausios energijos atatrankos protonų siekį jame. Tas sluoksnis yra vadinamas "spinduoliu" (angl. *radiator*). Kampas θ , kuriuo yra fiksuojami atatrankos protonai, yra apibrėžiamas patalpinant detektorių tam tikru atstumu nuo spinduolio. Spinduolis ir detektoriaus. Dažniausiai naudojama maža kampo θ vertė, nes tada tą pačią neutrono energiją E_n atitinka didesnė protono atatrankos energijas L_at (žr. (12.7.22)) ir todėl sumažėja energijos matavimo santykinė paklaida (dideles protonų energijas yra lengviau tiksliai išmatuoti, negu mažas energijas).

Nors būtų galima naudoti ir vieną detektorių, tačiau, siekiant sumažinti fono dėmenį (kuris, pvz., gali atsirasti dėl kitos rūšies sąveikos įvykių), dažniau naudojami keli detektoriai, kurie prijungti prie sutapčių įrenginio. Pvz., <u>12.17 pav.</u> atveju naudojamas plonas " ΔE detektorius", kuris patalpintas prieš didesnio storio "*E* detektorių". Tokie detektorių pavadinimai atspindi jų paskirtį: ΔE detektorius paskirtis yra impulso generavimas, kai pro jį praeina atatrankos protonas, tačiau tas detektorius turi būti pakankamai plonas, kad pro jį praeitų beveik visų energijų atatrankos protonai. Vadinasi, visi protonai tame detektoriuje turi prarasti tik dalį savo energijos (ΔE). *E* detektoriaus impulsas yra skaičiuojamas tik tada, kai tuo pačiu metu sutapčių įrenginio valdymo įėjime yra ΔE detektoriaus impulsas. Tokiu būdu yra užtikrinama, kad didžioji dauguma visų impulsų atitiks būtent neutronų tampriąją sklaidą (nes labai mažai tikėtina, kad abu detektoriai vienu metu generuos impulsus dėl



12.17 pav. Protonų atatrankos teleskopas

dviejų nepriklausomų sąveikos įvykių juose). Jeigu abiejų detektorių impulso amplitudė yra proporcinga energijos nuostoliams detektoriaus darbinėje medžiagoje ir jeigu to proporcingumo koeficientas yra vienodas abiems detektoriams, tada abiejų detektorių impulsų amplitudžių suma bus proporcinga atatrankos protono energijai.

Pagrindinis protonų atatrankos teleskopo trūkumas yra labai mažas jo savitasis efektyvumas (iš 10⁵ krintančiųjų neutronų registruojamas vidutiniškai tik vienas neutronas). Yra dvi priežastys:

- Mažas spinduolio storis. Šis storis turi būti mažas, kad atatrankos protonai prarastų kuo mažesnę energijos dalį spinduolyje (ši energijos dalis yra atsitiktinė, todėl, kai ji yra didelė, tada pablogėja energinė skyra). Tačiau, mažinant spinduolio storį, mažėja ir neutrono sklaidos jame tikimybė. Pvz., naudojant tokią schemą kaip <u>12.17 pav.</u>, ši tikimybė būna tik 10⁻⁴ – 10⁻³.
- Mažas atatrankos kampų intervalas. Erdvinis kampas, kuriuo matomas detektorius žiūrint iš spinduolio, turi būti pakankamai mažas, nes priešingu atveju taip pat pablogėtų energinė skyra (žr. (12.7.22)).

Vienas iš protonų atatrankos teleskopų privalumų yra tas, kad jų detektavimo efektyvumą galima apskaičiuoti labai tiksliai, nes neutronų tampriosios sklaidos skerspjūvis yra tiksliai žinomas, o detektoriaus erdvinį kampą taip pat galima tiksliai išmatuoti.

Vienas iš būdų padidinti detektavimo efektyvumą yra toks: vietoj ΔE detektoriaus naudojamas detektorius, kurio darbinė medžiaga yra tas pats spinduolis, kuriame vyksta neutronų sklaida. Tada atatrankos protonų energijos nuostolius spinduolyje galima išmatuoti (pagal to detektoriaus impulso amplitudę), todėl tampa nebūtinas reikalavimas, kad tie nuostoliai būtų daug mažesni už pradinę atatrankos protono energiją. Vadinasi, galima naudoti didesnio storio spinduolį ir tuo pačiu padidinti neutrono sklaidos tikimybę, t. y. detektoriaus efektyvumą.

12.7.7. Uždelstųjų sutapčių metodo taikymas greitųjų neutronų spektroskopijoje

Kitas būdas gauti siauros smailės pavidalo detektoriaus atsako funkciją remiasi tuo, kad yra naudojamas didelių matmenų scintiliatorius, kuris gali pilnai sustabdyti (termalizuoti) neutroną, ir iš visų neutronų yra "atrenkami" tik tie, kurie buvo termalizuoti.

Jeigu neutronas buvo termalizuotas, tai reiškia, kad scintiliatoriaus medžiagai perduotas energijos kiekis yra beveik tiksliai lygus pradinei neutrono energijai. Vadinasi, atrinkus tik tokius neutronus, yra pašalinama pagrindinė priežastis, dėl kurios neutronų detektoriaus atsako funkcija nėra smailės pavidalo, o yra plataus (apytiksliai stačiakampio) ištisinio spektro pavidalo: toks spektras gaunamas tada, kai neutronai detektoriaus darbinėje medžiagoje praranda tik dalį savo energijos, ir ta dalis gali būti bet kokia – nuo 0 iki visos energijos. Neutronas gali būti termalizuotas po įvairaus skaičiaus tampriųjų susidūrimų su protonais, priklausomai nuo sklaidos kampų. Pvz., užtenka tik vieno centrinio smūgio, kad neutronas netektų visos energijos, tačiau jeigu po sklaidos įvykio atatrankos protonas išlekia 45° kampu, tada tokio susidūrimo metu neutronas netenka tik pusės energijos ((12.7.3) formulė). Aišku, kad yra be galo daug įvairių sklaidos kampų derinių, todėl tampriųjų susidūrimų skaičius iki termalizacijos gali būti bet koks. Tačiau bet kuriuo atveju visi tie susidūrimai įvyksta per labai trumpą laiką (dažniausiai < 50 ns). Kadangi išėjimo impulso formavimo trukmė yra daug didesnė, tai regimosios šviesos fotonai, atsiradę dėl visų atatrankos protonų stabdant vieną neutroną, "susilieja" į vieną blyksnį, t. y. pasireiškia vienu impulsu, kurio amplitudė nusako pilnutinę tų atatrankos protonų energiją, t. y. pilnutinę krintančiojo neutrono energiją.

Kitas klausimas – kaip "atrinkti" tik tuos neutronus, kurie buvo termalizuoti. Viena iš šiluminių neutronų ypatybių yra ta, kad jie daug lengviau sukelia (12.1.2) reakciją su ¹⁰B branduoliais, negu greitieji neutronai (tai išplaukia iš (12.1.1) dėsnio). Jeigu scintiliatoriuje nebūtų ¹⁰B, tada šiluminį neutroną anksčiau ar vėliau sugertų vandenilio branduolys. Ši reakcija – tai spinduliuojamoji neutrono pagava, kurios metu atsiranda 2,2 MeV energijos gama kvantas. Kadangi gama kvantai silpnai sugeriami medžiagoje, tai dauguma jų išeitų iš scintiliatoriaus. Tačiau, jeigu scintiliatoriuje yra pakankamai daug ¹⁰B branduolių, tada dėl didelio (12.1.2) reakcijos skerspjūvio daugumą šiluminių neutronų sugeria ¹⁰B branduoliai. Šios reakcijos metu susidaro ⁷Li branduolys ir α dalelė, kurių pilnutinė kinetinė energija dažniausiai lygi 2,310 MeV. Tos dvi dalelės sustabdomos labai arti savo atsiradimo vietos. Tada atsiranda kitas regimosios šviesos impulsas, kurio amplitudė yra gana tiksliai apibrėžta (nes atitinka minėtąją tiksliai apibrėžtą reakcijos produktų kinetinę energiją). Vidutinis



12.18 pav. Greitųjų neutronų spektrometro, kuriame "greitąjį" signalą sukelia atatrankos protonai, o uždelstąjį signalą – šiluminių neutronų pagavimas, veikimo principas



12.19 pav. Dviejų impulsų seka, kuri atsiranda, kai krintantysis greitasis neutronas yra sulėtinamas iki šiluminės energijos (t. y. termalizuojamas) ir paskui sukelia branduolinę reakciją ${}^{10}B(n,\alpha)^7Li$

laikas, kuris praėjo nuo neutrono termalizavimo momento iki <u>(12.1.2)</u> reakcijos momento – tai vidutinė šiluminio neutrono difuzijos (gyvavimo) trukmė scintiliatoriuje su boro priemaiša. Ta trukmė yra maždaug 10 μ s.

Taigi, požymis, pagal kurį galima atskirti neutronus, praradusius visą energiją scintiliatoriuje su ¹⁰B priemaiša, yra tas, kad tokie įvykiai pasireiškia dviem impulsais: vienas impulsas atitinka neutrono lėtinimą, o kitas impulsas atitinka (12.1.2) reakcijos įvykį. Pastarasis impulsas yra apibrėžtos amplitudės, o jo vėlinimas pirmojo impulso atžvilgiu taip pat yra apytiksliai pastovus (10 – 20 μ s). Neutronai, kurie praranda tik dalį savo energijos (dėl vieno arba kelių tampriosios sklaidos įvykių), o paskui išeina iš scintiliatoriaus, nesukelia antrojo impulso.

Vadinasi, galimos įvykių sekos yra tokios kaip parodyta <u>12.18 pav.</u> Detektoriaus impulsų seka, kuris atitinka greitojo neutrono termalizavimą, yra pavaizduota <u>12.19 pav.</u> Šį neutronų detektavimo metodą galima priskirti prie vadinamųjų "uždelstųjų sutapčių" metodų, nes yra registruojami tik tokie įvykiai, kurie atitina nevienalaikius impulsus, tarp kurių yra apibrėžtas laiko tarpas (15 skyriuje bus aprašytas kitoks uždelstųjų sutapčių metodas, kuris taikomas matuojant ypač trumpus skilimo pusamžius). Anglų literatūroje šio tipo neutronų spektrometras vadinamas "*capturegated neutron spectrometer*".

Egzistuoja nenulinė tikimybė, kad praėjus $10 - 20 \mu s$ po pirmojo impulso į detektorių pataikys kitas neutronas. Tada gali būti klaidingai nuspręsta, kad pastarojo neutrono sukeltas impulsas atitinka šiluminio neutrono reakciją su ¹⁰B branduoliu (nors iš tikro neutronas, sukėlęs pirmąjį impulsą, galėjo ir nebūti termalizuotas, o išėjo iš scintiliatoriaus). Taigi, atsiranda "klaidinga" sutaptis. Kad gauti

skaičiavimo spartą, kuri atitinka tikrąsias sutaptis, reikia klaidingųjų sutapčių spartą atimti iš pilnutinės spartos. Klaidingų sutapčių dalį visame detektuojamų impulsų skaičiuje nesunku išmatuoti, nes skirtingi neutronai yra nepriklausomi, t. y. antrasis neutronas gali pataikyti bet kuriuo laiko momentu su vienoda tikimybe. Vadinasi, padidinus laukimo intervalą tiek, kad jis taptų daug didesnis už 10 µs, bus registruojamos tik klaidingos sutaptys. Didėjant neutronų skaičiavimo spartai, didėja ir klaidingųjų sutapčių skaičiavimo sparta ir galų gale jos pilnai "paslepia" tikrąsias sutaptis. Tai ir lemia didžiausią praktiškai pasiekiamą skaičiavimo spartą.

Vienas iš šio tipo neutronų spektrometrų privalumų yra tas, kad galima pasiekti daug didesnį detektavimo efektyvumą, negu naudojant protonų atatrankos teleskopus. Kai neutronų energija yra kelių MeV eilės, efektyvumas gali siekti 10 %, o kai neutronų energija yra 10 – 20 MeV, tada efektyvumas yra maždaug 1 %. Tačiau iš išmatuotų spektrų pavyzdžių, kurie pateikti <u>12.20 pav.</u>, yra akivaizdus ir vienas trūkumas: net ir tada, kai neutronai detektoriuje praranda tiksliai apibrėžtą energijos kiekį, smailė yra palyginti plati (t. y. bloga energinė skyra). Taigi, nors atsako funkcija yra smailės pavidalo (o ne ištisinio stačiakampio pasiskirstymo pavidalo), tačiau smailės plotis yra daug didesnis už tą, kurio galima buvo tikėtis. Viena iš šios blogos energinės skyros priežasčių yra scintiliatoriaus šviesos išeigos netiesinė priklausomybė nuo atatrankos protono energijos (šis



12.20 pav. Išmatuoti uždelstųjų sutapčių neutronų spektrometro impulsų amplitudžių spektrai, kai (a) krintančiųjų neutronų energija yra 1,2 MeV, (b) neutronų energija yra 6,7 MeV

netiesiškumas minėtas <u>12.7.5 skirsnyje</u>). Nors visų atatrankos protonų suminė energija yra tiksliai lygi neutrono pradinei energijai, tačiau atatrankos protonų skaičius ir jų energijos gali būti įvairios. Kaip matyti iš impulso amplitudės priklausomybės nuo protono energijos (žr. <u>12.14a pav.</u>), jeigu termalizuojant neutroną atsiranda, pvz., du vienodos energijos protonai, tada kiekvieną iš tų protonų atitinkančių impulsų amplitudžių suma yra mažesnė už amplitudę impulso, kuris atsirastų, jeigu neutronas tą patį energijos kiekį prarastų po vieno susidūrimo. Šį pavyzdį atitinkančios formulės:

• Jeigu neutronas visą savo energiją (E) atiduoda vienam atatrankos protonui, tada impulso amplitudė

$$H = kE^{3/2}.$$
 (12.7.23)

• Jeigu tas pats energijos kiekis *E* yra po lygiai "padalytas" tarp dviejų atatrankos protonų, tada impulso amplitudė yra

$$H' = H_1 + H_2 = 2H_1 = 2k(E/2)^{3/2} = 2^{-1/2}kE^{3/2} = H/\sqrt{2} < H, \qquad (12.7.24)$$

čia H_1 ir H_2 yra kiekvieną atatrankos protoną atitinkančių impulsų amplitudės (kaip minėta, abu tie impulsai susideda, nes jie atsiranda praktiškai vienu metu).

Kadangi skirtingų neutronų termalizavimo įvykiai atitinka skirtingus atatrankos protonų energijų derinius, tai ir impulsų amplitudės yra skirtingos, nors visais atvejais detektoriaus darbinei medžiagai (scintiliatoriui) perduodamas vienodas energijos kiekis. Todėl impulsų amplitudžių spektras yra plačios smailės pavidalo. Didėjant scintiliatoriaus šviesos išeigos netiesiškumui, didėja ir tos smailės plotis (t. y. blogėja energinė skyra). Be to, kaip matyti iš spektro, kuris pavaizduotas <u>12.20b pav.</u>, esant didelėms neutronų energijoms (> 5 MeV), atsiranda papildoma smailė mažų impulsų amplitudžių srityje. Taip yra dėl to, kad, esant didelėms neutronų energijoms, pradeda pasireikšti netamprioji neutronų sklaida anglies branduoliais, kurios metu dalis neutrono kinetinės energijos virsta anglies branduolio sužadinimo energija, o paskui išspinduliuojama gama kvanto pavidalu. Kadangi gama kvantai dažniausiai išeina iš scintiliatoriaus nepraradę energijos (arba praradę tik dalį energijos dėl Komptono sklaidos), tai scintiliatoriuje likęs energijos kiekis tampa mažesnis už pradinę neutrono energiją (nors tas neutronas yra termalizuojamas ir reaguoja su ¹⁰B branduoliu). Atitinkamai padidėja mažos amplitudės impulsų skaičius.

13. Mesbauerio spektroskopijos fizikiniai pagrindai

13.1. Rezonanso sąvoka. Natūralusis linijos plotis

Mesbauerio reiškinys – tai rezonansinė γ kvantų emisija ir sugertis. Čia terminas "rezonansinė" reiškia, kad išspinduliuoto, o paskui sugerto, fotono energija lygi branduolio kvantinio šuolio energijai, t. y. branduolio energijos lygmenų skirtumui.

Šviesos rezonansinė emisija ir sugertis atominėse sistemose žinoma jau daugiau kaip šimtą metų. Šio reiškinio tikslų aprašymą pateikia kvantinė mechanika. Kvantinės mechanikos požiūriu, šviesos spinduliuotė ir sugertis – tai kvantinių šuolių tarp atomo energijos lygmenų pasekmė. Atomų spinduliuotės spektrų linijų dažniai v ir bangos ilgiai λ susiję su atomų kvantinių šuolių energijomis Epagal formulę

$$E = hv = \hbar\omega = h\frac{c}{\lambda}, \qquad (13.1.1)$$

čia $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ J·s yra Planko konstanta, $\hbar = h/(2\pi)$ yra redukuotoji Planko konstanta, o $c = 2.998 \cdot 10^8$ m/s yra šviesos greitis. Atomas gali sugerti tik tuos fotonus, kurių energijos yra lygios kvantinių šuolių energijoms.

Bendrais bruožais, branduolių γ kvantų rezonansinė emisija ir sugertis yra analogiška atomų šviesos rezonansinei emisijai ir sugerčiai: skirtumas yra tik tas, kad fotonai spinduliuojami ir sugeriami ne dėl kvantinių šuolių tarp atomo energijos lygmenų, o dėl kvantinių šuolių tarp branduolio energijos lygmenų. Tačiau fotonų, kuriuos spinduliuoja branduoliai, energija yra daug didesnė už infraraudonosios, regimosios ir ultravioletinės šviesos fotonų, kuriuos spinduliuoja atomai, energiją. Tai reiškia, kad branduolio atatrankos energija, kai branduolys išspinduliuoja arba sugeria γ kvantą, yra daug didesnė už atomo atatrankos energiją, kai atomas išspinduliuoja arba sugeria, pvz., regimosios šviesos fotoną. Atatranka pasireiškia tuo, kad γ kvanto, kurį išspinduliavo branduolys, energija yra mažesnė už kvantinio šuolio energiją. Jeigu šis energijų skirtumas tampa didesnis už spinduliuotės ir sugerties spektrų linijos pločius, tada rezonansas tampa neįmanomas. Regimosios šviesos atveju atomo atatrankos energija visada yra mažesnė už linijos plotį, todėl rezonansas yra įmanomas.

Čia reikėtų išsiaiškinti "spektro linijos pločio" sąvoką. Linijos plotis atspindi fotonų energijos neapibrėžtumą. Yra keletas veiksnių, kurie gali sąlygoti tokį neapibrėžtumą. Vienas iš jų yra tas, kad atomo (arba branduolio) sužadintųjų būsenų energijos nėra tiksliai apibrėžtos. Vaizdžiai kalbant, sužadintieji energijos lygmenys yra "išplitę". Šį "išplitimą" nusako atomo energijos tikimybės tankis P(E). Šį tikimybės tankį galima apskaičiuoti, laikant, kad duotosios sužadintosios būsenos atomų skaičius N mažėja laike eksponentiškai, su laiko konstanta τ , kuri nusako tos būsenos gyvavimo trukmę (t. y. $N = N_0 \exp(-t/\tau)$). Tada gaunama, kad tikimybė aptikti atomą energijos intervale nuo Eiki E + dE yra lygi

$$P(E)dE = \frac{2\Gamma}{\pi} \cdot \frac{1}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2} dE, \qquad (13.1.2)$$

čia konstanta Γ yra lygi

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}, \qquad (13.1.3)$$

o E_0 yra energijos pasiskirstymo centroidė. Tikimybės tankio funkcija P(E) pavaizduota <u>13.1 pav.</u> Tokio pavidalo skirstinys, kurį nusako <u>(13.1.2)</u> formulė, vadinamas *Lorenco skirstiniu* arba *Breito ir Vignerio skirstiniu*. Matome, kad dydžio Γ prasmė – tai energijos pasiskirstymo plotis pusės maksimumo lygyje, kai sistema yra būsenos E_0 . Dydis Γ yra energijos neapibrėžtumo matas. Iš <u>(13.1.3)</u> išplaukia, kad energijos neapibrėžtumas yra atvirkščiai proporcingas duotosios būsenos gyvavimo trukmei: kuo nestabilesnė būsena, tuo platesnis jos energijos pasiskirstymas. Kadangi pagrindinė (mažiausios energijos) būsena yra absoliučiai stabili, tai pagrindinės būsenos energija yra apibrėžta absoliučiai tiksliai ($\Gamma = 0$). Dydis Γ vadinamas *energijos lygmens pločiu*.

Kadangi energijos lygmenys yra išplitę, tai fotonų, kurie spinduliuojami, vykstant kvantiniams šuoliams tarp tų lygmenų, energijos taip pat nėra tiksliai apibrėžtos. T. y. fotonų energiją taip pat galima apibūdinti tam tikru energijos skirstiniu. Jeigu vienintelė fotonų energijos neapibrėžtumo priežastis yra baigtinė sužadintųjų energijos lygmenų gyvavimo trukmė, tada fotonų energijos



13.1 pav. Energijos pasiskirstymas dėl kvantinės būsenos nenuostovumo

pasiskirstymo plotis pusės maksimumo lygyje vadinamas *natūraliuoju linijos pločiu*. Jeigu galutinė būsena yra stabili, tada fotonų energijos pasiskirstymas yra tokios pačios formos ir tokio paties pločio, kaip pradinio lygmens energijos pasiskirstymas. Taigi, šiuo atveju natūralusis linijos plotis yra lygus sužadintojo energijos lygmens pločiui. Bendresniu atveju, kai kvantinis šuolis vyksta tarp dviejų nestabiliųjų būsenų, kurių pločiai yra Γ_1 ir Γ_2 , natūralusis linijos plotis lygus abiejų būsenų pločių sumai:

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2. \tag{13.1.4}$$

Sužadintųjų branduolių gyvavimo trukmės dažniausiai yra tarp 10^{-13} s ir 10^{-6} s. Atitinkamas natūralusis linijos plotis (<u>13.1.3</u>) yra tarp 10^{-10} ir 10^{-2} eV. Kaip bus įrodyta <u>13.2 skirsnyje</u>, gama spinduliuotės atveju branduolio vidutinė atatrankos energija yra didesnė už 10^{-2} eV. Todėl dujose γ spinduliuotės rezonansinės emisijos ir sugerties tikimybė yra labai maža.

Jeigu branduoliai, kurie spinduliuoja ir sugeria γ kvantus, yra kietojo kūno sudėtyje, tada tam tikromis sąlygomis (maža γ kvantų energija, stiprus atomų cheminis ryšys kristalo gardelėje, žema temperatūra) atatrankos energija gali tapti praktiškai tiksliai lygi nuliui. Tokiu atveju tampa įmanoma γ kvantų rezonansinė emisija ir sugertis. Šį reiškinį 1957 m. atrado vokiečių fizikas Rudolfas Mesbaueris. Todėl γ kvantų rezonansinė emisija ir sugertis vadinama Mesbauerio reiškiniu.

Norint suprasti Mesbauerio reiškinio fizikinę esmę ir jo reikšmę, reikia žinoti, kokie veiksniai lemia branduolio spinduliuojamų arba sugeriamų fotonų energijų nuokrypio nuo kvantinio šuolio energijos dydį. Todėl, prieš aprašant patį Mesbauerio reiškinį, 13.2 ir 13.3 skirsniuose bus aprašyti γ spinduliuotės linijų išplitimas ir poslinkis.

13.2. Laisvo branduolio atatrankos energija. Spektro linijos Doplerio išplitimas

Tarkime, ω dažnio fotoną išspinduliuoja laisvas branduolys, kurio masė *m*, pradinė energija E_0 , o pradinis impulso vektorius p_0 . Branduolio energiją ir impulsą po fotono išspinduliavimo žymėsime atitinkamai E_1 ir p_1 , o fotono energiją ir impulsą – E_2 ir p_2 (vektorinius dydžius žymėsime storu šriftu). Į natūralųjį linijos išplitimą neatsižvelgsime (t. y. laikysime, kad kvantinio šuolio energija yra tiksliai apibrėžta). Tada energijos ir impulso tvermės dėsniai yra tokio pavidalo:

$$\frac{p_0^2}{2m} + \hbar\omega_0 = \frac{p_1^2}{2m} + \hbar\omega, \qquad (13.2.1a)$$

$$p_0 = p_1 + p_2. \tag{13.2.1b}$$

Čia $\hbar \omega_0$ yra branduolio energijos lygmenų, tarp kurių vyksta šuolis, skirtumas, t. y. fotono energija branduolio atskaitos sistemoje. Fotono impulsas susijęs su jo bangos vektoriumi **k** sąryšiu

$$\boldsymbol{p} = \hbar \boldsymbol{k} \ . \tag{13.2.2}$$



13.2 pav. Impulso tvermės dėsnis, kai branduolys, kurio impulsas p_0 , emituoja fotoną su impulsu p_2 . Branduolio impulsas po emisijos yra p_1

Fotono bangos skaičius k (bangos vektoriaus modulis) susijęs su bangos ilgiu λ sąryšiu

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$
 (13.2.3)

Impulso tvermės dėsnį iliustruoja <u>13.2 pav.</u> Iš impulso tvermės dėsnio <u>(13.2.1b)</u> išplaukia, kad branduolio kinetinės energijos pokytis lygus

$$E_{\rm at} = \frac{p_1^2 - p_0^2}{2m} = \frac{1}{2m} \Big[p_2^2 - 2(\boldsymbol{p}_0, \boldsymbol{p}_2) \Big] = \frac{p_2^2}{2m} - \frac{1}{m} p_0 p_2 \cos \alpha , \qquad (13.2.4)$$

čia α yra kampas tarp pradinės branduolio judėjimo krypties ir γ kvanto krypties (žr. <u>13.2 pav.</u>). Šis pokytis vadinamas branduolio *atatrankos energija*. Iš energijos tvermės dėsnio (<u>13.2.1a</u>) išplaukia, kad fotono energijų skirtumas laboratorinėje ir branduolio atskaitos sistemose lygus atatrankos energijai su minuso ženklu:

$$\hbar\omega - \hbar\omega_0 = -E_{\rm at}.\tag{13.2.5}$$

Lygtys (13.2.1) – (13.2.5) galioja ir tuo atveju, kai branduolys sugeria fotoną. Tačiau tada pradiniu branduolio impulsu reikia laikyti p_1 , o galutiniu – p_0 . Vadinasi, kai branduolys, kurio impulsas lygus p_1 , sugeria fotoną, kurio impulsas p_2 , o energija $\hbar \omega$, branduolio kinetinės energijos pokytis lygus – E_{at} . Čia E_{at} išreiškiamas ta pačia formule, kaip ir emisijos atveju, t. y. (13.2.4). Pvz., jeigu nejudantis branduolys išspinduliavimo fotoną ir įgijo impulsą p_1 (t. y. jo kinetinė energija padidėjo dydžiu $p_1^2/2m$), tada tą fotoną galėtų sugerti kitas toks pats branduolys, kuris turi tokį patį impulsą p_1 , ir po sugerties tas branduolys sustotų (t. y. jo kinetinė energija sumažėtų dydžiu $p_1^2/2m$).

Fotono impulso p_2 modulis lygus

$$p_2 = \frac{\hbar\omega}{c},\tag{13.2.6}$$

čia c yra šviesos greitis, o branduolio pradinio impulso modulis lygus

$$p_0 = mv_0, (13.2.7)$$

čia v_0 yra branduolio pradinis greitis. Įrašę šias p_2 ir p_0 išraiškas į atatrankos energijos išraišką (13.2.4), randame

$$E_{\rm at} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2mc^2} - \frac{\nu_0}{c} \hbar\omega \cos\alpha . \qquad (13.2.8)$$

Kaip bus įrodyta žemiau, atatrankos energija E_{at} yra keliomis eilėmis mažesnė už $\hbar\omega_0$, t. y. santykinis fotono energijos pokytis dėl atatrankos ($E_{at}/\hbar\omega_0$) yra labai mažas. Todėl (13.2.8) formulėje dydį $\hbar\omega$ galima pakeisti dydžiu $\hbar\omega_0$:

$$E_{\rm at} = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2mc^2} - \frac{\nu_0}{c} \hbar\omega_0 \cos\alpha \,.$$
(13.2.9)

Kaip matome, fotono energijos sumažėjimas sudarytas iš dviejų dėmenų: pirmasis dėmuo priklauso tik nuo branduolio masės m, o antrasis – tik nuo jo greičio. Pastarasis dėmuo nusako **Doplerio poslinkį**, t. y. fotono energijos pokytį, kuris atsiranda dėl spinduliuotės šaltinio judėjimo atžvilgiu stebėtojo. Tuo atveju, kai pirmasis dėmuo yra daug mažesnis už antrąjį (t. y. kai šaltinio masė m yra pakankamai didelė), fotono energijos pokytį sąlygoja tik Doplerio poslinkis.

Tarkime, kad duotasis atomas yra dujų sudėtyje. Dujų spinduliuotės spektras – tai atskirų atomų branduolių spinduliuotės spektrų suma. Dujų atomai nuolat chaotiškai juda, todėl skirtingi dujų atomai duotuoju momentu turi skirtingus greičius. Todėl skiriasi ir antrasis dėmuo spinduliuojančių atomų atatrankos energijos išraiškoje (13.2.9). Tai reiškia, kad šalia natūralaus spektro linijos išplitimo, kurį sąlygoja branduolio energijos lygmenų neapibrėžtumas, egzistuoja **Doplerio linijos išplitimas**, kurį sąlygoja skirtingų atomų greičių skirtumas spinduliavimo momentu (žr. 13.3 pav.).

Kadangi visos atomo judėjimo kryptys yra vienodai tikėtinos, tai atatrankos energijos (13.2.9) antrojo dėmens vidutinė algebrinė vertė lygi nuliui. Taigi, vidutinė atatrankos energijos vertė lygi pirmajam dėmeniui:

$$\left\langle E_{\rm at} \right\rangle = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2mc^2} \,. \tag{13.2.10}$$

Šis dėmuo nusako spinduliuotės spektro linijos poslinkį (kvantinio šuolio energijos $\hbar\omega_0$ atžvilgiu) į mažesniųjų energijų pusę dėl atatrankos (žr. <u>13.3 pav.</u>). Atitinkama sugerties spektro linija lygiai tokiu pačiu atstumu pasislenka į didesniųjų energijų pusę. Vadinasi, dėl branduolio atatrankos sugerties ir emisijos linijų padėtys spektre nesutampa (žr. <u>13.4 pav.</u>). Dažnai "atatrankos energija" vadinamas dydis (<u>13.2.10</u>), o ne dydis (<u>13.2.9</u>).

Rasime Doplerio išplitimo dydį. Tarkime, kad registruojami tik tie fotonai, kurie spinduliuojami X kryptimi. Atomų, kurie spinduliuoja šiuos fotonus, atatrankos energijos išraišką (13.2.9) galima užrašyti šitaip:

$$E_{\rm at} = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2mc^2} - \frac{v_x}{c} \hbar\omega_0.$$
(13.2.11)

Čia v_x yra atomo pradinio greičio projekcija į X kryptį. Kadangi E_{at} yra proporcinga v_x , tai atatrankos energijos statistinio skirstinio pavidalą nusako dydžio v_x statistinis skirstinys, t. y. Maksvelio skirstinio funkcija:



13.3 pav. Dujų atomų atatrankos ir jų šiluminio judėjimo įtaka spinduliuojamų fotonų energijos spektrui. 1 – natūralaus pločio linija, 2 – pasislinkusi dėl atatrankos linija, kuri išplitusi dėl atomų šiluminio judėjimo ir Doplerio reiškinio. $\hbar \omega_0$ – kvantinio šuolio energija. *D* yra Doplerio linijos plotis. Ordinačių ašyje atidėtas spinduliuotės intensyvumo spektrinis tankis, t. y. spinduliuotės galia, kuri tenka vienetiniam fotono energijų intervalui

$$f(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right),$$
(13.2.12)

čia k yra Bolcmano konstanta ($k = 1,38 \cdot 10^{23}$ J/kg), o T yra absoliučioji temperatūra. Tai yra Gauso skirstinys, kurio standartinis nuokrypis lygus $\sqrt{\frac{kT}{m}}$. Šio skirstinio plotis D matuojamas pusės maksimumo aukštyje (žr. <u>13.3 pav.</u>). Tada D gaunamas, dauginant standartinį nuokrypį iš 2,35. Taigi, atatrankos energijos išraiškos (<u>13.2.11</u>) antrojo dėmens statistinio skirstinio plotis lygus

$$D = 2,35 \sqrt{\frac{kT}{m} \frac{\hbar\omega_0}{c}}.$$
 (13.2.13)

Šis dydis nusako spektro linijos Doplerio išplitimą.

Esant tipiškoms branduolio masės vertėms (*m* yra $(10\div100)m_n$ eilės, čia m_n yra nukleono masė), kambario temperatūroje (T = 300 K) Doplerio linijos išplitimas yra $10^{-6} \hbar \omega_0$ eilės. Kadangi $\hbar \omega_0$ dažniausiai yra $10 \div 1000$ keV eilės, tai Doplerio išplitimas yra $0,01 \div 1$ eV eilės, t. y. keliomis eilėmis didesnis už natūralųjį linijos plotį (žr. <u>13.3 pav.</u>).

Doplerio išplitimas lemia branduolių γ spinduliuotės spektro matavimų energinę skyrą. Taigi, dėl Doplerio išplitimo neįmanoma tirti šių spektrų smulkiosios sandaros: visos spektro linijos, kurios nutolusios viena nuo kitos mažiau negu per 0,01 - 1 eV, susilieja į vieną plačią liniją.

Atstumas tarp emisijos ir sugerties spektro linijų lygus $2\langle E_{at} \rangle = \frac{(\hbar \omega_0)^2}{mc^2}$. Kai $\hbar \omega_0 = 100 \text{ keV}$, o $m = 100m_n$, sugerties linijos poslinkis atžvilgiu emisijos linijos yra $2\langle E_{at} \rangle \approx 0,1 \text{ eV}$, t. y. tos pačios eilės, kaip ir Doplerio linijos plotis *D*. Vadinasi, jeigu γ kvantus emituoja ir sugeria tos pačios rūšies branduoliai, tada tik maža dalis emituotų fotonų gali būti sugerti (žr. 13.4 pav.).



13.4 pav. Sugerties spektro linijos poslinkis atžvilgiu spinduliuotės spektro linijos dėl atatrankos. 1 – spinduliuotės spektro linija, 2 – sugerties spektro linija, 3 – funkcijų 1 ir 2 sandauga, kuri proporcinga fotono sugerties tikimybės energiniam tankiui. $\hbar\omega_0$ – kvantinio šuolio energija, $\langle E_{at} \rangle = \frac{(h\omega_0)^2}{2mc^2}$ – vidutinė atatrankos energija

13.3. Atomo atatrankos energija kristale

Kaip įrodyta <u>13.2 skirsnyje</u>, dujų atomo γ spinduliuotės emisijos ir sugerties linija yra pasislinkusi dėl atatrankos ir išplitusi dėl šiluminio judėjimo. Jeigu atomas yra kristalo gardelės sudėtyje, tada atatrankos ir šiluminio judėjimo įtaka emisijos ir sugerties spektrui priklauso nuo atatrankos energijos dydžio. Jeigu atomo atatrankos energija yra didesnė už atomo cheminio ryšio energiją (15 – 30 eV), tada γ kvanto spinduliavimo arba sugerties metu atomas bus "išmuštas" iš savo pusiausvirosios padėties ir jo spektras bus tokio paties pavidalo, kaip ir laisvo atomo atveju. Jeigu atatrankos energija yra nepakankama cheminiam ryšiui nutraukti, tada γ kvantą išspinduliavusio arba sugėrusio atomo atatrankos impulsas perduodamas gretimiems atomams, su kuriais duotasis atomas susijęs cheminiu ryšiu. Šių atomų virpesiai, savo ruožtu, perduodami jų artimiausiems kaimynams, ir t.t. Tokiu būdu atatrankos energija virsta daugelio atomų kolektyvinių virpesių energija ir pasireiškia kristalo temperatūros padidėjimu.

Šį kolektyvinį atomų judėjimą galima išreikšti skirtingo dažnio normaliųjų virpesių suma. Normalusis virpesys arba normalioji moda – tai toks kristalo atomų judėjimas, kai visi atomai harmoningai virpa vienodu dažniu ω_v (indeksas "v" nurodo, kad turimas omenyje virpesių, o ne fotonų, dažnis). Normalieji virpesiai yra diferencialinių judėjimo lygčių (Lagranžo lygčių) atskirieji sprendiniai. Jų skaičius lygus kristalo laisvės laipsnių skaičiui, t. y. trigubam kristalo atomų skaičiui 3N. Pakankamai aukštoje temperatūroje būna sužadinti visi 3N normaliųjų virpesių. Kaip žinoma iš kvantinės mechanikos, harmoninio osciliatoriaus (pvz., normaliojo virpesio), kurio dažnis ω_v , energija E_v gali kisti tik diskrečiai – $\hbar\omega_v$ dydžio kvantais:

$$E_{\nu} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_{\nu} \qquad (n = 0, 1, 2, ...). \qquad (13.3.1)$$

Kiekvieną normalųjį virpesį, savo ruožtu, galima išreikšti to paties dažnio įvairių krypčių plokščiųjų mechaninės deformacijos bangų (garso bangų) suma. Kiekvienos tokios bangos energija išreiškiama (13.3.1) formule. Aprašant šių bangų sąveiką su elektronais, jas galima laikyti dalelėmis, kurių energija $\hbar \omega_v$, o judesio kiekis $\hbar k$, čia k yra bangos skaičius ($k = 2\pi/\lambda$, čia λ yra bangos ilgis). Pvz., tokia "kvazidalelė" gali sklaidyti laisvuosius elektronus (šio vyksmo metu galioja dviejų dalelių sistemos energijos ir impulso tvermės dėsnis). Šios kvazidalelės vadinamos *fononais*. Fonono energija – tai atitinkamo normaliojo virpesio energijos kvantas $\hbar \omega_v$. Dydis n (13.3.1) formulėje nusako duotosios rūšies fononų skaičių (t. y. duotojo dažnio ir bangos vektoriaus fononų skaičių). Kristalo virpesių energija lygi visų kristale egzistuojančių fononų energijų sumai.

Taigi, atatrankos energijos perdavimo kristalui procesą galima aprašyti šitaip: dėl atomo atatrankos kristale padidėja kurios nors rūšies fononų skaičius. Atatrankos energija virsta atsiradusių fononų energija.

Kietojo kūno modelis, kuris aprašo gardelės virpesius kaip esančių "dėžėje" fononų rinkinį, – tai vadinamasis **Debajaus modelis**. Pagal Debajaus modelį, egzistuoja tam tikras didžiausias fonono dažnis $(\omega_{\nu})_{\text{max}}$. Šį didžiausiąjį fononų dažnį įprasta nusakyti vadinamąja **Debajaus temperatūra** T_D , kuri apibrėžiama šitaip:

$$\hbar(\omega_{\nu})_{\max} = kT_D. \tag{13.3.2}$$

Tipiška kietojo kūno Debajaus temperatūros vertė – keli šimtai kelvinų (pvz., geležies $T_D = 464$ K, silicio $T_D = 640$ K, deimanto $T_D = 2200$ K, švino $T_D = 96$ K).

Nors fononų sąvoka leidžia teisingai aprašyti daugelį kietojo kūno savybių (pvz., šiluminės talpos priklausomybę nuo temperatūros), tačiau spinduliuojamų ir sugeriamų γ kvantų energijos spektro, kai atomas yra kristalo gardelės sudėtyje, pagrindines ypatybes galima paaiškinti, ir nenaudojant fonono sąvokos – pagal vadinamąjį *Einšteino modelį*. Pagal šį modelį visi N atomų, iš kurių sudarytas monoatominis kristalas, virpa vienodu pastoviu cikliniu dažniu ω_{r} . Tada *i*-tojo atomo nuokrypis nuo pusiausvyros padėties aprašomas trimis harmoninėmis laiko funkcijomis (po vieną – kiekvienai Dekarto koordinatei):

$$\begin{cases} x_i(t) = x_{i0} \cos(\omega_v t + \varphi_{ix}), \\ y_i(t) = y_{i0} \cos(\omega_v t + \varphi_{iy}), \\ z_i(t) = z_{i0} \cos(\omega_v t + \varphi_{iz}). \end{cases}$$
(13.3.3)

Taigi, pagal šį modelį kristalas – tai 3N vienodo dažnio nepriklausomų vienmačių harmoninių osciliatorių rinkinys. Kiekvieno osciliatoriaus energija išreiškiama (13.3.1) formule. Todėl kristalo energijos pokytis dėl atatrankos gali būti lygus tik sveikam osciliatoriaus energijos kvantų $\hbar\omega_{\nu}$ skaičiui. Pagal energijos tvermės dėsnį (13.2.5), tas pats teiginys galioja ir spinduliuojamų arba sugeriamų γ kvantų energijos pokyčiui, lyginant su kvantinio šuolio energija $\hbar\omega_0$. Vadinasi, pagal Einšteino modelį, kristalo atomo γ spinduliuotės energijos spektras sudarytas iš linijų, kurios atskirtos $\hbar\omega_{\nu}$ dydžio tarpais (žr. 13.5 pav.). Vidutinis atomų virpesių ciklinis dažnis kristaluose yra 10^{13} s⁻¹ eilės. T. y. $\hbar\omega_{\nu}$ yra 0,01 eV eilės. Didėjant atomų cheminio ryšio stiprumui, $\hbar\omega_{\nu}$ auga. Tai galima suprasti, naudojant analogiją su spyruoklės virpesiais: didėjant spyruoklės standumui, jos virpesių dažnis didėja.

Tikslūs teoriniai skaičiavimai rodo, kad *vidutinė* kristalo atomų atatrankos energija yra lygi vidutinei laisvojo atomo atatrankos energijai (13.2.10). T. y. kvantinio šuolio metu spinduliuojamo γ kvanto energijos statistinis vidurkis, kaip ir laisvo atomo atveju, išreiškiamas formule

$$\langle \hbar \omega \rangle = \hbar \omega_0 - \langle E_{\rm at} \rangle = \hbar \omega_0 - \frac{(\hbar \omega_0)^2}{2mc^2},$$
 (13.3.4)

čia *m* yra atomo masė. Be to, kristalo atomo spinduliuojamo γ kvanto energijos dispersija lygi tų pačių atomų dujų spinduliuotės energijos dispersijai, kurią sąlygoja atomų šiluminis judėjimas. Vadinasi, pilnutinis spinduliuotės spektro plotis yra toks pats, kaip ir dujų atveju, t. y. nusakomas (13.2.13) formule. Kai spektras yra diskretus, o linijų plotis yra vienodas, pilnutinį spektro plotį nusako jo gaubtinės plotis (žr. 13.5 pav.).

Vidutinė atatrankos energija $\langle E_{at} \rangle$ yra proporcinga $(\hbar \omega_0)^2$ (žr. (13.2.10)), o Doplerio išplitimas *D* proporcingas $\hbar \omega_0$ (žr. (13.2.13)). Todėl, esant pakankamai mažai kvantinio šuolio energijai $\hbar \omega_0$, dydžių $\langle E_{at} \rangle$ ir *D* vertės gali pasidaryti tos pačios eilės, kaip virpesių energijos kvantas $\hbar \omega_v$ (t. y. 0,01 eV eilės), arba mažesnės. Pvz., tai galioja nuklido ⁵⁷Fe γ spinduliuotės spektro



13.5 pav. Kristalo atomo γ spinduliuotės energijos spektras pagal kietojo kūno Einšteino modelį. $\hbar\omega_0$ – kvantinio šuolio energija. $\hbar\omega_{\gamma}$ – atomų virpesių energijos kvantas. 1 – spektro linijos, atitinkančios kristalo energijos padidėjimą dydžiais $4\hbar\omega_{\gamma}$ ir $5\hbar\omega_{\gamma}$ (žr. $\hbar\omega_0$ padėtį). 2 – spektro gaubtinė, kuri yra to paties pavidalo, kaip ir tų pačių atomų dujų spinduliuotės spektras toje pačioje temperatūroje (plg. su <u>13.3 pav.</u> 2 kreive)



13.6 pav. Kristalo atomo γ spinduliuotės energijos spektras pagal kietojo kūno Einšteino teoriją, kai vidutinė atatrankos energija $\langle E_{at} \rangle$ ir Doplerio išplitimas D yra mažesni už atomų virpesių energijos kvantą $\hbar \omega_{\nu}$. $\hbar \omega_0$ – kvantinio šuolio energija. 1 – spektro linija, atitinkanti befononį procesą, 2 – spektro linija, atitinkanti vieno fonono atsiradimą, 3 – kreivė, kuri proporcinga tų pačių atomų dujų spinduliuotės spektrui toje pačioje temperatūroje (plg. su <u>13.3 pav.</u> 2 kreive)

14,4 keV energijos linijai kambario temperatūroje: šiuo atveju $\langle E_{at} \rangle \approx 0,004 \text{ eV}$, o $D \approx 0,01 \text{ eV}$. Tada daugumoje γ kvanto spinduliavimo arba sugerties įvykių gardelės energijos pokytis lygus $\hbar \omega_{\nu}$ arba 0 (žr. <u>13.6 pav.</u>). T. y. įvykių, kuriuose atsiranda arba išnyksta daugiau negu vienas fononas (daugiafononių vyksmų) tikimybė yra daug mažesnė už vienfononių ir befononių vyksmų tikimybę. Pastaruoju atveju – kai spinduliavimo arba sugerties metu fononų skaičius nepakinta – atatrankos energija yra praktiškai tiksliai lygi nuliui (nes atatranką patiria kristalas kaip visuma), o spinduliuojamo arba sugeriamo γ kvanto energija praktiškai tiksliai lygi kvantinio šuolio energijai $\hbar \omega_0$.

Tarus, kad γ kvantų spinduliavimo metu atsiranda vienas fononas arba fononų skaičius nepakinta, vidutinę spinduliuojamų γ kvantų energiją galima išreikšti šitaip:

$$\langle \hbar \omega \rangle = f \cdot \hbar \omega_0 + (1 - f) \cdot (\hbar \omega_0 - \hbar \omega_v) = \hbar \omega_0 - (1 - f) \cdot \hbar \omega_v.$$
(13.3.5)

Čia *f* yra befononio vyksmo tikimybė, o 1 – *f* yra vieno fonono atsiradimo tikimybė, išspinduliuojant γ kvantą. Įrašę $\langle \hbar \omega \rangle$ išraišką (13.3.4) į (13.3.5), randame

$$f = 1 - \frac{\langle E_{\rm at} \rangle}{\hbar \omega_{\rm v}}.$$
(13.3.6)

Ši formulė apytiksliai aprašo befononio vyksmo tikimybės priklausomybę nuo vidutinės atatrankos energijos ir vidutinio fononų dažnio (t. y. nuo atomų cheminio ryšio stiprumo): mažėjant vidutinei atatrankos energijai $\langle E_{at} \rangle$ ir augant fononų dažniui ω_v , befononio vyksmo tikimybė auga. $\langle E_{at} \rangle$ yra tuo mažesnė, kuo didesnis γ spinduliuotės bangos ilgis (žr. <u>(13.2.10)</u> formulę), o ω_v yra tuo didesnis, kuo mažesnė atomų šiluminių virpesių amplitudė.

Fononinių vyksmų tikimybė auga (t. y. befononių vyksmų tikimybė mažėja), kylant temperatūrai, t. y. didėjant fononų skaičiui. (13.3.6) formulė galioja tik ribiniu žemų temperatūrų atveju, kai vidutinė harmoninio osciliatoriaus kvantinio skaičiaus n vertė (žr. osciliatoriaus energijos išraišką (13.3.1)) yra artima nuliui. Tikslioji befononio vyksmo tikimybės, spinduliuojant arba sugeriant γ kvantą, išraiška yra šitokia:

$$f = \exp(-4\pi^2 \langle x^2 \rangle / \lambda^2). \tag{13.3.7}$$

Čia $\langle x^2 \rangle$ yra atomo nuokrypio nuo pusiausvyros padėties projekcijos į γ spinduliavimo kryptį kvadrato vidurkis, o λ yra γ spinduliuotės bangos ilgis. Kylant temperatūrai, $\langle x^2 \rangle$ auga, todėl *f* mažėja.

Taigi, pagrindiniai veiksniai, nuo kurių priklauso befononio vyksmo tikimybė, kristalo atomui spinduliuojant arba sugeriant γ kvantą, yra šie:

- 1) Kvantinio šuolio energija $\hbar \omega_0$, kuri lemia vidutinę atatrankos energiją $\langle E_{at} \rangle$. Befononio vyksmo tikimybė auga, mažėjant šuolio energijai (t. y. mažėjant $\langle E_{at} \rangle$).
- Atomo cheminio ryšio gardelėje stiprumas, kuris lemia didžiausiąjį fononų dažnį, t. y. Debajaus temperatūrą (žr. <u>(13.3.2)</u>). Befononio vyksmo tikimybė auga, didėjant ryšio stiprumui (t. y. augant Debajaus temperatūrai).
- Aplinkos temperatūra, kuri lemia fononų skaičių kristale. Befononio vyksmo tikimybė auga, mažėjant aplinkos temperatūrai (t. y. mažėjant fononų skaičiui).

Realiųjų kristalų γ spinduliuotės spektro pavidalas skiriasi nuo to, kuris gaunamas pagal kietojo kūno Einšteino modelį. Pagrindiniai skirtumai yra šie:

- a) Realių kristalų fononų energijos spektras yra tolydus, todėl visos fononinės linijos susilieja į vieną plačią juostą (žr. <u>13.7 pav.</u>). Dėl šios priežasties, kai befononio vyksmo tikimybė yra maža (kaip <u>13.5 pav.</u>), kietojo kūno γ spinduliuotės spektras yra panašus į dujų γ spinduliuotės spektrą (žr. <u>13.3 pav.</u> 2 kreivę).
- b) Befononės spektro linijos plotis sutampa su natūraliuoju linijos pločiu, kurį sąlygoja lygmenų energijos neapibrėžtumas (žr. <u>13.1 skirsnis</u>). Šis plotis yra daug mažesnis už fononinio spektro plotį (žr. <u>13.7 pav.</u>). Todėl tuo atveju, kai befononio vyksmo tikimybė siekia bent kelis procentus (kaip <u>13.6 pav.</u>), befononio maksimumo amplitudė daugelį kartų viršija fononinių maksimumų amplitudės (žr. <u>13.7 pav.</u>). Taip yra todėl, kad befononio vyksmo tikimybė yra lygi *ploto* po šia linija ir ploto po visu spektru santykiui. Didelis smailės plotas, kai jos plotis mažas, reiškia didelį smailės aukštį.



13.4. Mesbauerio spektrometro veikimo principas

<u>13.3 skirsnyje</u> buvo aprašyta befononė γ kvantų emisija, kurios esmė yra ta, kad atatrankos energija perduodama ne atskiram atomui, o visam kristalui. Dėl šios priežasties atatrankos energija yra praktiškai lygi nuliui, ir yra spinduliuojama natūralaus pločio nepasislinkusi linija. Tie patys samprotavimai galioja ir atvirkštiniam vyksmui – γ kvantų sugerčiai. T. y. kai atomai yra kristalo sudėtyje, galima realizuoti tokį vyksmą, kai branduoliai sugeria γ kvantus be atatrankos. Tokiu atveju γ kvantų sugertis vyksta tik tada, kai krintančiųjų γ kvantų energija yra tiksliai lygi kvantiniame šuolyje dalyvaujančių energijos lygmenų skirtumui. Aišku, kad tai įmanoma tik tada, kai spinduliuotę sugeria tos pačios rūšies branduoliai, norint pasiekti rezonansinę γ kvantų sugertį, reikia naudoti sugėriklį, kuriame yra tos pačios rūšies branduolių, kaip ir radioaktyviajame šaltinyje.

Tokia γ kvantų sugertis ir emisija, kai atatrankos energija lygi nuliui, vadinama *Mesbauerio reiškiniu*. Kitaip sakant, Mesbauerio reiškinys – tai befononė rezonansinė γ kvantų emisija ir sugertis. Svarbiausia rezonansinės γ spinduliuotės be atatrankos ypatybė yra mažas befononės linijos plotis. Jis sutampa su natūraliuoju linijos pločiu Γ . Šis dydis nusako Mesbauerio spektrometrų energinę skyrą, t. y. siauriausią sugerties spektro sritį, kurią įmanoma ištirti spektrometru. Pagal (13.1.3) formulę natūralųjį linijos plotį lemia branduolio sužadintosios būsenos gyvavimo trukmė τ . Mesbauerio spektroskopijoje naudojamų radioaktyviųjų nuklidų branduolių sužadintosios būsenos trukmė yra $10^{-10} - 10^{-6}$ s eilės. Atitinkama energinė skyra yra $10^{-6} - 10^{-10}$ eV eilės. Todėl tokiu spektrometru galima tirti branduolio sugerties spektro linijos formą. Be to, ši energija yra mažesnė už branduolio sąveikos su jį supančiais elektronais energiją. Todėl Mesbauerio spektrometru galima tirti branduolio energijos lygmenų poslinkį ir suskilimą, kurį sąlygoja minėtoji sąveika.

Mesbauerio spektrometro schema pateikta <u>13.8 pav.</u> Medžiaga (sugėriklis), kurioje yra tiriamojo nuklido branduoliai, švitinama to paties nuklido sužadintų branduolių spinduliuote. Tiriamasis nuklidas ir matavimų sąlygos parinkti taip, kad būtų pakankamai didelė befononės emisijos ir sugerties tikimybė. Todėl spinduliuojama natūralaus pločio linija. Siekiant gauti sugerties spektrą (t. y. spinduliuotės energijos nuostolių priklausomybę nuo krintančiųjų fotonų energijos), fotonų energija keičiama siaurame intervale, kurio plotis yra $10^{-8} - 10^{-6}$ eV eilės. Tuo tikslu panaudojamas Doplerio poslinkis, kuris atsiranda, judant spinduliuotės šaltiniui link sugėriklio arba nuo jo kelių mm/s arba cm/s greičiu. T. y. spinduliuotės šaltinis periodiškai artinamas prie sugėriklio ir tolinamas nuo jo. Tada "skanuojamoji" energijos vertė yra proporcinga šaltinio momentiniam greičiui v atžvilgiu

sugėriklio ir yra lygi $\hbar \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)$, čia $\hbar \omega_0$ yra spinduliuojamų γ kvantų energija šaltinio atskaitos

sistemoje, o c yra šviesos greitis. Vadinasi, greičio pokytis Δv atitinka energijos pokytį

$$\Delta E = \hbar \omega_0 \Delta \nu / c \,. \tag{13.4.1}$$

Pvz., jeigu $\hbar\omega_0 = 15 \text{ keV}$, tada 10^{-7} eV didumo nuokrypį nuo $\hbar\omega_0$ atitinka greitis $\upsilon = 10^{-7} \text{ eV} / 15 \text{ keV} \cdot c = 0.2 \text{ cm/s}$. Sugerties spektras sudaromas, padalinus visą greičio υ kitimo intervalą į kelias dešimtis arba kelis šimtus mažesnių vienodo pločio intervalų ("kanalų") ir išmatavus praėjusių pro sugėriklį γ kvantų skaičių N, kai šaltinio greitis priklauso kiekvienam iš šių intervalų. Tokiu būdu gaunama skaičiaus N, kuris proporcingas praėjusios spinduliuotės intensyvumui, priklausomybė nuo šaltinio greičio. Ši priklausomybė vadinama *Mesbauerio spektru* (jo pavyzdys pavaizduotas <u>13.9 pav.</u>). Kartais Mesbauerio spektre ant ordinačių ašies atidedamas ne užregistruotų fotonų skaičius N, o santykinė sugertis, t. y. vieneto ir pralaidumo $N(\upsilon) / N_{max}$ skirtumas:

$$\alpha(v) = (N_{\max} - N(v)) / N_{\max} .$$
(13.4.2)

Šis dydis – tai *Mesbauerio efekto* kiekybinė išraiška. Mesbauerio spektro linijos plotis matuojamas pusės minimumo gylio lygyje (žr. <u>13.9 pav.</u>). Idealiuoju atveju (kai šaltinis ir sugėriklis yra ploni ir nėra vibracijų), sugerties spektro linija yra apverstos Lorenco kreivės formos (žr. <u>13.9 pav.</u> ir <u>13.1 pav.</u>), o jos plotis yra lygus šaltinio ir sugėriklio natūraliųjų linijos pločių sumai, t. y. 2Γ , čia Γ yra šaltinio (ir sugėriklio) natūralusis linijos plotis. Tokiu atveju iš Lorenco skirstinio išraiškos (<u>13.1.2</u>) išplaukia, kad greičio vienetais išreikštas Mesbauerio spektro linijos plotis yra lygus



13.8 pav. Mesbauerio spektrometro veikimo principas

$$\Gamma_{\nu} = \frac{2S}{\pi (N_{\rm max} - N_{\rm min})},$$
(13.4.3)

čia *S* yra Mesbauerio spektro linijos integralas greičio atžvilgiu (štrichuotasis plotas <u>13.9 pav.</u>), o energijos vienetais išreikštas natūralusis linijos plotis yra

$$\Gamma = \hbar \omega_0 \frac{\Gamma_v}{2c}.$$
(13.4.4)

Sugėriklio storiui didėjant, Mesbauerio spektro linijos plotis auga dėl γ kvantų sklaidos ir nerezonansinės sugerties (pvz., vykstant fotoefektui). Be to, didelę įtaką linijos pločiui ir visam spektro pavidalui gali turėti netolygus šaltinio greičio kitimas.

Norint, kad fotonų skaičiaus N priklausomybė nuo kanalo numerio tiksliai atspindėtų praėjusių pro bandinį be sugerties γ kvantų energijos spektrą, reikia, kad vienam kanalui tenkanti pilnutinė matavimo trukmė t būtų vienoda visiems kanalams. Taip yra todėl, kad spektrą nusako duotos energijos fotonų skaičius per laiko vienetą N/t. Šis matavimo laiko pastovumas įgyvendinamas, naudojant tiesine šaltinio greičio priklausomybe nuo laiko. T. v. matavimo metu šaltinis juda pastoviu pagreičiu, o jo koordinatės priklausomybė nuo laiko yra parabolinė. Greičio vertė nuosekliai "pereina" per visus kanalus, išbūdama kiekviename jų vienoda laiko tarpa. Kadangi vieno tokio perėjimo trukmė yra per maža, kad būtų užregistruotas pakankamas fotonų skaičius, tai praktikoje naudojama periodinė pjūklinė greičio priklausomybė nuo laiko (žr. 13.10a pav.). Kiekvieno periodo metu duotajame kanale užregistruotas fotonų skaičius pridedamas prie pilnutinio tame kanale užregistruotų fotonų skaičiaus (žr. 13.10c pav.). 13.10 pav. atveju spektrometras registruoja spektra tik greičio augimo metu. Tačiau galima ir šiek tiek kitokia spektrometro veika, kai spektras registruojamas ne tik augant greičiui, bet ir jam mažėjant (žr. 13.11 pav.). Tokiu atveju gaunami du "veidrodiniai" spektrai – vienas užregistruotas greičio augimo metu, o kitas – greičio mažėjimo metu (žr. <u>13.11c pav.</u>). Abiems spektrams registruoti naudojamas vienodas kanalų skaičius. Pilnutinis fotonų skaičius, kuris buvo užregistruotas, kai šaltinio greitis priklausė duotajam greičių intervalui, apskaičiuojamas, sudėjus "veidrodinius" kanalus abiejuose spektruose. Pvz., jeigu pirmasis spektras irašytas į kanalus su numeriais $0 \div 255$, o antrasis – į kanalus $256 \div 511$, tada pirmojo spektro kanalą, kurio numeris n_k , atitinka antrojo spektro kanalas, kurio numeris $511 - n_k$.

Jeigu duotojo nuklido branduolių aplinka sugėriklyje yra lygiai tokia pati, kaip ir šaltinyje, tada sugerties spektras bus lygiai tokio paties pavidalo, kaip ir emisijos. Todėl rezonansinė sugertis galės vykti, tik nejudant šaltiniui atžvilgiu sugėriklio (žr. <u>13.9 pav.</u>). Jeigu branduolio aplinka sugėriklyje skiriasi nuo jo aplinkos šaltinyje, tada sugerties linija bus pasislinkusi atžvilgiu emisijos linijos. T. y. rezonansinė sugertis vyks, tik esant tam tikram šaltinio greičiui atžvilgiu sugėriklio, kurį atitinkantis Doplerio poslinkis kompensuoja minėtąjį poslinkį. Jeigu, be to, sugerties spektro linija yra suskilusi, tada rezonansinė sugertis bus stebima, esant kelioms diskrečioms greičio vertėms. Žinant greičio vertes, kurioms esant, vyksta rezonansinė sugertis, galima įvertinti duotojo izotopo energijos lygmenų skirtumą sugėriklyje ir šaltinyje. Pagal šį skirtumą galima įvertinti branduolio elektroninės aplinkos skirtumus sugėriklyje ir šaltinyje.

13.9 pav. Mesbauerio spektro pavyzdys, kai sugėriklio branduolių aplinka yra tiksliai tokia pati, kaip ir radioaktyviojo šaltinio branduolių aplinka. Γ_v yra greičio vienetais išreikštas Mesbauerio linijos plotis. Štrichuotasis plotas nusako spektro minimumo integralą *S*, kuris proporcingas kvantinio šuolio tikimybei per laiko vienetą





13.10 pav. Mesbauerio spektro registravimo laikinės diagramos, kai spektras registruojamas šaltinio greičio augimo metu. v-šaltinio greitis atžvilgiu sugėriklio, N- pilnutinis viename kanale užregistruotas γ kvantų skaičius



13.11 pav. Mesbauerio spektro registravimo laikinės diagramos, kai registruojami du veidrodiniai spektrai: vienas – augant šaltinio greičiui, o kitas – jam mažėjant. Žymenys tokie patys, kaip <u>13.10 pav.</u>



13.12 pav. Radioaktyviojo skilimo 57 Co $\rightarrow {}^{57}$ Fe schema

Taigi, Mesbauerio reiškinys leidžia išmatuoti labai mažus sugėriklio ir šaltinio branduolių spinduliuojamų γ kvantų energijų *skirtumus*, tačiau neleidžia tiesiogiai išmatuoti γ kvantų *pilnutinių* energijų. γ kvantų, kuriuos spinduliuoja sužadintieji branduoliai, energijos yra žinomos (10 ÷ 1000) eV tikslumu. Tačiau, panaudojant Mesbauerio reiškinį, γ kvanto energijų *skirtumą* sugėriklyje ir šaltinyje galima išmatuoti 10⁻¹⁰ eV tikslumu.

Praktiniams Mesbauerio reiškinio taikymams labiausiai tinka tie nuklidai, kurie atitinka šias dvi sąlygas:

- 1) didelė befononių vyksmų tikimybė (nemažesnė už kelis procentus),
- 2) didelė sužadintos būsenos gyvavimo trukmė (mažas linijos plotis).

Veiksniai, nuo kurių priklauso befononių vyksmų tikimybė, buvo išvardyti <u>13.3 skirsnio</u> pabaigoje. Optimalus šios tikimybės dydžio ir sužadintos būsenos gyvavimo trukmės derinys buvo rastas geležies izotope ⁵⁷Fe. Šis izotopas sudaro 2,19 % natūralios geležies. Sužadintos būsenos ⁵⁷Fe branduoliai gaunami, panaudojant kobalto izotopo ⁵⁷Co radioaktyvųjį virsmą – elektrono pagavą. Šio virsmo metu vienas iš vidinių Co atomo elektronų yra branduolio pagaunamas ir vienas branduolio protonas virsta neutronu, išspinduliuojant neutriną. Todėl branduolio krūvio skaičius ir elektronų skaičius atome sumažėja vienetu: ⁵⁷Co atomas virsta ⁵⁷Fe atomu, kurio branduolys yra sužadintos būsenos. Šio proceso pusamžis yra 271,4 paros. ⁵⁷Fe branduolys gali pereiti į pagrindinę būseną tiesiogiai arba per tarpinį lygmenį (žr. <u>13.12 pav.</u>). Tiesioginio šuolio metu spinduliuojami 136,4 keV energijos fotonai, o šuolio per tarpinį lygmenį metu – 122 keV ir 14,4 keV fotonai. Šuolio per tarpinį lygmenį tikimybė yra maždaug 10 kartų didesnė už tiesioginio šuolio tikimybę. Rezonansinėje emisijoje ir sugertyje dalyvauja tik 14,4 keV energijos fotonai, nes tik šis šuolis turi Mesbauerio spektroskopijai reikalingas savybes: maža energija ir didele gyvavimo trukmę (1,4·10⁻⁷ s).

Naudojant nuklidą ⁵⁷Co, Mesbauerio reiškinį galima stebėti kambario temperatūroje. Daugumai kitų nuklidų Mesbauerio reiškinys tampa pastebimas tik žemose temperatūrose.

1960 m. amerikiečių fizikai Robertas Paundas ir Glenas Rebka panaudojo Mesbauerio reiškinį fotono energijos pokyčio Žemės gravitaciniame lauke matavimui. Pagal reliatyvistinį ekvivalentiškumo principą, elektromagnetinės spinduliuotės dažnio kitimas dėl šaltinio judėjimo su pagreičiu g atžvilgiu stebėtojo yra lygiavertis spinduliuotės dažnio kitimui gravitaciniame lauke, kurio laisvojo kritimo pagreitis yra g, kai spinduliuotės sklidimo kryptis yra lygiagreti gravitacinės jėgos krypčiai. Viename iš R. Paundo ir G. Rebkos eksperimentų detektorius buvo H = 22,6 m aukštyje virš ⁵⁷Co/⁵⁷Fe šaltinio (Harvardo universiteto bokšte), o kitame šaltinis ir detektorius buvo sukeisti vietomis. Fotonui nueinant H atstumą aukštyn, jo energija E sumažėja dydžiu $\Delta E = m_{t}gH$, čia $m_{\rm f} = E/c^2$ yra fotono masė, o g = 9.8 m/s² yra laisvojo kritimo pagreitis prie Žemės paviršiaus. Taigi, santykinis fotono energijos sumažėjimas yra $\Delta E / E = gH / c^2 = 9.8 \cdot 22.6/(3 \cdot 10^8)^2 = 2.46 \cdot 10^{-15}$. Fotonui nueinant tą patį atstumą žemyn, jo energija tokiu pačiu dydžiu išauga. Santykinis fotono energijų skirtumas dviejuose minėtuose eksperimentuose yra lygus $2gH / c^2 = 4.92 \cdot 10^{-15}$. Tai atitinka Mesbauerio spektrometro šaltinio greičių skirtumą $4.92 \cdot 10^{-15} \cdot c = 1.48 \cdot 10^{-6}$ m/s. Išmatuotasis fotono energijų skirtumas 10% tikslumu sutapo su tuo, kurį numato ekvivalentiškumo principas. Šis eksperimentas tapo dar vienu reliatyvumo teorijos patvirtinimu.

13.5. Izomerinis poslinkis

Branduolio energijos lygmenų pokyčiai (ir atitinkami gama spinduliuotės spektro pokyčiai), kuriuos sukelia branduolio sąveika su jo aplinka, apibendrintai vadinami energijos lygmenų (arba gama spektro) *hipersmulkiąja sandara*. Toliau aptarsime dviejų tipų hipersmulkiąją sandarą:

- izomerinis poslinkis energijos lygmenų ir γ spektro linijų poslinkis dėl branduolio elektrostatinės sąveikos su elektronais, kurių banginės funkcijos įsiskverbia į branduolio vidų;
- 2) magnetinė dipolinė hipersmulkioji sandara lygmenų ir spektro linijų skilimas dėl branduolio magnetinio momento sąveikos su magnetiniu lauku, kurį sukuria aplinkiniai elektronai;

Šiame skirsnyje bus aprašytas izomerinis poslinkis, o kitame – magnetinė hipersmulkioji sandara.

Atomo fizikoje branduolys dažniausiai laikomas taškiniu. Tada elektrono ir branduolio sąveikos potencinė energija yra lygi

$$U_{t}(r) = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_{0}} \frac{Ze^{2}}{r},$$
(13.5.1)

čia r yra atstumas tarp branduolio ir elektrono. Atsižvelgus į tai, kad branduolio matmenys yra baigtiniai, <u>(13.5.1)</u> sąryšį galima naudoti tik branduolio išorėje (t. y. erdvės srityje r > R, čia R yra branduolio spindulys). Branduolio viduje elektrono ir branduolio sąveikos energijos priklausomybė nuo r yra kitokio pavidalo. Šią priklausomybę lengviausia gauti, kai branduolys laikomas tolygiai įelektrinta sfera. Tada branduolio viduje potencinė energija lygi

$$U\Big|_{r (13.5.2)$$

Todėl atomo energijos lygmenys šiek tiek skiriasi nuo tų, kurie gaunami taškinio branduolio modelyje¹. Išreikšime šį energijos lygmenų pokytį. Pasinaudosime tuo, kad apibrėžtos kvantinės būsenos atomo pilnutinė energija yra lygi branduolio vidinės energijos $E_{\rm b}$, elektronų kinetinės energijos vidurkio $\langle K_{\rm e} \rangle$ ir elektronų sąveikos su branduoliu potencinės energijos vidurkio $\langle U \rangle$ sumai:

$$E = E_{\rm b} + \langle K_{\rm e} \rangle + \langle U \rangle, \qquad (13.5.3)$$

Kad būtų paprasčiau, toliau nagrinėsime tik tą atomo energijos dalį, kuri atitinka *vieną* elektroną (nepriklausomų elektronų artinyje reikėtų sumuoti visų atomo elektronų atžvilgiu). Pagal bendrąją kvantmechaninio vidurkio išraišką,

$$\langle U \rangle = \int \psi^* U \psi \, dV \,, \tag{13.5.4}$$

čia ψ yra elektrono banginė funkcija (integruojama visa erdve). Šį integralą galima išskaidyti į du integralus – branduolio tūriu ir jo aplinkos tūriu – kurių pointegralinės funkcijos yra atitinkamai (13.5.2) ir (13.5.1):

$$\langle U \rangle = \int_{r < R} \psi^* U \psi dV + \int_{r > R} \psi^* U_{\iota} \psi dV . \qquad (13.5.5)$$

Taškinio branduolio atveju pirmajame integrale vietoj U reikėtų naudoti U_t . Apytikslės potencinės energijos $U_t(r)$ pakeitimas "tiksliąja" potencinė energija U(r) neturi žymios įtakos elektrono banginei funkcijai ψ ir kinetinės energijos vidurkiui $\langle K \rangle$, nes potencinė energija pasikeičia labai mažoje erdvės

¹ Kadangi branduolio ir elektronų sąveikos energija yra viso atomo energijos dalis, tai čia kalbama ne apie branduolio energijos lygmenis, o apie atomo energijos lygmenis (turint omenyje lygmenis, kurie priklauso ne vien nuo elektronų sistemos būsenos, bet ir nuo branduolio būsenos). Šia prasme "branduolio energijos lygmenys" – tai atomo energijos lygmenų posistemė, tarp kurių vyksta kvantiniai šuoliai, kai kinta branduolio būsena, esant pastoviai elektronų sistemos būsenai.

srityje r < R. Taigi, atomo energijos (13.5.3) poslinkį atžvilgiu vertės, kuri atitinka taškinį branduolį, lemia tik vidutinės potencinės energijos pokytis:

$$\Delta E = \int_{r$$

Kadangi *R* yra ~10⁴ kartų mažesnis už pirmąjį Boro spindulį, tai erdvės srityje r < R funkcija ψ yra praktiškai pastovi ir lygi $\psi(0)$. Vadinasi,

$$\Delta E = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0} |\psi(0)|^2 \int_{r(13.5.7)$$

Apskaičiavę šį integralą, gauname:

0

$$\Delta E = \frac{Ze^2}{10\varepsilon_0} |\psi(0)|^2 R^2.$$
(13.5.8)

Tai yra skirtumas tarp atomo energijos, kai branduolio krūvis yra tolygiai pasiskirstęs *R* spindulio sferoje, ir atomo energijos, kai branduolys yra taškinis. Visų elektronų, kurių orbitinis judesio kiekio momentas yra nenulinis (t. y. p elektronų, d elektronų, f elektronų ir t.t.), banginės funkcijos yra lygios nuliui taške r = 0. Be to, s elektronų banginės funkcijos modulis taške r = 0 sparčiai mažėja, augant pagrindiniam kvantiniam skaičiui (t. y. elektronų sluoksnio numeriui). Todėl energijos pokytį ΔE lemia branduolio sąveika su 1s elektronais. Įrašius į (13.5.8) reiškinį ⁵⁷Fe branduolio spindulį ($R = 5 \cdot 10^{-15}$ m) ir 1s elektronų banginės funkcijos išraišką vandeniliškajam atomui, kurio branduolio krūvio skaičius Z = 26, gaunama $\Delta E \approx 0,044$ eV Tačiau γ spektroskopijoje tiesiogiai matuojama ne atomo energija, o jos pokytis, vykstant kvantiniams šuoliams tarp dviejų branduolio lygmenų, tada, pagal (13.5.8), γ kvanto energijos pokytis dėl elektronų banginės funkcijos įsiskverbimo į branduolio vidų yra lygus

$$\Delta E_{\rm suž} - \Delta E_{\rm pagr} = \frac{Ze^2}{10\varepsilon_0} |\psi(0)|^2 \left(R_{\rm suž}^2 - R_{\rm pagr}^2\right).$$
(13.5.9)

Kadangi šis reiškinys nusako γ kvanto energijos pokytį *atžvilgiu atomo su taškiniu branduoliu*, tai tiesiogiai šio pokyčio išmatuoti neįmanoma (nes tam reikėtų bandinio, kurį sudaro atomai su taškiniais branduoliais). Tačiau, pasinaudojus Mesbauerio reiškiniu, įmanoma išmatuoti reiškinio $\Delta E_{suž} - \Delta E_{pagr}$

verčių skirtumą sugėriklyje ir šaltinyje. Šis skirtumas (išreikštas energijos arba greičio vienetais) ir yra vadinamas *izomeriniu poslinkiu*¹:

$$\delta = \left(\Delta E_{\text{suž}} - \Delta E_{\text{pagr}}\right)_{a} - \left(\Delta E_{\text{suž}} - \Delta E_{\text{pagr}}\right)_{s} = \frac{Ze^{2}}{10\varepsilon_{0}} (|\psi_{a}(0)|^{2} - |\psi_{s}(0)|^{2})(R_{\text{suž}}^{2} - R_{\text{pagr}}^{2}), \quad (13.5.10)$$

čia indeksas "a" žymi sugėriklį ("absorberį"), o indeksas "š" žymi šaltinį. Kadangi $R_{suž}$ ir R_{pagr} skiriasi nežymiai, galima užrašyti

$$R_{\rm suz}^2 - R_{\rm pagr}^2 \approx \frac{\rm d}{{\rm d}R} (R^2) \Delta R = 2R \Delta R , \qquad (13.5.11)$$

čia ΔR yra sužadintojo ir pagrindinės būsenos branduolių spindulių skirtumas:

$$\Delta R \equiv R_{\text{suž}} - R_{\text{pagr}}, \qquad (13.5.12)$$

$$R \equiv (R_{\text{suž}} + R_{\text{pagr}}) / 2 \approx R_{\text{suž}} \approx R_{\text{pagr}}. \text{ [rašę (13.5.11)]} \text{ i (13.5.10)}, \text{ gauname:}$$

$$\delta = \frac{Ze^2}{5\varepsilon_0} R^2 \frac{\Delta R}{R} (|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2).$$
(13.5.13)

Izomerinis poslinkis δ visada būna keliomis eilėmis mažesnis už lygmens poslinkį (13.5.8), nes branduolio spindulio santykinis pokytis $\Delta R / R$ dažniausiai būna nežymus (tipiška vertė yra 0.01% eilės), o elektronų tankių sugėriklyje ir šaltinyje skirtumą $|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2$ lemia atomo išorinių sluoksnių s elektronų erdvinio pasiskirstymo pokyčiai, kurių indėlis į pilnutinį elektronų tankį prie branduolio yra daug mažesnis už 1s elektronų indėlį. Matome, kad izomerinio poslinkio išraiška (13.5.13) yra sudaryta iš dviejų daugiklių: daugiklį prieš skliaustus galima pavadinti "branduoliniu daugikliu", nes jis priklauso nuo branduolio parametrų – branduolio spindulio R ir jo santykinio

¹ Žodis "izomerinis" atspindi tą faktą, kad energijų skirtumas priklauso nuo dviejų izomerų (t. y. vienodos sudėties, tačiau skirtingos energijos branduolių) spindulių skirtumo.

pokyčio $\Delta R / R$, – o daugiklį skliaustuose galima vadinti "atominiu daugikliu", nes jis priklauso nuo atomo elektroninės konfigūracijos. Kaip pamatysime toliau, kiti hipersmulkiosios sandaros efektai taip pat yra išreiškiami dviem daugikliais, kurių vienas priklauso nuo branduolio parametrų, o kitas – nuo branduolio elektroninės aplinkos parametrų. Tai apsunkina tų efektų matavimo duomenų aiškinimą, nes, norint nustatyti vieną daugiklį, reikia žinoti kito daugiklio vertę. Pvz., norint pagal išmatuotąjį izomerinį poslinkį nustatyti sugėriklio ir šaltinio erdvinio elektros krūvio tankių branduolio centre skirtumą $e(|\psi_{a}(0)|^{2} - |\psi_{a}(0)|^{2})$, reikia nepriklausomai išmatuoti (arba apskaičiuoti) sužadintojo branduolio spindulio pokytį ΔR . Geležies izotopo ⁵⁷Fe atveju $\Delta R / R = -18 \cdot 10^{-4}$, t. y. sužadintoje būsenoje 57Fe branduolio spindulys sumažėja. Daugumos kitų branduolių spindulys sužadintoje būsenoje yra didesnis, negu pagrindinėje (pvz., alavo izotopo ¹¹⁹Sn $\Delta R / R = 1.0 \cdot 10^{-4}$). Kadangi ⁵⁷Fe atveju $\Delta R < 0$, tai pagal (13.5.13) ⁵⁷Fe atveju teigiamas izomerinis poslinkis reiškia, kad elektronų tankis prie branduolio sumažėja, o neigiamas izomerinis poslinkis reiškia, kad elektronų tankis prie branduolio išauga. Matavimai patvirtina šią išvadą: nustatyta, kad, kai ⁵⁷Fe atomas netenka valentinio s elektrono, izomerinis poslinkis lygus $\delta_s = +2,05$ mm/s, o kai ⁵⁷Fe atomas gauna papildoma s elektroną, izomerinis poslinkis lygus $\delta_s = -2,05$ mm/s. Taigi, naudojant izomerinį poslinkį, galima kiekybiškai įvertinti atomo elektronų konfigūracijos pokytį, kai susidaro cheminis ryšys: kuo didesnis izomerinis poslinkis, tuo stipresnis cheminio ryšio joninis pobūdis. Pvz., Fe elektronų konfigūracijos pokytį galima išreikšti santykiu $\delta / |\delta_s|$, čia $|\delta_s| = 2,05$ mm/s.

Nors izomerinį poslinkį tiesiogiai sukelia tik s elektronų tankio pokytis atomo centre, tačiau kitų elektronų netekimas arba prisijungimas taip pat gali sukelti žymų izomerinį poslinkį, nes jie dalinai ekranuoja s elektronus ir tokiu būdu veikia s elektronų erdvinį pasiskirstymą. Pvz., nustatyta, kad dvivalentės ir trivalentės geležies druskos turi skirtingus izomerinius poslinkius, nors Fe²⁺ ir Fe³⁺ jonų elektronų konfigūracijos skiriasi tik vienu 3d elektronu. Taip yra todėl, kad, Fe²⁺ jonui netekus 3d elektrono ir virtus Fe³⁺ jonu, sumažėja 3d elektronų ekranuojantis poveikis, todėl sustiprėja 3s elektronus veikiantis kuloninis elektrinis laukas ir 3s elektronai yra šiek tiek "pritraukiami" prie branduolio, t. y. elektronų krūvio tankis atomo centre išauga.

Izomerinį poslinkį iliustruoja 13.13 pav. 13.13 a pav. pavaizduoti branduolio energijos lygmenys šaltinyje ir sugėriklyje. Šiuo atveju kvantinio šuolio energija yra didesnė sugėriklyje, negu šaltinyje, t. v. izomerinis poslinkis yra teigiamas. Todėl Mesbauerio spektro minimumas atitinka teigiamą šaltinio greitį (žr. 13.13b pav.), t. y. rezonansinė sugertis tampa galima tik tada, kad šaltinis artėja link sugėriklio.



aplinkoje)

13.6. Magnetinė dipolinė hipersmulkioji sandara

13.6.1. Branduolio energijos lygmenų skilimas magnetiniame lauke

Esant išoriniam magnetiniam laukui, branduolys įgyja papildomą potencinę energiją, kuri lygi $E_M = -\mu_z B$, (13.6.1)

čia μ_z yra branduolio pilnutinio magnetinio dipolinio momento vektoriaus projekcija į išorinio lauko kryptį, o *B* yra išorinio lauko magnetinė indukcija. Projekciją μ_z nusako ši lygybė:

$$\mu_z = m_J g_J \mu_N \qquad (m_J = -J, -J+1, ..., J-1, J);$$
(13.6.2)

čia g_J yra branduolio g faktorius, m_J yra branduolio pilnutinio judesio kiekio momento ("sukinio") vektoriaus projekcija į lauko kryptį, išreikšta \hbar vienetais (m_J vadinamas "magnetiniu kvantiniu skaičiumi"), J yra branduolio sukinio kvantinis skaičius, o μ_N yra branduolinis magnetonas. Vadinasi, branduolio sąveikos su išoriniu magnetiniu lauku energija (13.6.1) gali būti lygi tik šioms vertėms:

$$E_{M} = -m_{J}g_{J}\mu_{N}B \quad (m_{J} = -J, -J+1, ..., J-1, J).$$
(13.6.3)

Tai reiškia, kad, esant išoriniam magnetiniams laukui, branduolio energijos lygmuo skyla į 2J + 1 lygmenų, tarp kurių yra $g_I \mu_N B$ didumo intervalai. γ kvanto, kuris sugeriamas arba emituojamas, vykstant šuoliui tarp pagrindinio ir sužadintojo lygmenų, energija priklauso nuo abiejų tų lygmenų hipersmulkiosios sandaros. Pagal (13.6.3) to γ kvanto energija yra lygi

$$\hbar\omega = (\hbar\omega)_0 - (g_{\rm suž}m_{\rm suž} - g_{\rm pagr}m_{\rm pagr})\mu_N B; \qquad (13.6.4)$$

čia $(\hbar \omega)_0$ yra γ kvanto energija, kai nėra magnetinio dipolinio skilimo, $g_{suž}$ ir $m_{suž}$ yra dydžių g_J ir m_J vertės sužadintoje būsenoje, o g_{pagr} ir m_{pagr} yra jų vertės pagrindinėje būsenoje.

Geriausiai ištirtas branduolio energijos lygmenų skilimas dėl jo pilnutinio dipolinio magnetinio momento sąveikos su efektiniu magnetiniu lauku, kurį sukuria branduoli supantys elektronai. Šis lygmenų skilimas vadinamas *magnetine dipoline hipersmulkiąja sandara*. Šiuo atveju branduolį veikiančio efektinio magnetinio lauko indukcija *B* yra proporcinga atomo elektronų pilnutinio judesio kiekio momentui. Šis laukas vadinamas "efektiniu", nes jis neturi tiksliai apibrėžtos krypties (jo kryptis yra susijusi su elektronų judesio kiekio vektoriaus kryptimi, kuri nėra fiksuota). Sąveikos energiją galima skaičiuoti pagal (13.6.3) formulę. Akivaizdu, kad, kaip ir izomerinio poslinkio atveju, sąveikos energija yra proporcinga dviems parametrams – branduolio parametrui g_J ir atominiam parametrui *B*. Vadinasi, norint pagal išmatuotąją E_M vertę nustatyti vieną iš šių dviejų parametrų, reikia žinoti kito parametro vertę.

<u>13.14a pav.</u> yra pavaizduota ⁵⁷Fe branduolio pagrindinio ir pirmojo sužadintojo lygmenų magnetinė dipolinė hipersmulkioji sandara. Šios energijos lygmenų diagramos kairėje yra nurodyti branduolio sukinio kvantinis skaičius *J*, o skilusių lygmenų dešinėje yra nurodyti atitinkami sukinio projekcijos kvantiniai skaičiai m_J . Šalia *J* verčių nurodytas branduolio būsenos lyginumas (viršutinis indeksas "–" reiškia, kad branduolio banginė funkcija yra nelyginė, o ženklas "+" reikštų, kad banginė funkcija yra lyginė). Pagrindinėje būsenoje ("1/2⁻") ⁵⁷Fe branduolio magnetinio momento ir sukinio projekcijų ženklai yra vienodi (t. y. $g_{pagr} > 0$), todėl, pagal (<u>13.6.3</u>), E_M mažėja, augant m_J . Sužadintos būsenos ("3/2⁻") magnetinio momento ir sukinio projekcijų ženklai yra priešingi (t. y. $g_{suž} < 0$), todėl E_M didėja, augant m_J .

Šaltinio ir sugėriklio energijos lygmenų skilimas pasireiškia spinduliuotės ir sugerties spektrų linijų skilimu. Kvantiniai šuoliai, kurie atitinka eksperimentiškai stebimąsias sugerties spektro linijas, yra pavaizduoti <u>13.14a pav.</u> rodyklėmis. Šuoliai $,-1/2 \rightarrow +3/2^{\circ}$ ir $,1/2 \rightarrow -3/2^{\circ}$ yra draudžiamieji (t. y. jų tikimybės yra daug mažesnės negu kitų pavaizduotų šuolių). Taip yra todėl, kad šuolius $,-1/2 \rightarrow +3/2^{\circ}$ ir $,1/2 \rightarrow -3/2^{\circ}$ atitinka magnetinio kvantinio skaičiaus m_J pokytis ±2, o kitus šuolius atitinka to skaičiaus pokytis ±1. Taigi, yra galimi tik šeši šuoliai, kurie pavaizduoti <u>13.14a pav.</u>

13.6.2. Branduolio magnetinio momento ir efektinio magnetinio lauko tyrimas Mesbauerio spektrometru

Magnetinės hipersmulkiosios sandaros tyrimai dažniausiai atliekami su fero-, feri- ir antiferomagnetinėmis medžiagomis, nes tose medžiagose efektinis magnetinis laukas yra ypač stiprus ir dėl to yra lengviau išskirti hipersmulkiąją sandarą, negu kitose medžiagose. Pirmasis sėkmingas tokio pobūdžio eksperimentas buvo atliktas su ⁵⁷Fe metalinėje geležyje. Alavo izotopo ¹¹⁹Sn lygmenų hipersmulkioji sandara buvo ištirta feromagnetiniame junginyje Mn₂Sn. Analogiški tyrimai buvo atlikti su nuklidais ¹⁹⁷Au, ¹⁶¹Dy, ¹⁶⁹Tm ir kt. Pakankamai stiprūs magnetiniai laukai gaunami ir


13.14 pav. (a) ⁵⁷Fe branduolio pagrindinio ir pirmojo sužadintojo energijos lygmenų magnetinė hipersmulkioji sandara ir leistiniai kvantiniai šuoliai. (b) Atitinkamas Mesbauerio spektras. Sugėriklis – trivalentės geležies oksidas Fe₂O₃ (antiferomagnetikas)

nemagnetinių atomų branduolių atveju, kai tie atomai yra įvairiuose magnetiniuose junginiuose arba feromagnetinių medžiagų lydiniuose.

 γ spinduliuotės spektro magnetinė hipersmulkioji sandara gali pasireikšti ne tik sugėriklyje, bet ir šaltinyje. Tokiu atveju Mesbauerio spektras taptų labai sudėtingas. Siekiant to išvengti, šaltinio branduoliai talpinami į diamagnetiko (paladžio, rodžio, nerūdijančio plieno ir kt.) gardelę. Tada šaltinio spinduliuotės spektras neturi magnetinės hipersmulkiosios sandaros (t. y. sudarytas iš vienos neskilusios linijos) ir išmatuotame Mesbauerio spektre minimumų skaičius sutampa su leistinių kvantinių šuolių skaičiumi (žr. <u>13.14b pav.</u>). Iš <u>(13.6.3)</u> išplaukia, kad tokiu atveju Mesbauerio spektro minimumų Doplerio greičiai yra proporcingi reiškiniui

$$(\hbar\omega)_{\rm a} - (\hbar\omega)_{\rm s} = \delta - (g_{\rm suž} m_{\rm suž} - g_{\rm pagr} m_{\rm pagr}) \mu_N B , \qquad (13.6.5)$$

čia $(\hbar\omega)_a$ ir $(\hbar\omega)_{\tilde{s}}$ yra γ kvantų energijos atitinkamai sugėriklyje ("absorberyje") ir šaltinyje, o $\delta \equiv (\hbar\omega)_{0a} - (\hbar\omega)_{0\bar{s}}$ yra izomerinis poslinkis (žr. <u>13.5 skirsnis</u>).

Magnetinės hipersmulkiosios sandaros linijos yra išsidėsčiusios simetriškai atžvilgiu spektro centro. <u>13.14a pav.</u> dvi linijos, kurios atitinka šuolius tarp lygmenų su $m_J = \pm 1/2$ ir lygmenų su $m_J = \pm 3/2$, pažymėtos α raide, dvi linijos, kurios atitinka šuolius $\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$ ir $-1/2 \rightarrow -1/2$, pažymėtos β , o dvi linijos, kurios atitinka šuolius $\pm 1/2 \rightarrow -1/2$, ir $-1/2 \rightarrow \pm 1/2$ pažymėtos γ . Kad tos linijos būtų išskirtos, natūralusis Mesbauerio spektro linijos plotis turi būti mažesnis už intervalą tarp polygmenių $g_I \mu_N B$ (žr. (<u>13.6.3</u>)). Jeigu magnetinio lauko, kuris veikia branduolio magnetinį momentą, visos kryptys yra vienodai tikėtinos (pvz., polikristalinio sugėriklio atveju), tada α , β ir γ linijų santykinis intensyvumas yra 3:2:1. Vadinasi, pagal linijų intensyvumų santykį (t. y. pagal Mesbauerio spektro minimumų integralų santykį) galima nustatyti, tarp kurių polygmenių vyksta atitinkami kvantiniai šuoliai. Fe₂O₃ Mesbauerio spektre, kuris pavaizduotas <u>13.14b pav.</u>, tos linijos yra išsidėsčiusios tokia tvarka: α , β , γ , γ , β , α . Išsiaiškinsime, kaip pagal hipersmulkiosios sandaros sandų padėtis Mesbauerio spektre nustatyti sužadintojo ir nesužadintojo branduolio magnetinių momentų santykį bei efektinio magnetinio lauko indukciją. Pažymėkime kiekvienos linijų poros (α , β ir γ) Doplerio greičių skirtumus ν_{α} , ν_{β} ir ν_{γ} Pvz., ν_{γ} yra dviejų mažiausio intensyvumo (<u>13.14b pav.</u> – ketvirtosios ir trečiosios) linijų Doplerio greičių skirtumas. Tada iš <u>13.14a pav.</u> akivaizdu, kad skirtumas $\nu_{\gamma} - \nu_{\beta}$ yra proporcingas dvigubam intervalui tarp sužadintojo lygmens polygmenių, kurie atitinka $m_J = \pm 1/2$, o suma $\nu_{\beta} + \nu_{\gamma}$ yra proporcinga dvigubam intervalui tarp pagrindinio lygmens polygmenių. Vadinasi, minėtųjų intervalų santykis yra lygus

$$\frac{g_{\text{suž}}\mu_{\text{N}}B}{g_{\text{pagr}}\mu_{\text{N}}B} \equiv \frac{g_{\text{suž}}}{g_{\text{pagr}}} = \frac{\nu_{\gamma} - \nu_{\beta}}{\nu_{\beta} + \nu_{\gamma}}.$$
(13.6.6)

Taigi, sužadintojo ir pagrindinio lygmenų g faktorių santykio ženklą galima lengvai nustatyti pagal Mesbauerio spektro γ linijų padėtį (kaip minėta, γ linijų intensyvumas yra mažiausias). Turint omenyje, kad, didėjant kvantinio šuolio energijai, atitinkamos Mesbauerio spektro smailės Doplerio greitis didėja, iš <u>13.14a pav.</u> aišku, kad, esant tokiam polygmenių išsidėstymui kaip <u>13.14a pav.</u>, abiejų γ linijų Doplerio greičiai visada bus tarp abiejų β linijų Doplerio greičių, o pastarieji bus tarp abiejų α linijų Doplerio greičių (t. y. $v_{\gamma} < v_{\beta} < v_{\alpha}$). Vadinasi, šiuo atveju dvi mažiausio intensyvumo Mesbauerio spektro smailės bus vidurinės (t. y. trečioji ir ketvirtoji, kaip 13.14b pav.). Tai rodo, kad $g_{suž}$ ir g_{pagr} ženklai yra priešingi ($g_{suž} / g_{pagr} < 0$, žr. (13.6.6) formulę). g_{pagr} arba $g_{suž}$ ženklo pakeitimas pasireiškia tuo, kad pasikeičia atitinkamo lygmens polygmenių tvarka (žr. 13.14a pav.). Toks vieno lygmens polygmenių sukeitimas vietomis pasireiškia tuo, kad Mesbauerio spektro β ir γ smailės taip pat susikeičia vietomis. Todėl, kai g_{suž} ir g_{pagr} ženklai yra vienodi, dvi mažiausio intensyvumo Mesbauerio spektro smailės nėra vidurinės (t. y. jos yra pirmoji ir šeštoji arba antroji ir penktoji), o jų Doplerio greičių skirtumas yra didesnis negu β smailių (t. y. $v_{\gamma} > v_{\beta}$). "Branduolio magnetiniu momentu" įprasta vadinti didžiausią galimą magnetinio momento vektoriaus projekcijos vertę, t. y. dydį $g_J J \mu_N$ (žr. (13.6.2)). Todėl, atsižvelgus į (13.6.6), pirmosios sužadintosios ir pagrindinės būsenų magnetinių momentų santykis, kai pagrindinio lygmens J = 1/2, o sužadintojo lygmens J = 3/2, yra

$$\frac{\mu_{3/2}}{\mu_{1/2}} = \frac{\frac{3}{2}g_{\text{suž}}}{\frac{1}{2}g_{\text{pagr}}} = 3\frac{\nu_{\gamma} - \nu_{\beta}}{\nu_{\beta} + \nu_{\gamma}}$$
(13.6.7)

(čia apatinis indeksas prie " μ " nurodo branduolio sukinio kvantinį skaičių *J*). Taigi, žinant pagrindinės būsenos magnetinį momentą $\mu_{1/2}$, pagal Mesbauerio spektrą galima apskaičiuoti sužadintosios būsenos magnetinį momentą. Pagrindinių būsenų branduolių magnetiniai momentai dažniausiai matuojami branduolinio magnetinio rezonanso metodu. ⁵⁷Fe branduolio pagrindinės būsenos magnetinis momentas lygus $\mu_{1/2} = (0.0903 \pm 0.0007) \mu_N$, o Mesbauerio spektroskopijos metodu gautoji pirmosios sužadintosios būsenos magnetinio momento vertė lygi $\mu_{3/2} = -(0.155 \pm 0.004) \mu_N$.

Žinant $g_{suž}$ ir g_{pagr} , galima nustatyti ir efektinio magnetinio lauko indukciją *B*. Pvz., pasinaudosime greičių skirtumo v_{α} apibrėžtimi:

$$\nu_{\alpha} = \frac{c}{\hbar\omega_0} \Big[\hbar\omega \Big(+\frac{1}{2} \to +\frac{3}{2} \Big) - \hbar\omega \Big(-\frac{1}{2} \to -\frac{3}{2} \Big) \Big], \qquad (13.6.8)$$

čia $\hbar \omega_0$ yra šaltinio spinduliuotės γ kvantų energija, o laužtiniuose skliaustuose yra didžiausios ir mažiausios šuolių energijų skirtumas (žr. <u>13.14a pav.</u>). Iš <u>(13.6.5)</u> išplaukia, kad tas skirtumas yra lygus

$$2(g_{pagr}J_{pagr} - g_{suž}J_{suž})\mu_N B$$

Įrašę šį reiškinį į (13.6.8) ir pasinaudoję tuo, kad šiuo atveju $J_{pagr} = 1/2$, $J_{suž} = 3/2$, gauname:

$$\nu_{\alpha} = \frac{c}{\hbar \omega_0} (g_{\text{pagr}} - 3g_{\text{suž}}) \mu_N B , \qquad (13.6.9)$$

t. y.

$$B = \frac{\upsilon_{\alpha} \hbar \omega_0}{c(g_{\text{pagr}} - 3g_{\text{suž}})\mu_N},$$
(13.6.10)

Tokiu būdu išmatuota efektinės magnetinės indukcijos B vertė metalinėje geležyje yra lygi $(33,0 \pm 0,3)$ T.

14. Masės spektrometrai ir magnetiniai spektrometrai

14.1. Branduolių masių matavimas ir izotopų atskyrimas

Tikslus branduolių masių matavimas yra ypač svarbus branduolio fizikos raidai (daug svarbesnis, negu atomo fizikoje). Taip yra dėl dviejų priežasčių:

- Branduolio nukleonų tarpusavio traukos jėga pasireiškia vadinamuoju masės defektu, t. y. branduolio masės sumažėjimu lyginant su jį sudarančių nukleonų masių suma. Šis masės defektas gali sudaryti nuo 0,1% iki maždaug 1% viso branduolio masės (palyginimas: santykinis vandenilio atomo masės sumažėjimas dėl protono ir elektrono traukos jėgos yra tik 1,4 · 10⁻⁸). Tikslus masės defekto žinojimas yra svarbus formuluojant nukleonų tarpusavio sąveikos jėgos modelius.
- 2) Vieno elemento izotopų branduolių savybės yra skirtingos (nors vieno elemento izotopų atomų cheminės savybės yra vienodos). Kad ištirti konkretaus izotopo branduolių savybes, reikia mokėti nustatyti, kurių izotopų yra tiriamajame bandinyje ir atskirti tuos izotopus vieną nuo kito tolimesniems tyrimams. Izotopai yra atskiriami pagal jų branduolių mases.

Izotopų atskyrimui bei tiksliam branduolių masių matavimui naudojami vadinamieji **masės** spektroskopai. Jie yra skirstomi į dvi rūšis pagal tai, kokiu metodu yra registruojami atskirtieji izotopai: jeigu naudojamas fotografinis metodas (pagal vaizdą ant fotografinės plokštelės), tada toks įrenginys vadinamas **masės spektrografu**, o jeigu elektrinis metodas (naudojant jonų detektorių), tada – **masės spektrometru**. Tipiško masės spektrografo schema pavaizduota <u>14.1 pav.</u>

Pirmasis masės spektrometro blokas – tai jonų šaltinis, kuris generuoja jonizuotų atomų arba molekulių pluoštą. Jonai gali būti kuriami keliais būdais, pvz., praleidžiant pro tiriamosios medžiagos garus didelės energijos elektronus arba sukeliant kibirkštinį išlydį tarp elektrodų, kurie padengti tiriamąja medžiaga. Jonų, kurie išlekia iš šaltinio, greičiai yra pasiskirstę plačiame intervale (apytiksliai pagal Maksvelo skirstinį) ir, be to, dažniausiai būna kelių masių jonai.

Kitas elementas yra *greičio selektorius*, kuriame egzistuoja statmeni vienas kitam elektrinis ir magnetinis laukai. <u>14.1 pav.</u> atveju elektrinis laukas nukreiptas į viršų, o magnetinis laukas – iš



14.1 pav. Masės spektrografo schema. Jonų šaltinis generuoja jonų pluoštą, kuriame jonų greičiai pasiskirstę pagal Maksvelo skirstinį. Greičio selektorius praleidžia tik apibrėžto greičio jonus. Paskui tie jonai patenka į judesio kiekio selektorių (vienalytį magnetinį lauką), kuris juos išskaido pagal judesio kiekius, t. y. pagal mases.

brėžinio plokštumos. Kadangi jonų elektros krūvis yra teigiamas, tai pagal "kairiosios rankos taisyklę" magnetinis laukas juos veiks jėga, kuri nukreipta į apačią, o elektrinis laukas juos veiks jėga, kuri nukreipta į viršų. Jėga, kuri atsiranda dėl magnetinio lauko, yra tiesiog proporcinga jonų greičiui, o jėga, kuri atsiranda dėl elektrinio lauko, nepriklauso nuo jonų greičio. Todėl egzistuoja tam tikra jonų greičio vertė, kuriai esant abi minėtosios jėgos kompensuoja viena kitą. Jonų, kurie juda tuo greičiu, trajektorija lieka tiesi. Tik tokio greičio jonai išeina iš greičio selektoriaus (žr. <u>14.1 pav.</u>). Ta greičio vertė gaunama remiantis abiejų minėtų jėgų išraiškomis. Iš sąlygos, kad tos jėgos būtų lygios viena kitai, išplaukia ši lygybė:

$$qE = q\nu B \,, \tag{14.1.1}$$

čia q yra jonų krūvis, v yra jų greitis, E yra elektrinio lauko stipris, B yra magnetinė indukcija. Greičio v išraiška, kuri išplaukia iš (14.1.1), yra

$$v = \frac{E}{B}.$$
 (14.1.2)

Matome, kad greičio selektorius atrenka visus greičio v jonus, nepriklausomai nuo jų masės. Paskutinis elementas yra judesio kiekio selektorius. Jame egzistuoja statmenas jonų judėjimo krypčiai vienalytis magnetinis laukas. Tame lauke jonai juda apskritimo formos trajektorija, kurios spindulys priklauso nuo jų judesio kiekio (impulso). Trajektorijos spindulio (r) ir judesio kiekio sąryšis išplaukia iš Lorenco jėgos išraiškos (ji užrašyta (14.1.1) lygybės dešiniojoje pusėje) ir apskrita orbita judančios dalelės įcentrinio pagreičio išraiškos:

$$a = \frac{v^2}{r}$$
. (14.1.3)

Pagal II Niutono dėsnį įcentrinė jėga yra lygi ma, kur m yra jono masė. Vadinasi,

$$qvB = m\frac{v^2}{r}$$

arba

$$m\upsilon = qBr . (14.1.4)$$

Šios lygybės kairiojoje pusėje yra jono judesio kiekio išraiška. Taigi, jono trajektorijos spindulys r yra tiesiog proporcingas jono judesio kiekiui:

$$r = \frac{m\nu}{qB}.$$
 (14.1.5)

Kadangi q, B ir v vertės yra tiksliai apibrėžtos, tai judesio kiekio selektoriuje jono trajektorijos spindulys r priklauso tik nuo jono masės m. Judesio kiekio selektoriaus magnetinės indukcijos vertė B, kuri įeina į (14.1.4) ir (14.1.5) formules, bendruoju nėra lygi greičio selektoriaus magnetinei indukcijai, kuri įeina į (14.1.1) ir (14.1.2) formules. Tačiau dažnai abiejų šių blokų magnetinis laukas būna vienodas. Tada, įrašius v išraišką (14.1.2) į (14.1.5) ir išreiškus m, gaunama ši formulė:

$$m = \frac{qrB^2}{E}.$$
 (14.1.6)

Norint išmatuoti branduolių mases, pvz., 10^{-6} santykiniu tikslumu, reikia, kad visi dydžiai, kurie įeina į masės išraišką (14.1.6), būtų žinomi tokiu tikslumu. Praktiškai toks tikslumas yra nepasiekiamas. Todėl matuojant branduolių mases yra taikomas vadinamasis *masių dubleto* metodas: vietoj to, kad tiesiogiai matuoti nežinomąją masę, yra matuojamas jos nuokrypis nuo kitos masės, kuri yra iš anksto tiksliai žinoma. Tada ir nežinomąją masę galima nustatyti daug tiksliau negu matuojant tiesiogiai. Pvz., tarkime, kad yra siekiama tiksliai išmatuoti protono (vandenilio ¹H branduolio) masę. Yra iš anksto žinoma, kad anglies izotopo ¹²C atomo masė yra tiksliai lygi 12 a.m.v. (atominiai masės vienetai), nes atominis masės vienetas yra apibrėžiamas kaip viena dvyliktoji ¹²C atomo masės dalis. Todėl, matuojant protono masę, kai nėra jokios kitos papildomos informacijos, reikia naudoti du skirtingos sudėties, bet vienodos molekulinės masės cheminius junginius, kuriuos sudaro tik ¹H ir ¹²C atomai. Pvz., galima naudoti C₉H₂₀ (nonanas, molekulinė masė $9 \cdot 12 + 20 = 128$) ir C₁₀H₈ (naftalenas, molekulinė masė $10 \cdot 12 + 8 = 128$). Masės spektrometru išmatuota jų molekulinių jonų masių skirtumo vertė yra lygi $\Delta = 0,09390032 \pm 0,00000012$ a.m.v. To skirtumo išraiška, kuri išplaukia iš junginių cheminių formulių, yra šitokia:

$$\Delta = m(C_9H_{20}) - m(C_{10}H_8) = 12m(^{1}H) - m(^{12}C).$$

Vadinasi.

$$m(^{1}\text{H}) = \frac{1}{12}[m(^{12}\text{C}) + \Delta] = 1,00000000 + \frac{1}{12}\Delta = 1,00782503 \pm 0,00000001 \text{ a.m.v.}$$

Tęsiant šį pavyzdį, galima išmatuoti ir trečiojo nuklido atominę masę: Dabar jau yra tiksliai žinomos dviejų nuklidų (¹H ir ¹²C) atominės masės, todėl matuojant trečiojo nuklido (pvz., ¹⁴N) atominę masę, galima naudoti junginius, kuriuos sudaro ¹H, ¹²C ir ¹⁴N atomai. Pvz., galima naudoti C_2H_4 (etenas, molekulinė masė $2 \cdot 12 + 4 = 28$) ir dujinis azotas (N₂, molekulinė masė $2 \cdot 14 = 28$). Šių dviejų molekulių masių skirtumas lygus

$$\Delta = m(C_2H_4) - m(N_2) = 2m(^{12}C) + 4m(^{1}H) - 2m(^{14}N) = 0,025152196 \pm 0,00000003 \text{ a.m.v.}$$

Vadinasi,

$$m(^{14} N) = m(^{12} C) + 2m(^{1} H) - \frac{1}{2}\Delta = 14,00307396 \pm 0,00000002 a.m.v.$$

Šie pavyzdžiai rodo, kad matuojant branduolių mases masių dubleto metodu galima pasiekti 10^{-8} arba 10^{-9} santykinę paklaida, nors išmatuoto masių skirtumo Δ santykinė paklaida yra 10^{-6} eilės (taip yra todėl, kad branduolio masės defektas yra 2 – 3 didumo eilėmis mažesnis už branduolio masę).

Masės spektrometrijos metodu galima išmatuoti tik stabilių arba palyginti ilgaamžių nuklidų mases. Trumpaamžių nuklidų mases galima išmatuoti pagal branduolinės reakcijos, kurios metu tie nuklidai susiformuoja, šiluma O. Pvz., tarkime, kad apibendrintoji reakcijos lygtis yra šitokia:

$$x + X \rightarrow y + Y ,$$

čia "x" žymi krintančiąją dalelę, o "X" žymi nejudantį taikinio branduolį. Reakcijos šiluma yra lygi pirminių ir antrinių dalelių rimties energijų skirtumui:

$$Q = [m(\mathbf{x}) + m(\mathbf{X}) - m(\mathbf{y}) - m(\mathbf{Y})]c^{2}.$$
 (14.1.7)

Vadinasi, jeigu branduolio "Y" masė nėra žinoma, tada ją galima nustatyti išmatavus Q. Pvz., tokiu būdu buvo nustatyta trumpaamžio azoto izotopo ¹²N masė. Šis nuklidas susidaro endoterminėje reakcijoje ${}^{1}H + {}^{14}N \rightarrow {}^{12}N + {}^{3}H$. Iš masės spektrometrijos matavimų yra žinoma, kad $m({}^{1}\text{H}) = 1.007825 \text{ a.m.v.}, m({}^{14}\text{N}) = 14.003074 \text{ a.m.v.}, m({}^{3}\text{H}) = 3.016049 \text{ a.m.v.}$ Išmatuota minėtos reakcijos šilumos vertė yra $Q = -22,1355 \pm 0,0010$ MeV. Vadinasi,

 $m(^{12}N) = m(^{14}H) + m(^{14}N) - m(^{3}H) - Q / c^{2} = 12,018613 \pm 0,000001 \text{ a.m.v.}$ Šios vertės paklaidą daugiausia lemia Q paklaida (¹H, ³H ir ¹⁴N branduolių masių santykinė palaida yra daug mažesnė). Nuklido ¹²N pusamžis yra 0,01 s, t. y. pernelyg mažas, kad šio nuklido masę būtų galima išmatuoti masės spektrometru. Taigi, branduolinių reakcijų metodu galima išmatuoti nestabiliųjų nuklidų mases, kurias neįmanoma išmatuoti tiesiogiai.

Masės spektrometrijos metodais galima išmatuoti ir įvairių vieno cheminio elemento izotopu santykinius kiekius gamtoje. Tai atliekama naudojant pastovų trajektorijos spindulį r judesio kiekio selektoriuje (žr. 14.1 pav.) ir vietoj fotografinės plokštelės naudojant ekraną su plyšiu. Kryptingai keičiant elektrinio lauko stiprį E arba magnetinę indukciją B, kryptingai kinta ir jonų, kurie pataiko į tą plyši, masė m (žr. (14.1.6)). Matuojant jonu elektros srove, kuri pereina per plyši, gaunama maždaug tokia srovės priklausomybė nuo masės, kuri pavaizduota 14.2 pav. Smailių integralų santykiai yra lygūs atitinkamų masių izotopų kiekių santykiai. Tokiu būdu gautos kriptono izotopų santykinės dalys natūraliame kriptone yra pateiktos 14.2 pav. paraštėje. Vidutinė kriptono atominė masė apskaičiuojama padauginus kiekvieno izotopo atominę masę iš atitinkamos santykinės dalies ir paskui sudėjus tas sandaugas:

$$m = 0,00356 m(^{78}\text{Kr}) + 0,0227 m(^{80}\text{Kr}) + ... = 83,8 \text{ a.m.v.}$$

Ši vertė sutampa su ta, kuri pateikta periodinėje elementų lentelėje.

Masės spektrometrai naudojami ne tik matuojant nuklidu mases, bet ir formuojant reikalingos masės nuklidų bandinius laboratoriniams tyrimams. Kai kurie masės spektrometrai yra optimizuoti tam, kad būtų galima kuo greičiau sukaupti didelį reikalingos medžiagos kiekį. Tuo tikslu tenka pabloginti kai kurias kitas spektrometro charakteristikas, pvz., jo gebėjimą išskirti artimas mases (kaip 14.2 pav.). Pvz., tokie izotopu atskyrimo renginiai yra Ouk Ridžo (angl. Oak Ridge) nacionalinėje laboratorijoje (JAV). Atskirtieji izotopai, kuriuos galima nusipirkti iš tokių laboratorijų, yra naudojami



14.2 pav. Kriptono masės spektras: ⁷⁸Kr (0,356 %), ⁸⁰Kr (2,27 %), ⁸²Kr (11,6 %), ⁸³Kr (11,5 %), ⁸⁴Kr (57,0 %), ⁸⁶Kr (17,3 %).

labai įvairiuose eksperimentuose, – ne tik branduolio fizikos, bet ir chemijos ir biologijos srityse. Pvz., stabilieji izotopai gali būti naudojami vietoj radioaktyviųjų žymėtųjų atomų tiriant medžiagų apykaitą augaluose. Natūralios anglies 99 % yra ¹²C, o likęs 1 % yra ¹³C, natūralaus azoto 99,6 % yra ¹⁴N, o 0,4 % yra ¹⁵N. Jeigu augalas yra patalpinamas į patalpą, kurios ore visas anglies dioksidas (CO₂) yra sudarytas iš ¹³C, ir jeigu naudojamos trąšos, kuriuose vietoj ¹⁴N yra ¹⁵N, tada, periodiškai matuojant šių izotopų kiekius įvairiose augalo vietose, galima tirti anglies ir azoto atomų judėjimą augalo viduje. Tokių tyrimų būtų neįmanoma atlikti naudojant radioaktyviuosius žymėtuosius atomus, nes labiausiai ilgaamžio radioaktyviojo azoto izotopo skilimo pusamžis yra 10 min. Vadinasi, naudojant radioaktyviuosius azoto izotopus negalima tirti ypač lėtų vyksmų (tokių kaip medžiagų apykaita augaluose). Be to, radioaktyvieji izotopai galėtų pakenkti tiriamajam augalui bei žmonėms, kurie jį prižiūri.

Visiškai kitoks izotopų atskyrimo metodas remiasi tuo, kad naudojant lazerius galima gauti labai tiksliai apibrėžto bangos ilgio (t. y. monochromatinę) šviesą. Vieno elemento skirtingų izotopų atomų kvantinių šuolių energijos šiek tiek skiriasi. Šis skirtumas yra vadinamas *izotopiniu poslinkiu*. Izotopinis poslinkis atsiranda dėl to, kad skirtingų izotopų branduolių spinduliai yra skirtingi. Galima pasiekti, kad lazerio spinduliuotė sužadintų vieno izotopo atomus, tačiau nesužadintų kitų to paties elemento izotopų atomų. Tokio įrenginio schema pavaizduota <u>14.3 pav.</u> Neutralių atomų pluoštas pereina per pirmojo lazerio spinduliuotę, kurios dažnis parinktas taip, kad ją sugertų tik vieno izotopo



14.3 pav. Lazerinis izotopų atskyrimas. Neutralių atomų pluoštą sudaro keturių izotopų mišinys (A_1 , A_2 , A_3 , A_4). Pirmasis lazeris spinduliuoja labai tiksliai apibrėžto bangos ilgio šviesą, kuri gali sužadinti izotopo A_2 atomus, tačiau negali sužadinti kitų izotopų atomų (dėl izotopinio poslinkio). Antrasis lazeris spinduliuoja šviesą, kuri gali jonizuoti tik sužadintus atomus. Todėl tik A_2 atomai gali virsti teigiamais jonais, kurie paskui nukreipiami elektriniu lauku ir surenkami

atomai. Tos sugerties metu tų atomų elektronai pereina į tam tikrą sužadintąjį energijos lygmenį. Kai elektronas yra sužadintame energijos lygmenyje, tada energijos kiekis, kuris reikalingas tam, kad pašalinti tą elektroną iš atomo, yra mažesnis, negu tada, kai elektronai užima mažiausios energijos lygmenis. Todėl galima pasiekti, kad antrojo lazerio spinduliuotė jonizuotų tik sužadintuosius atomus (žr. <u>14.3 pav.</u>). Vadinasi, kai atomų pluoštas pereina per antrojo lazerio spinduliuotę, kai kurie reikalingojo izotopo atomai bus jonizuoti. Visų kitų izotopų atomai liks neutralūs. Todėl, perėjus atomų pluoštui pro elektrinį lauką ("kreiptuvą"), judėjimo kryptį pakeis tik reikalingo izotopo atomai. Taip galima atrinkti tik to izotopo atomus ir sukaupti reikalingą jų skaičių (žr. <u>14.3 pav.</u>).

14.2. Magnetinio spektrometro veikimo principas ir pagrindiniai parametrai

Matuojant regimosios šviesos bangos ilgį, yra naudojamos difrakcinės gardelės, kurios išskaido šviesą į skirtingų spalvų spindulius (t. y. išsklaido šviesą skirtingomis kryptimis priklausomai nuo jos bangos ilgio). Taigi, yra realizuojamas *erdvinis* bangos ilgių atskyrimas: skirtingi bangos ilgiai registruojami skirtinguose erdvės taškuose. Registravimui gali būti naudojama fotografinė plokštelė (spektrografuose) arba fotoelektrinis įtaisas (spektrometruose). Projektuojant tokių matavimų įrangą, yra siekiama padidinti *skiriamąją gebą* (ji apibrėžiama kaip santykis $\lambda / \Delta \lambda$, kur λ yra bangos ilgis, o $\Delta \lambda$ yra mažiausias dviejų spektro linijų bangos ilgių skirtumas, kai tas dvi linijas dar galima atskirti vieną nuo kitos) ir padidinti *dispersiją* (ji apibrėžiama kaip santykis $\Delta \theta / \Delta \lambda$, kur $\Delta \theta$ yra sklaidos kampų skirtumas, atitinkantis bangos ilgių skirtumą $\Delta \lambda$).

Projektuojant magnetinį elektringųjų dalelių spektrometrą, tikslai yra tokie patys, kaip anksčiau minėtieji tikslai projektuojant optinį spektrometrą. Magnetinis spektrometras – tai vakuuminis prietaisas, kuriame elektringosios dalelės juda apibrėžtos konfigūracijos magnetiniame lauke, nukrypdamos jame įvairiais kampais, priklausomai nuo jų energijos ir krūvio. Tokiu būdu elektringųjų dalelių pluoštas yra išskaidomas pagal jų energijas, ir tampa įmanoma tirti dalelių energiju spektra. Taigi, kaip ir optiniame spektrometre, skirtingu energiju dalelės yra nukreipiamos skirtingomis kryptimis ir reikia mažinti energinę skyrą bei didinti dispersiją. Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad skiriamoji geba ir energinė skyra reiškia skirtingus dydžius: skiriamosios gebos apibrėžtyje bangos ilgių skirtumas $\Delta \lambda$ yra vardiklyje, todėl maža bangos ilgio matavimo paklaida reiškia *didele* skiriamąją gebą; tuo tarpu energinė skyra apibrėžiama kaip santykis $\Delta E / E$, kur E yra dalelės energiją, o ΔE yra mažiausias dviejų energijų skirtumas, kai tas dvi energijas dar galima atskirti viena nuo kitos. Taigi, maža energijos matavimo paklaida reiškia *maža* energine skyra. Teiginys "didelė skiriamoji geba" yra tapatus teiginiui "maža energinė skyra": abiem atvejais siekiama pasakyti, kad, kai monochromatinė spinduliuotė krinta į įrenginį, energijos arba bangos ilgio matavimo paklaida yra palyginti maža. Be to, yra pageidautina, kad spektrometras fokusuotų daleles, t. y. nukreiptų daleles, kurios sklinda skirtingomis kryptimis, į vieną tašką, kuriame yra registravimo įrenginys (pvz., fotografinė plokštelė arba detektorius). To reikia, kad palengvinti detektavimą ir sumažinti matavimo trukmę.

Magnetinių spektrometrų sandara yra panaši į masės spektrometrų sandarą, kuri aprašyta 14.1 skirsnyje. Pagrindinius veikimo principus iliustruoja 14.4 pav. Tarkime, kad radioaktyvusis šaltinis spinduliuoja dviejų tiksliai apibrėžtų energijų E_1 ir E_2 elektringąsias daleles (pvz., α daleles). Iš šaltinio tos dalelės išlekia įvairiomis kryptimis. Vienalyčiame magnetiniame lauke jos juda apskritimais. Apskritimo spindulio r ir magnetinės indukcijos B sandauga nusako dalelės judesio kiekį mv (žr. (14.1.4) lygybę). Vadinasi, į fotografinę plokštelę tos dvi dalelės pataikys skirtinguose taškuose. Visos kitos tokio įrenginio projektavimo detalės yra susijusios su tuo, kad yra siekiama padidinti fokusavimo efektą ir pagerinti energinę skyrą. Kadangi dalelių energija nustatoma pagal trajektorijos spindulį r ir magnetinę indukciją B, o santykinė spindulio r matavimo paklaida būna daug didesnė už santykinę B matavimo paklaidą, tai magnetinio spektrometro energinę skyrą lemia spindulio r matavimo paklaida Δr :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{\Delta r}{r} \,. \tag{14.2.1}$$

Optimali magnetinio spektrometro sandara priklauso nuo tiriamųjų dalelių rūšies.

Tipiško elektronų magnetinio spektrometro schema parodyta <u>14.5 pav.</u> Magnetinį lauką kuria elektros srovė, kuri teka ritėmis. Esant tam tikrai srovės (t. y. magnetinio lauko) vertei, tam tikros energijos (E_2) elektronų trajektorijos kreivumas yra toks, kad jie apeina kliūtį ir pataiko į išėjimo plyšį.



14.5 pav. "Magnetinio lęšio" tipo elektronų spektrometras. Ritės sukuria magnetinį lauką, kuris lygiagretus ričių ašiai. Tam tikros energijos E_2 dalelės yra sufokusuojamos į išėjimo plyšį ir pasiekia detektorių. Kitų energijų dalelės nėra detektuojamos. Pakeitus ričių srovę, galima pasiekti, kad detektorius detektuotų kitos energijos daleles

Mažesnės energijos (E_3) elektronų trajektorijos kreivumo spindulys yra per mažas, kad jie galėtų apeiti kliūtį, o didesnės energijos (E_1) elektronų trajektorijos kreivumo spindulys yra per didelis, kad jie galėtų pataikyti į plyšį. Detektorius (D) matuoja elektronų, išeinančių iš ritės, skaičių per laiko vienetą, esant įvairioms ričių srovėms. Tokio įrenginio energinė skyra dažniausiai būna mažesnė už 0,1 %. Palyginimas: geriausia (mažiausia) energinė skyra, kurią galima pasiekti naudojant puslaidininkinį Si(Li) detektorių, yra maždaug 0,5 %. Taigi, naudojant magnetinį spektrometrą, galima tiksliau išmatuoti elektronų energijos spektrą, negu naudojant puslaidininkinį detektorių.

Magnetinių spektrometrų, kurie skirti tirti sunkiųjų elektringųjų dalelių (pvz., α dalelių arba protonų) energijos spektrą, veikimo principas yra toks pats, tačiau yra kai kurių ypatybių, kurios susijusios su didesne dalelių mase. Esant tai pačiai kinetinei energijai *E*, sunkiųjų dalelių judesio kiekis yra didesnis negu lengvųjų dalelių, nes judesio kiekis yra lygus

$$m\upsilon = \sqrt{2mE} , \qquad (14.2.2)$$

čia *m* yra dalelės masė. Kadangi magnetiniame spektrometre magnetinės indukcijos ir trajektorijos spindulio sandauga yra tiesiog proporcinga judesio kiekiui mv (žr. (14.1.4)), tai sunkiųjų dalelių spektrometrų matmenys yra didesni ir juose turi būti naudojami stipresni magnetiniai laukai, negu elektronų spektrometruose. Sunkiųjų dalelių magnetiniuose spektrometruose magnetinis laukas kuriamas naudojant elektromagnetus, o tipiški tokio spektrometro matmenys yra kelių metrų eilės. Pilnutinė tokio įrenginio masė gali siekti 100 tonų (didžiąją dalį tos masės sąlygoja elektromagnetų feromagnetinės šerdys). 14.6 pav. yra sunkiųjų elektringųjų dalelių magnetinio spektrometro nuotrauka. Tokio įrenginio energinė skyra taip pat yra maždaug 0,1 % arba mažesnė, t. y. 3 – 5 kartus geresnė negu tipiško puslaidininkinio detektoriaus.



14.6 pav. Didelės skiriamosios gebos protonų spektrometras (Los Alamos Nacionalinė Laboratorija, JAV). Protonai patenka į spektrometrą iš kairės vamzdžiu, kuris yra apačioje, paskui yra išsklaidomi, pereina du kreiptuvus (75°) ir detektuojami viršuje. Kai protonų energija yra 800 MeV, energinė skyra yra maždaug 30 keV

14.3. Fokusavimo reiškinio magnetiniame spektrometre analizė

Įsitikinsime, kad spektrometras, kuris pavaizduotas <u>14.4 pav.</u>, iš tikrųjų turi savybę fokusuoti daleles, išlėkusias skirtingomis kryptimis, į vieną tašką. Tarkime, kad radioaktyvusis šaltinis yra plono siūlo pavidalo (<u>14.8 pav.</u> šaltinis pažymėtas raide *S*, tas siūlas yra statmenas <u>14.8 pav.</u> plokštumai). Kadangi radioaktyvusis šaltinis spinduliuoja daleles įvairiomis kryptimis, reikia nagrinėti vienodo spindulio apskritimų šeimą (žr. <u>14.8 pav.</u>). Žinome, kad *r* spindulio apskritimo lygtis yra

$$r^{2} = (x - x_{0})^{2} + (y - y_{0})^{2}, \qquad (14.3.1)$$

čia x_0 ir y_0 yra apskritimo centro koordinatės. Šiuo atveju x_0 ir y_0 nėra nepriklausomi, nes visi šie apskritimai eina per tašką S, kuriame yra radioaktyvusis šaltinis. Laikysime, kad šis taškas yra koordinačių pradžios taškas x = 0, y = 0. Apskritimo centro padėtį lemia dalelės pradinė kryptis. Jeigu dalelė išlekia Y ašies kryptimi, tada apskritimo centras yra ant X ašies, taške x = r (vidurinis apskritimas <u>14.8 pav.</u>). Bendruoju atveju apskritimo centro koordinatės apskaičiuojamos pagal





14.7 pav. Tiesioginio nuokrypio magnetinio spektrometro schema

14.8 pav. Elektringųjų dalelių trajektorijos magnetiniame spektrometre su pusiau apskrita fokusuote. $2\alpha_0$ yra diafragmos kampinė apertūra

formules $x_0 = r \cos \alpha$, $y_0 = r \sin \alpha$; čia α yra kampas tarp *Y* ašies ir elektringosios dalelės pradinės krypties (žr. <u>14.7 pav.</u>). Taigi, skirtingomis kryptimis išlėkusių dalelių trajektorijų lygtys yra

$$r^{2} = (x - r\cos\alpha)^{2} + (y - r\sin\alpha)^{2}.$$
 (14.3.2)

Ant fotografinės plokštelės gaunamas šaltinio atvaizdas. To atvaizdo plotis lemia trajektorijos spindulio (ir tuo pačiu – dalelių energijos) matavimo paklaidą. Apskaičiuosime šaltinio atvaizdo plotį dviem atvejais: kai naudojama <u>14.7 pav.</u> geometrija (t. y. kai nėra fokusavimo efekto) ir kai naudojama <u>14.4 pav.</u> geometrija.

Magnetinis spektrometras, kurio sandara atitinka <u>14.7 pav.</u>, yra vadinamas *tiesioginio nuokrypio spektrometru*. Tokiame spektrometre elektringosios dalelės, kurias spinduliuoja plono siūlo formos šaltinis, praeina pro siaurą plyšį – vadinamąją *diafragmą* – ir yra registruojamos fotografinėje plokštelėje (žr. <u>14.7 pav.</u>). Dalelės su skirtinga energija pataiko į skirtingus fotografinės plokštelės taškus ir sudaro šaltinio atvaizdus, kurie yra siaurų juostelių pavidalo. Jeigu atstumas *a* tarp šaltinio ir fotografinės plokštelės yra daug mažesnis už trajektorijos kreivumo spindulį *r*, tada apskritimų lankai, kuriais juda dalelės <u>14.7 pav.</u>, yra beveik tiesių atkarpų pavidalo, todėl šaltinio atvaizdo, kurį sąlygoja vienos energijos dalelės, plotis yra apytiksliai lygus

$$\Delta x \approx a \Delta \alpha \,, \tag{14.3.3}$$

čia $\Delta \alpha$ yra kampas, kuriuo iš taško *S* yra matoma diafragma. Tas kampas vadinamas *diafragmos kampine apertūra* ((14.3.3) reiškinyje diafragmos kampinė apertūra yra išreikšta radianais). Dydis Δx nusako elektringosios dalelės pataikymo į fotoplokštelę koordinatės matavimo paklaidą. Akivaizdu, kad tiesioginio nuokrypio spektrometre nėra fokusavimo efekto: dalelių, kurios išlėkė skirtingais kampais α , trajektorijos nesikerta erdvės srityje tarp šaltinio ir fotografinės plokštelės.

Dabar išnagrinėsime *spektrometrą su pusiau apskrita fokusuote*. Tokiame spektrometre, kaip ir anksčiau aprašytame tiesioginio nuokrypio spektrometre, elektringosios dalelės juda vienalyčiame magnetiniame lauke, kuris statmenas dalelių judėjimo krypčiai. Tačiau šiuo atveju dalelių *x* koordinatės matuojamos toje pačioje plokštumoje, kurioje yra dalelių šaltinis, t. y. *XZ* plokštumoje, kurios lygtis y = 0 (žr. <u>14.8 pav.</u> ir <u>14.4 pav.</u>). Šiuo atveju dalelių trajektorijos – tai maždaug pusės apskritimo pavidalo lankai (palyginimas: tiesioginio nuokrypio spektrometre dalelių trajektorijos yra beveik tiesios atkarpos). Įrašę y = 0 į apskritimo lygtį (<u>14.3.2</u>) ir išreiškę *x*, gauname įvairiomis kryptimis išlėkusių dalelių pėdsakų *x* koordinates:

$$x = 2r\cos\alpha \,. \tag{14.3.4}$$

Vadinasi, dalelės, kurios išlėkė iš šaltinio Y kryptimi ($\alpha = 0$), kerta x ašį taške, kuris yra toliausiai nuo šaltinio (x = 2r), o dalelės, kurios išlėkė iš šaltinio kitu kampu $\pm \alpha$, kerta x ašį artimesniame taške. Kaip

ir tiesioginio nuokrypio spektrometre, kampai α yra apribojami, naudojant siaurą plyšį – diafragmą (<u>14.8 pav.</u> diafragma neparodyta). Išlėkimo kampo α didžiausią absoliučiąją vertę žymėsime α_0 (tai yra pusė kampinės apertūros $\Delta \alpha$). Iš (<u>14.3.4</u>) išplaukia, kad diafragmos kampinė apertūra $2\alpha_0$ lemia taškinio šaltinio atvaizdo plotį:

$$\Delta x_0 = 2r - 2r \cos \alpha_0. \tag{14.3.5}$$

Praktikoje kampas α_0 būna mažas, todėl galioja apytikslė lygybė

$$\cos \alpha_0 \approx 1 - (\alpha_0^2 / 2),$$
 (14.3.6)

čia kampas išreikštas radianais. Įrašę (14.3.6) į (14.3.5), gauname, kad taškinio šaltinio atvaizdo plotis apytiksliai lygus $r\alpha_0^2$. Turint omenyje, kad $\alpha_0 \ll 1$, galima teigti, kad šiuo atveju galima pasiekti daug mažesnius atvaizdo matmenis, negu aukščiau išnagrinėtame spektrometre be fokusuotės, kuriame atvaizdo matmenys proporcingi kampinės apertūros pirmam laipsniui (žr. (14.3.3)). Būtent todėl sakoma, kad dalelės yra "fokusuojamos". Fokusavimas leidžia padidinti trajektorijos spindulio matavimo tikslumą, t. y. sumažinti energijos matavimo paklaidą (žr. (14.2.1)).

Spektrometre su pusiau apskrita fokusuote dalelės fokusuojamos tik viena kryptimi (<u>14.8 pav.</u> atveju – X kryptimi). Taip yra todėl, kad tokiame spektrometre magnetinis laukas yra vienalytis. Egzistuoja spektrometrai, kuriuose dalelės fokusuojamos ir Z kryptimi. Tuo tikslu panaudojamas nevienalytis Z kryptimi magnetinis laukas. Vienas iš fokusavimo būdų – magnetinių lęšių panaudojimas. *Magnetinis lęšis* – tai plona ritė, kuria teka srovė. Tam tikromis sąlygomis tokia ritė gali sufokusuoti elektringųjų dalelių pluoštą, kuris sklinda išilgai ritės ašies, panašiai kaip optinis lęšis fokusuoja į jį krintančią šviesą. Pvz., magnetinis lęšis naudojamas anksčiau minėtame elektronų magnetiniame spektrometre (žr. <u>14.5 pav.</u>).

15. Nestabiliųjų nuklidų gyvavimo trukmių matavimas

Nestabiliųjų nuklidų vidutinės gyvavimo trukmės yra labai įvairios: kai kurių gamtoje egzistuojančių nuklidų jos yra 10^{15} metų eilės, o kai kurių sužadintųjų branduolinių būsenų – mažesnės už 10^{-15} s. Todėl labai įvairūs yra ir gyvavimo trukmių matavimo metodai. Vidutinė gyvavimo trukmė (τ) yra artima pusėjimo trukmei ($T_{1/2}$): šie du laikai susiję sąryšiu $T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 \approx 0.7 \tau$. Toliau šiame skyriuje vietoj termino "pusėjimo trukmė" bus vartojamas trumpesnis terminas "pusamžis".

Paprasčiausias matavimo metodas remiasi aktyvumo (Φ) mažėjimo laike (t) matavimu. Kadangi

$$\boldsymbol{\Phi} = \boldsymbol{\Phi}_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),\tag{15.1}$$

tai aktyvumo natūraliojo logaritmo priklausomybė nuo laiko yra tiesinė funkcija, kurios polinkio koeficientas yra priešingas atvirkštinei vidutinei gyvavimo trukmei (žr. <u>15.1 pav.</u>). Tačiau šis metodas yra praktiškai tinkamas tik tada, kai pusamžiai yra nuo kelių milisekundžių iki kelių valandų. Viršutinė





pusamžio riba yra susijusi su tuo, kad, norint tiksliai išmatuoti minėtos tiesės polinkio koeficientą, matavimo trukmė neturi būti daug mažesnė už pusamžį. Vadinasi, jeigu matuojamasis pusamžis yra ilgesnis negu 1 metai, tada reikėtų pernelyg ilgų matavimų. Kai pusamžis yra labai didelis, tada geriau naudoti savitojo aktyvumo metodą. *Savitasis aktyvumas* – tai bandinio masės vieneto aktyvumas. Savitasis aktyvumas yra lygus

$$\boldsymbol{\Phi} = \lambda N \,, \tag{15.2}$$

čia N yra nestabiliųjų branduolių skaičius bandinio masės vienete, o λ yra skilimo konstanta:

$$\lambda = \frac{1}{\tau},\tag{15.3}$$

čia τ yra vidutinė gyvavimo trukmė. Vadinasi,

$$\tau = \frac{N}{\Phi}.$$
(15.4)

Aktyvumą Φ galima išmatuoti tiesiogiai, o branduolių skaičių N galima išmatuoti cheminės analizės arba masės spektrometrijos metodais. Žinant šiuos du dydžius, gyvavimo trukmę galima apskaičiuoti pagal (15.4).

Mažiausią pusamžio vertę, kurią dar galima išmatuoti pagal aktyvumo laikinę priklausomybę (15.1), lemia naudojamo detektoriaus greitaeigiškumas ir atskirų matavimų rezultatų statistinės fliuktuacijos. Ta riba yra maždaug 10^{-3} s. Dauguma detektavimo sistemų negali patikimai veikti, jeigu skaičiavimo sparta viršija 10^5 s⁻¹. Jeigu vieno matavimo trukmė yra yra 10^{-3} , tada, esant 10^5 s⁻¹ skaičiavimo spartai, vidutinis detektuotų dalelių skaičius yra tik 100. Pagal Puasono skirstinio savybes šio skaičiaus standartinis nuokrypis yra $\sqrt{100} = 10$, t. y. matavimo rezultato santykinė paklaida yra 10 / 100 = 10 %. Vadinasi, šiomis sąlygomis atskirų matavimų statistinis "išsibarstymas" yra gana didelis. Todėl, aproksimavus išmatuotąją priklausomybę eksponentine funkcija (15.1), gyvavimo trukmės τ paklaida taip pat būtų didelė. Šiomis sąlygomis vienintelis būdas sumažinti atsitiktines paklaidas – tai skaičiavimo spartos didinimas, tačiau, kaip minėta, jos negalima padidinti virš maždaug 10^5 s⁻¹, nes priešingu atveju atsirastų sisteminės paklaidos dėl detektavimo sistemos netobulumo.

Metodai, kurie taikomi matuojant trumpesne už 10^{-3} s gyvavimo trukmes, remiasi tuo, kad yra matuojamas laikas nuo nestabilios būsenos susiformavimo iki jos skilimo. Nestabilios būsenos susiformavimo požymis - tai spinduliuotės, dėl kurios ta būsena susiformuoja, detektavimo įvykis. Pvz., vykstant β skilimui, dažnai susidaro sužadinti branduoliai. Vadinasi, šiuo atveju sužadintos būsenos susiformavimo požymis būtu β dalelė, o sužadintos būsenos skilimo požymis būtu gama kvantas, kuris atsiranda, kai sužadintas branduolys pereina į pagrindinę būseną. Kitas pavyzdys: branduolys gali pereiti iš antrojo sužadintojo lygmens į pagrindinį lygmenį dviem etapais: visų pirma įvyksta šuolis į pirmąjį sužadintąjį lygmenį, o paskui – šuolis į pagrindinį lygmenį (tokie šuoliai, kurie vyksta vienas po kito, kartais vadinami "kaskadiniais"). Šiuo atveju branduolio pirmosios sužadintosios būsenos susiformavimo požymis būtų gama kvantas, kuris atsiranda dėl šuolio iš antrojo sužadintojo lygmens i pirmaji sužadintaji lygmeni. Tokiuose eksperimentuose yra taikomas vadinamasis uždelstuju sutapčių metodas. Šio metodo schema pavaizduota 15.2 pav. Naudojami du detektoriai, kurių kiekvieno išėjime yra vadinamasis priešstiprintuvis - įrenginys, kuris srovės impulsą paverčia įtampos impulsu. Kadangi šiuo atveju informaciją suteikia ne impulso amplitudė, o jo atsiradimo (t. y. dalelės detektavimo) laiko momentas, tai paskui tas impulsas transformuojamas taip, kad būtų galima kuo tiksliau išmatuoti tą laiko momentą. Tam naudojamas trumpo impulso formavimo irenginys, kuris pačioje jo jėjimo impulso priekinio fronto pradžioje generuoja daug trumpesnį impulsa, kurio amplitudė pakankamai didelė tolimesniam apdorojimui. Taip yra prarandama informacija apie detektoriaus impulso amplitude, tačiau yra tiksliai apibrėžiamas to impulso pradžios laiko momentas. Šitaip suformavus du trumpus impulsus, jei yra perduodami i laiko intervalu analizatorių, kuris kitaip yra vadinamas keitikliu "laikas-amplitudė" (angl. time-to-amplitude converter, TAC). Tai yra įrenginys su dviem jėjimais ir vienu išėjimu. Vienas įėjimas priima "start" impulsą, kuris startuoja laiko intervalų analizatorių, o kitas - "stop" impulsą, kuris sustabdo analizatoriu. Kai analizatorius priima "stop" impulsa, jo išėjime generuojamas itampos impulsas, kurio amplitudė yra tiesiog proporcingas laiko intervalui tarp "start" ir "stop" impulsų.

Kad būtų lengviau suprasti keitiklio "laikas-amplitudė" (KLA) veikimą, visų pirma išnagrinėsime hipotetinį atvejį, kai laiko intervalas tarp abiejų detektuotų dalelių yra pastovus. Tada



15.2 pav. Uždelstųjų sutapčių metodo įranga, kuri naudojama nustatant, ar dvi skirtingais laiko momentais detektuotos dalelės atsirado iš vieno branduolio (pvz., vykstant kaskadiniams šuoliams tarp energijos lygmenų). Priešstiprintuvių signalų priekiniai frontai startuoja trumpų impulsų formavimo įrenginius, kurie generuoja labai trumpus impulsus ("Start" ir "Stop"). Tie impulsai patenka į keitiklį "laikas-amplitudė" (KLA), kuris generuoja įtampos impulsą, kurio amplitudė proporcinga laiko intervalui tarp "Start" ir "Stop" impulsų. KLA išėjimo impulsai perduodami į daugiakanalį analizatorių. Jo suformuotas amplitudžių spektras yra proporcingas laiko intervalų tarp "Start" ir "Stop" impulsų pasiskirstymui.

idealiojo detektoriaus atveju KLA turėtų generuoti tiksliai pastovios amplitudės impulsus, t. y. KLA išėjimo impulsų amplitudžių spektras būtų tokio pavidalo kaip <u>15.3a pav.</u> Dėl įrangos netobulumo smailė išplinta (žr. <u>15.3b pav.</u>). Smailės plotis ties puse jos aukščio lemia sistemos laikinę skyrą, t. y. laiko intervalo matavimo paklaidą. Egzistuoja nenulinė tikimybė, kad dvi detektuotos dalelės yra nepriklausomos (pvz., atsirado skirtingose bandinio vietose). Taip atsiranda "atsitiktinė" sutaptis. Norint gauti skaičiavimo spartą, kuri atitinka tikrąsias sutaptis, reikia atsitiktinių sutapčių spartą atimti iš pilnutinės spartos. Laiko intervalas tarp nepriklausomų dalelių gali būti bet koks *su vienoda tikimybe*. Vadinasi, atsitiktinės sutaptys pasireiškia pastoviu "fono" dėmeniu (žr. <u>15.3a pav.</u>). Akivaizdu, kad tą fono dėmenį nesunku išmatuoti: užtenka parinkti tokią KLA impulso amplitudės vertę, kad "tikrosios" sutaptys ties ta verte taptų negalimos (pvz., atitinkamas laiko intervalas galėtų būti daug didesnis už didžiausią galimą laiko intervalą tarp registruojamų įvykių).

Kai uždelstųjų sutapčių metodas yra taikomas matuojant nestabilios būsenos gyvavimo trukmę, tada laiko intervalas tarp abiejų dalelių yra atsitiktinis. Jeigu nestabiliosios būsenos skilimo per nykstamąjį laiką dt tikimybė nepriklauso nuo laiko t (Puasono vyksmas), tada laiko intervalo tarp



15.3 pav. Keitiklio "laikas-amplitudė" išėjimo impulsų amplitudžių spektras, kai laiko tarpas tarp abiejų detektuojamų dalelių yra pastovus: (a) kai detektorius yra idealus; (b) realaus detektoriaus atveju. Dėl elektroninių triukšmų realaus detektoriaus tikrųjų sutapčių smailė yra platesnė. Jos plotis nusako laiko skyrą. Plotas 1 atitinka tikrųjų ir atsitiktinių sutapčių sumą. Plotas 2 atitinka atsitiktines sutaptis. 1 ir 2 plotų skirtumas atitinka tik tikrąsias sutaptis



15.4 pav. Keitiklio "laikas-amplitudė" išėjimo impulsų amplitudžių spektras, kai antroji detektuojama dalelė atsiranda dėl nestabilaus nuklido skilimo. Šiuo atveju laiko tarpas tarp abiejų detektuojamų dalelių yra atsitiktinis, todėl spektras yra ištisinis. Jeigu nuklido gyvavimo trukmė nėra daug mažesnė už laikinę skyrą, tada keitiklio "laikas-amplitudė" sutapčių spektre yra matoma eksponentinė sritis. (a) idealus detektorius; (b) realus detektorius

būsenos atsiradimo ir skilimo tikimybės tankis yra eksponentinis; į jo išraišką įeina ta pati eksponentinė funkcija, kaip ir į (15.1) reiškinį. Vadinasi, tokios pačios formos yra ir KLA išėjimo impulsų amplitudžių spektras. Taigi, spektre matoma eksponentinė sritis, iš kurios polinkio galima nustatyti λ (žr. 15.4 pav.). Kad tokia analizė būtų galima, reikia, kad pusamžis nebūtų daug mažesnis už sistemos laikinę skyrą (kaip parodyta 15.4b pav., baigtinė laikinė skyra pasireiškia tuo, kad "užapvalinami" kampai ir sulėtinamas pradinis spektro didėjimas ties mažiausiais intervalais). Skilimo pusamžio matavimo taikant uždelstųjų sutapčių metodą pavyzdys pateiktas 15.5 pav. Šiame pavyzdyje pusamžis yra beveik lygus laikinei skyrai. Šiuo atveju eksponentinė sritis yra gana ryški, nes jos trukmė yra lygi keliems pusamžiams, t. y. kelis kartus didesnė už laikinę skyrą.

Uždelstųjų sutapčių metodas tampa netinkamas, kai pusamžis tampa daug mažesnis už laikinę skyrą. Tokiu atveju KLA išėjimo impulsų amplitudžių spektras beveik nepriklauso nuo pusamžio vertės ir atitinka punktyrinę liniją <u>15.5 pav</u>. Tipiškos laikinės skyros yra 10 ns naudojant Ge puslaidininkinius detektorius, 1 ns naudojant blyksimuosius detektorius su NaI (Tl) scintiliatoriumi, ir 0,1 ns naudojant plastikinius scintiliatorius. Uždelstųjų sutapčių metodas dažniausiai taikomas, kai pusamžio vertė yra nuo 10^{-3} s iki 10^{-11} s.

Esant dar trumpesniems pusamžiams, sutapčių metodai tampa netinkami. Vienas iš metodų, kuris taikomas matuojant ypač trumpas sužadintųjų branduolių gyvavimo trukmes, tinka tada, kai sužadintieji branduoliai atsiranda vykstant tam tikrai branduolinei reakcijai. Šį metodą iliustruoja <u>15.6 pav.</u> Į ploną taikinį krinta didelės energijos sunkiosios dalelės. Dėl impulso tvermės dėsnio reakcijos produktai (antriniai branduoliai) išlekia iš sluoksnio maždaug ta pačia kryptimi, kuria juda krintančiosios dalelės. Jeigu antriniai branduoliai yra sužadinti, tada jie gali pereiti į žemesnį energijos lygmenį bet kuriuo laiko momentu – taip pat ir jų lėkio metu. Gama kvantų, kuriuos tie



15.5 pav. Skilimo pusamžio matavimo uždelstujų sutapčių metodu rezultatų pavyzdys. Punktyrinė linija atitinka spektrą, kuris būtų gautas, jeigu abu detektuoti fotonai išlėktų vienu metu. Šio spektro plotis ties puse aukščio (angl. *full width at half maximum*, FWHM) – tai sistemos laikinė skyra (2 ns). Aproksimavus tikrojo spektro eksponentinę sritį, gaunama pusamžio vertė 2,03 ns. Tai yra ¹⁶⁰Dy (disprozis, Z = 66) branduolio pirmosios sužadintosios būsenos (87 keV) gyvavimo pusamžis

branduoliai emituoja lėkio metu, energija bus pakitusi dėl Doplerio efekto. Pvz., jeigu kampas θ , kuriuo yra detektuojami tie gama kvantai, yra didesnis už 90° (kaip <u>15.6 pav.</u>), tada detektuojamų gama kvantų energija bus mažesnė, negu tuo atveju, kai juos spinduliuoja nejudantys branduoliai. Jeigu paskui tie branduoliai yra sustabdomi (patalpinus jų kelyje kietą taikinį), tada visi likę sužadinti branduoliai emituos nepakitusios energijos gama kvantus (nes tie gama kvantai bus išspinduliuoti, kai branduoliai nejuda). Vadinasi, gama kvantų energijos spektre bus matomos dvi smailės: viena atitinka pakitusią dėl Doplerio efekto energiją, o kita atitinka nepakitusią energiją E_0 (žr. <u>15.6 pav.</u>). Abiejų smailių intensyvumų (integralų) santykis priklausys nuo santykinės dalies branduolių, kurie emitavo gama kvantą lėkio metu, o ta dalis, savo ruožtu, priklausys nuo lėkio trukmės *t*. Branduolių, kurie emitavo gama kvantą tik juos sustabdžius, santykinė dalis yra lygi

$$\frac{I}{I'+I} = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \exp\left(-\frac{D}{\upsilon\tau}\right),\tag{15.5}$$

čia *I* ir *I'* yra atitinkamai nepakitusios ir pakitusios energijų smailių integralai, τ yra sužadintosios būsenos vidutinė gyvavimo trukmė, v yra branduolių greitis, o *D* yra atstumas tarp branduolinės reakcijos taško ir branduolio sustabdymo taško (užrašant antrąją lygybę, pasinaudota tuo, kad lėkio trukmė t = D / v). Keičiant atstumą *D*, keisis ir smailių intensyvumų santykis. Kadangi (15.5) yra eksponentinė funkcija, tai jos logaritmo priklausomybė nuo *D* yra tiesė, kurios krypties koeficientas lygus $-1 / (v\tau)$ (žr. 15.6 pav. apatinį grafiką). Vadinasi, jeigu žinomas greitis v, tada pagal išmatuotą santykio I / (I + I') priklausomybę nuo atstumo *D* galima nustatyti sužadintųjų atatrankos branduolių gyvavimo trukmę vidutinę τ . Šis metodas yra naudingas, kai $\tau = 10^{-10} - 10^{-12}$ s. Jeigu $\tau < 10^{-12}$ s, tada atstumas *D* tampa pernelyg mažas (pvz., jeigu v = 0, 1c, o $t = 10^{-12}$ s, tada D = 0,03 mm).



15.6 pav. Doplerio atatrankos metodo schema. Sužadinti atatrankos branduoliai spinduliuoja gama kvantus, kurie stebimi kampu θ (branduolių sklidimo krypties atžvilgiu). Keičiant stūmoklio padėtį, keičiasi fotonų, kurie buvo išspinduliuoti branduolių laisvojo lėkio metu ir kurie buvo išspinduliuoti branduoliams sustojus, skaičių santykis. Pagal šio santykio vertes galima nustatyti duotosios sužadintosios būsenos vidutinę gyvavimo trukmę.

16. Branduolinis magnetinis rezonansas

16.1. Branduoliai nuolatiniame magnetiniame lauke

Visos elektringosios dalelės, kurių sukinys nelygus nuliui, turi magnetinį momentą. Esant magnetiniam laukui, kurio indukcija **B**, dalelė, kurios magnetinis momentas μ , įgyja papildomą potencinę energiją, kuri lygi $-\mu \cdot B = -\mu B \cos \theta = -\mu B$; čia θ yra kampas tarp vektorių μ ir **B**, o μ_z yra vektoriaus μ projekcija į vektoriaus **B** kryptį ($\mu_z = \mu \cos \theta$; žr. 16.1 pav.). Kvantinėje mechanikoje įrodoma, kad yra galimos tik kelios diskrečios (tiksliai apibrėžtos) kampo θ vertės, taigi, ir kelios diskrečios μ_z vertės. Jeigu dalelė yra atomo branduolys, tada tų verčių bendroji išraiška yra šitokia:

$$\mu_z = g_J m_J \mu_N \qquad (m_J = -J, -J+1, ..., J-1, J), \qquad (16.1.1)$$

čia g_J yra branduolio g faktorius, m_J yra branduolio magnetinis kvantinis skaičius, J yra branduolio sukinio (pilnutinio judesio kiekio momento) kvantinis skaičius, o μ_N yra branduolinis magnetonas, kuris apibrėžiamas šitaip:

$$\mu_{\rm N} = \frac{e\hbar}{2m_{\rm p}} = 5,050783 \cdot 10^{-27} \text{ J/T} = 3,15245 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T}; \qquad (16.1.2)$$

čia m_p yra protono masė. Kaip matome iš (16.1.1), μ_z galimų verčių skaičius yra lygus 2J + 1, o gretimų μ_z verčių skirtumas yra lygus $g_J \mu_N$. Vadinasi, esant išoriniam magnetiniam laukui **B**, kiekvienas branduolio energijos lygmuo skyla į 2J + 1 lygmenų ("polygmenių"), ir gretimų lygmenų skirtumas yra

$$\Delta E = g_J \mu_{\rm N} B \,. \tag{16.1.3}$$

Pvz., protono J = 1/2, todėl protono energijos lygmenys skyla į du lygmenis (žr. 16.2 pav.) Protono $g_J = 5,5856912$. Todėl, esant 1 T (vienos teslos) magnetiniam laukui, $\Delta E = 1,76 \cdot 10^{-7}$ eV. [Toliau pavyzdžiuose dažniausiai bus minimi ¹H branduoliai – protonai, tačiau visi teiginiai su nežymiais pakeitimais galioja ir kitiems branduoliams.]

Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis (kai sistemos savybės nepriklauso nuo laiko ir kai sistemoje nėra jokių srautų) kiekvienos energijos branduolių skaičių nusako Bolcmano pasiskirstymo funkcija, pagal kurią didesniosios energijos protonų yra šiek tiek mažiau, negu mažesniosios energijos protonų, ir šių dviejų skaičių santykis yra lygus $(-\Delta E/kT) < 1$. Vadinasi, nusistovėjus termodinaminei pusiausvyrai, yra šiek tiek daugiau protonų, kurių magnetiniai momentai nukreipti lauko kryptimi $(0 \le \theta < 90^\circ; \cos \theta > 0; \mu_z > 0)$, negu protonų, kurių magnetiniai momentai nukreipti priešinga laukui kryptimi $(90^\circ < \theta \le 180^\circ; \cos \theta < 0; \mu_z < 0)$. Tai reiškia, kad sistemos pilnutinis magnetinis momentas yra nelygus nuliui, o jo kryptis sutampa su **B** kryptimi. Tūrio vieneto magnetinis momentas (vadinamasis *imagnetėjimas*), kurį žymėsime **M**, yra proporcingas protonų koncentracijai tame bandinio taške. Todėl pagal įmagnetėjimo vertes skirtinguose bandinio taškuose galima nustatyti protonų koncentracijas tuose taškuose.

Išoriniame magnetiniame lauke branduolių magnetiniai momentai precesuoja aplink to lauko kryptį (žr. 16.1 pav.). Tai yra vadinamoji *Larmoro precesija*. Jos dažnis yra lygus





16.2 pav. Protono pagrindinio energijos lygmens skilimas, kai yra magnetinis laukas

16.1 pav. Branduolio magnetinio momento precesija apie išorinio magnetinio lauko kryptį

$$v_{\rm L} = \frac{\Delta E}{h} = \frac{g_J \mu_{\rm N} B}{h}; \qquad (16.1.4)$$

čia ΔE turi tą pačią prasmę kaip ir anksčiau (t. y. nusakomas (16.1.3) reiškiniu). Šios precesijos metu magnetinio momento vektoriaus μ komponentė, kuri lygiagreti magnetiniam laukui (ją vadinsime "išilginiu magnetiniu momentu"), nekinta, tačiau komponentė, kuri statmena magnetiniam laukui (ją vadinsime "skersiniu magnetiniu momentu"), sukasi aplink magnetinio lauko kryptį Larmoro dažniu (16.1.4) (skersinį magnetinį momentą atitinka horizontalioji punktyrinė atkarpa 16.1 pav.). Termodinaminėje pusiausvyroje visos kryptys, kurios statmenos **B** krypčiai, yra lygiavertės, todėl skirtingų branduolių skersiniai magnetiniam laukui ($\theta = 0$). Kadangi šiomis sąlygomis įmagnetėjimo vektorius (kaip ir visi kiti elektriniai dydžiai) nepriklauso nuo laiko, tai nėra ir jokio elektrinio signalo (pvz., elektromagnetinės spinduliuotės), kurį būtų galima išmatuoti.

16.2. Branduolių sistemos sužadinimas kintamuoju magnetiniu lauku

Kampą θ tarp įmagnetėjimo vektoriaus M ir magnetinio lauko B galima pakeisti, naudojant branduolinio magnetinio rezonanso (BMR) reiškinį. BMR esmė yra ta, kad, kai egzistuoja kintamas išorinis magnetinis laukas, kurio dažnis lygus Larmoro dažniui, o kryptis statmena pastoviojo magnetinio lauko B krypčiai, tada branduoliai sugeria to kintamojo lauko energiją ir yra sužadinami į aukštesnijį energijos lygmenį (žr. 16.2 pav.). Sužadinimo įtaka yra dvejopa:

1) dėl sužadinimo sumažėja įmagnetėjimo išilginė komponentė M_z , t. y. pasikeičia branduolių pasiskirstymas tarp minėtų lygmenų (aukštesniųjų lygmenų užpilda padidėja, o žemesniųjų sumažėja);

2) skirtingų branduolių skersinių magnetinių momentų posūkio apie **B** kampai ϕ ("azimutiniai kampai") kiekvienu laiko momentu jau nėra tolygiai pasiskirstę nuo 0 iki 360°, t. y. ne visos to kampo vertės būna vienodai tikėtinos. Tai reiškia, kad branduolių, kurių magnetiniai momentai pasisukę apie **B** kryptį tam tikru kampu ϕ , yra šiek tiek daugiau, negu branduolių, kurie pasisukę kitais kampais. Todėl momentinio įmagnetėjimo skersinė komponentė tampa nelygi nuliui (t. y. kampas tarp vektorių **M** ir **B** tampa nelygus nuliui).

Abiejų šių veiksnių rezultatas yra tas, kad sužadinimas "pasuka" įmagnetėjimo vektorių Matžvilgiu B krypties. Išjungus kintamą skersinį magnetinį lauką, naujasis vektorius M pradeda precesuoti aplink B Larmoro dažniu (16.1.4). Šį precesuojantį įmagnetėjimą M vadinsime "momentiniu įmagnetėjimu", siekdami pabrėžti, kad tai nėra įmagnetėjimo laikinis vidurkis (kuris lieka lygiagretus laukui B). Pvz., 16.3 pav. atitinka momentinio įmagnetėjimo M pasukimą 90° kampu atžvilgiu B krypties. Tada $M_z = 0$. Protonų atveju tai reiškia, kad abiejų lygmenų užpildos tampa vienodos (žr. 16.2 pav.).

Momentinio įmagnetėjimo M precesija sukuria papildomą kintamąjį magnetinį lauką



16.3 pav. Momentinio įmagnetėjimo vektoriaus precesija

bandinio aplinkoje. To lauko dažnis yra lygus precesijos dažniui, t. y. Larmoro dažniui. Jeigu bandinys yra patalpintas į ritę, tada tuo pačiu dažniu keisis ir magnetinio lauko srautas pro tos ritės skerspjūvį, todėl atsiras kintama elektrovaros jėga ir ta rite pradės tekėti kintama srovė, kurios amplitudė yra proporcinga įmagnetėjimui, t. y. vektoriaus *M* moduliui, o dažnis lygus Larmoro dažniui. Ta srovė ir yra tiesiogiai matuojamas signalas branduolinio magnetinio rezonanso (BMR) matavimuose.

Minėtą kintamąjį magnetinį lauką, kuris pakeičia kampą tarp įmagnetėjimo vektoriaus M ir magnetinės indukcijos B, vadinsime "sužadinimo lauku", o jo magnetinės indukcijos amplitudę žymėsime B_{ex} . Siekiant šį lauką atskirti nuo pastoviojo lauko B, pastarąjį vadinsime "pagrindiniu lauku".

Iš to, kas anksčiau pasakyta, aišku, kad branduolinio magnetinio rezonanso signalui matuoti būtina, kad momentinio įmagnetėjimo M kryptis skirtųsi nuo magnetinės indukcijos B krypties. Išsiaiškinsime, kodėl sužadinimo laukas pakeičia momentinio įmagnetėjimo kryptį nekeisdamas jo modulio. Pastovios krypties kintamąjį skersinį magnetinį lauką, kurio amplitudė B_{ex} , o dažnis v, galima išreikšti suma dviejų besisukančių (kintamos krypties) magnetinių laukų, kurių magnetinės indukcijos vektorių moduliai yra pastovūs ir lygūs $B_{ex} / 2$. Jų sukimosi dažnis taip pat yra lygus v, o sukimosi kryptys yra priešingos. Kadangi šiuo atveju v yra lygus Larmoro dažniui, kuriuo sukasi

imagnetėjimo vektorius, tai viena iš tų dviejų besisukančių komponenčių visą laiką guli plokštumoje, kuriai priklauso vektoriai M ir B. Vadinasi, atskaitos sistemoje, kuri sukasi aplink B krypti Larmoro dažniu kartu su vektoriumi M, egzistuoja papildomas nuolatinis magnetinis laukas, kuris statmenas **B** ir kurio indukcija lygi $B_{ex}/2$. Šioje besisukančioje atskaitos sistemoje vektorius M precesuoja apie to papildomo magnetinio lauko kryptį dažniu, kuris yra proporcingas Bex (pastarosios precesijos dažnio išraiška yra analogiška (16.1.4) formulei, tačiau vietoj B reikia naudoti $B_{\rm ex}$ / 2). Taigi, esant Larmoro dažnio statmenajam magnetiniam laukui B_{ex} , momentinio įmagnetėjimo vektorius vienu metu precesuoja apie B ir apie kryptį, kuri sukasi aplink B. 16.4 pav. parodytas vektoriaus M sukimasis apie vektorių $B_{ex}/2$ atskaitos sistemoje, kurioje pastarasis vektorius yra pastovus. Akivaizdu, kad dėl šio sukimosi keičiasi kampas θ . Panaudojant šį reiškinį, tiriamojo bandinio įmagnetėjimo vektorių galima pasukti bet kokiu pageidaujamu kampu θ atžvilgiu B krypties. Dažniausiai tas kampas būna 90° (kaip 16.3 pav.) arba 180° (pastaruoju atveju M kryptis tampa priešinga B krypčiai). Laikas, per kurį M pasisuka reikalingu kampu, yra tiesiog proporcingas tam kampui ir atvirkščiai proporcingas B_{ex} . Šis BMR matavimų etapas (kai yra įjungtas kintamasis skersinis laukas B_{ex}) yra vadinamas sužadinimo etapu.



16.4 pav. Vaizdas atskaitos sistemoje, kuri sukasi apie išorinio ("pagrindinio") magnetinio lauko kryptį Larmoro dažniu

16.3. Molekulių savybių tyrimas branduolinio magnetinio rezonanso metodu

Pagrindinis informacijos šaltinis BMR matavimuose yra Larmoro dažnis, nes jis lemia ritėje indukuotos srovės dažnį. Sužadinus sudėtingą cheminę sistemą, egzistuos tam tikras Larmoro dažnių pasiskirstymas (spektras), nes skirtingų elementų branduolių Larmoro dažniai yra skirtingi. Vieno elemento branduolių Larmoro dažniai taip pat gali nežymiai skirtis, nes tie branduoliai gali nebūti visiškai ekvivalentūs vienas kitam (pvz., dėl to, kad įeina į skirtingų molekulių sudėtį). Larmoro dažnių skirstinys nusako vadinamąjį BMR spektrą. Tai yra BMR signalo (pvz., srovės, kuri teka rite) spektras. Toliau yra aprašyti du efektai, kurie pasireiškia branduolio Larmoro dažnio pokyčiu.

Kai atomas yra patalpintas į išorinį magnetinį lauką, atomo elektronų sistemos magnetinis momentas taip pat precesuoja apie išorinio lauko kryptį. Ši precesija taip pat yra vadinama "Larmoro precesija", o jos dažnis taip pat išreiškiamas (16.1.4) pavidalo formule, tačiau joje vietoj branduolinio magnetono μ_N reikia naudoti Boro magnetoną μ_B , o vietoj branduolio g faktoriaus reikia naudoti atomo elektronų g faktorių (jis vadinamas "Landė g faktoriumi"). Dėl šios elektronų precesijos atsiranda sūkurinė elektros srovė, kurios kryptis priešinga precesijos krypčiai (nes elektrono krūvis neigiamas). Todėl atomo centre šios papildomos srovės sukurto magnetinio lauko kryptis yra priešinga išorinio magnetinio lauko krypčiai ir pilnutinis magnetinis laukas, kuris veikia branduolį, yra šiek tiek silpnesnis už išorinį lauką. Atskirais atvejais, kai branduolys įeina į molekulės sudėtį (pvz., H atomai benzeno molekulėje), elektronų judėjimo poveikis magnetiniam laukui gali būti priešingas, t. y. branduolį veikiantis magnetinis laukas gali sustiprėti. Atitinkamai pasikeičia branduolio Larmoro dažnis. Šis magnetinio lauko (ir branduolių Larmoro dažnio) pokytis priklauso nuo elektronų koncentracijos prie branduolio, o ta koncentracija savo ruožtu priklauso nuo cheminių ryšių, kuriuose dalyvauja duotasis atomas. Todėl tas pokytis vadinamas *cheminiu poslinkiu*. Jis apibrėžiamas santykiniais vienetais standarto atžvilgiu:

$$\delta = 10^6 \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}.$$
 (16.3.1)

Kiekvienam elementui yra savo standartas. Vandenilio standartas dažniausiai būna tetrametilsilanas $Si(CH_3)_4$. Kitų elementų standartas dažniausiai būna izoliuotas branduolys (be elektronų). Cheminis poslinkis yra labai jautrus branduolio aplinkai (t. y. elektronų koncentracijai prie brandulio).

Kitas molekulinis efektas, kurį galima išmatuoti pagal branduolių Larmoro dažnio pokytį, - tai nevienarūšių branduolių magnetinių momentų tarpusavio sąveika. Šis efektas vadinamas sukininiu ryšiu. Pvz., tarkime, kad molekulėje yra du nevienarūšiai branduoliai A ir B (pvz., tai gali būti du vieno izotopo branduoliai, kurių elektroninė aplinka yra skirtinga). Tarkime, kad kiekvieno branduolio sukinys yra 1/2. Esant magnetiniam laukui, branduolio A pagrindinis lygmuo skyla į du polygmenis (žr. 16.5 pav., vidurinė energijos lygmenų diagramos dalis). Viršutinis lygmuo atitinka priešingas branduolio sukinio ir magnetinio lauko kryptis, o apatinis lygmuo atitinka vienodas branduolio sukinio ir magnetinio lauko kryptis (žr. 16.5 pav.). 16.5 pav. energijos lygmens kairėje pusėje yra parodyta ir atitinkama branduolio A sukinio kryptis (šiame pavyzdyje laikoma, kad magnetinis laukas nukreiptas į viršų, o branduolio magnetinio momento kryptis – tai kryptis iš raudono pusapskritimio į žalią pusapskritimi). Analogiškai skyla ir branduolio B energijos lygmuo. Kadangi branduoliai yra nevienarūšiai, tai šis skilimas yra skirtingas. Jeigu branduolio B Larmoro dažnis yra mažesnis negu branduolio A, tada keturi energijos lygmenys, atitinkantis keturis galimus abiejų branduolių sukinių krypčių derinius, yra išsidėstę taip, kaip parodyta 16.5 pav. Jeigu branduoliai nesąveikautų, tada pilnutinė energija būtų lygi tiesiog abiejų branduolių energijų sumai. Tokiu atveju intervalas tarp dviejų viršutinių polygmenių būtų lygus intervalui tarp dviejų apatinių polygmenių ir būtų lygus vieno branduolio B lygmens skilimui magnetiniame lauke. Todėl BMR spektre neatsirastų naujų dažnių: matytusi tie patys du dažniai, kurie atitinka atskirus branduolius A ir B. 16.5 pav. atitinkamus kvantinius šuolius vaizduoja keturios dvigubos rodyklės. [Kaip matome, šuoliai tarp dviejų vidurinių ir tarp dviejų kraštinių energijos lygmenų yra negalimi, nes leistiniai šuoliai yra tie, kurių metu "apsiverčia" tik vieno branduolio sukinys.] Tačiau, jeigu branduoliai sąveikauja, tada prie pilnutinės energijos prisideda jų saveikos energija. Ši saveika yra magnetinės prigimties. Ji atsiranda todėl, kad magnetinis momentas sukuria magnetinį lauką, kurio kryptis yra priešinga to momento krypčiai. Tas laukas "stengiasi" pasukti kitus magnetinius momentus to lauko kryptimi, t. y. kryptimi, kuri priešinga "pirminio" magnetinio momento krypčiai. Turint omenyje, kad visi savaiminiai vyksmai mažina sistemos energija, galima teigti, kad, kai dvieju magnetiniu momentu kryptys yra priešingos, tada ju sąveikos energija yra neigiama, o kai tos kryptys yra vienodos, tada jų sąveikos energija yra teigiama. Dėl šios sąveikos du energijos lygmenys, kurie atitinka priešingas sukinių kryptis, nusileidžia (tai yra



16.5 pav. Molekulės energijos lygmenų diagrama, kai molekulėje yra du nevienarūšiai sąveikaujantys tarpusavyje branduoliai A ir B, kurių sukinys yra 1/2



16.6 pav. Molekulės BMR spektro linijų skilimas, kai molekulėje yra du nevienarūšiai sąveikaujantys tarpusavyje branduoliai A ir B, kurių sukinys yra 1/2. J_{AB} – tai sąveikos energija, kuri atspindi sukininio ryšio stiprumą

du viduriniai lygmenys, kurie pavaizduoti 16.5 pav. dešiniojoje pusėje), o kiti du lygmenys, kurie atitinka vienodas sukinių kryptis, tokiu pačiu atstumu pakyla. Todėl vietoj dviejų dažnių BMR spektre jau yra matomi keturi dažniai, t. y. branduolių A ir B spektro linijos skyla į dvi (žr. 16.6 pav.). Šio skilimo dydis (J_{AB}) atspindi sukininio ryšio stiprumą.

17. Kompiuterinė tomografija

17.1. Kompiuterinės tomografijos matematiniai principai

Tarkime, yra duota dviejų Dekarto koordinačių funkcija f(x, y), kurios vertes skirtinguose plokštumos XY taškuose siekiama išmatuoti. Pvz., ta funkcija nusako tam tikro fizikinio dydžio pasiskirstymą plokštumoje. Tarkime, kad tiesioginis tos funkcijos verčių matavimas yra pernelyg sudėtingas arba negalimas, tačiau galima palyginti lengvai išmatuoti tos funkcijos integralus išilgai bet kurios tiesios atkarpos, kuri kerta tiriamąjį skerspjūvį (tuos integralus vadinsime *linijiniais integralais*). Pvz., 17.1 pav. pavaizduotas plokščias objektas, kurio viduje siekiama nustatyti f(x, y)vertes. Vieną iš galimų integravimo atkarpų vaizduoja linija AB. Akivaizdu, kad integravimo atkarpą AB nusako du kintamieji: radialioji koordinatė r ir posūkio (azimutinis) kampas ϕ . Todėl linijinio integralo vertė yra koordinačių r ir ϕ funkcija $p(r, \phi)$, kuri apibrėžiama šitaip:

$$p(r,\phi) = \int_{A}^{B} f(x,y) dl; \qquad (17.1.1)$$

čia d*l* yra integravimo atkarpos elementas. 17.1 pav. funkcijos $p(r, \phi)$ vertes, esant pastoviai ϕ vertei, vaizduoja kreivė, kuri yra viršutiniame kairiajame kampe (kad gauti *p* vertes, esant kitai ϕ vertei, reikia "pasukti" tą kreivę aplink koordinačių pradžią). Tarp pointegralinės funkcijos f(x, y) ir funkcijos $p(r, \phi)$, kuri nusako (17.1.1) integralo vertes, esant visoms galimoms *r* ir ϕ vertėms, egzistuoja abipus vienareikšmė priklausomybė. Todėl, žinant funkciją $p(r, \phi)$, galima apskaičiuoti ir funkciją f(x, y). Jeigu funkcija $p(r, \phi)$ būtų žinoma absoliučiai tiksliai (pvz., jeigu ji būtų išreikšta formulės pavidalu), tada būtų galima tiksliai apskaičiuoti ir nežinomąją funkciją f(x, y). Praktikoje taip niekada nebūna, nes:

- 1) linijinių integralų skaičius, kurį galima išmatuoti, yra baigtinis, nes galima išbandyti tik baigtinį koordinačių porų (r, ϕ) skaičių;
- 2) visada egzistuoja atsitiktinės matavimų paklaidos ("triukšmas"), dėl kurių išmatuotos vertės šiek tiek skiriasi nuo tiksliųjų verčių.

Egzistuoja sudėtingi skaitmeniniai algoritmai, kurie leidžia minimizuoti abiejų šių veiksnių įtaką skaičiavimo rezultatams. Todėl funkcijos f(x, y) matavimas pagal linijinių integralų rinkinį atliekamas naudojant galingus kompiuterius. Šis dvimačių pasiskirstymų matavimo metodas vadinamas *kompiuterine tomografija*. Aišku, kad tokių matavimų tikslumas didėja didėjant išmatuotų linijinių integralų skaičiui (t. y. integravimo atkarpų tankiui). Išmatavus tokius dvimačius pasiskirstymas daugelyje lygiagrečių plokštumų (t. y. skirtinguose lygiagrečiuose bandinio skerspjūviuose), galima nustatyti trimatį tiriamojo dydžio pasiskirstymą bandinyje.



17.1 pav. Integravimo liniją AB apibrėžia du kintamieji: radialioji koordinatė r ir posūkio (azimutinis) kampas ϕ

Praktikoje kompiuterinės tomografijos taikymai yra įvairūs, nes matuojamasis dydis, kurį anksčiau žymėjome f(x, y) gali turėti įvairia prasmę. Pvz., medicinoje kompiuterinė tomografija dažnai taikoma tiriant tam tikrų medžiagų koncentracijos pasiskirstymą paciento organizme. Taigi, šiuo atveju f(x, y) reiškia tam tikros rūšies atomų koncentraciją tam tikrame paciento organizmo skerspjūvyje. Skirtingas koncentracijos vertes yra įprasta vizualizuoti. Tokiu būdu gaunamos juodai baltos arba spalvotos nuotraukos, kuriose skirtingi atspalviai atitinka skirtingas tu atomu koncentracijas.

Minėtųjų linijinių integralų matavimo metodai taip pat yra įvairūs, priklausomai nuo taikymo. Pagrindiniai kompiuterinės tomografijos taikymai yra trumpai apžvelgti kituose keturiuose skirsniuose.

17.2. Kompiuterinė rentgeno tomografija

Žinome, kad rentgeno spinduliuotės intensyvumas medžiagoje mažėja eksponentiniu dėsniu:

$$I(l) = I_0 \exp(-\mu l); \qquad (17.2.1)$$

čia l yra atstumas, kurį medžiagoje nuėjo rentgeno spinduliai, μ yra silpimo koeficientas, o I_0 yra pradinis intensyvumas. Ši lygtis galioja tik tada, kai μ yra konstanta. Tačiau rentgeno spindulių silpimo koeficientas skirtinguose biologiniuose audiniuose yra skirtingas. Jeigu μ kinta išilgai spinduliuotės sklidimo krypties, tada (17.2.1) lygtį reikia apibendrinti:

$$I_{\rm B} = I_{\rm A} \exp\left(-\int_{\rm A}^{\rm B} \mu dl\right); \qquad (17.2.2)$$

(17.2.3)

čia A ir B yra atitinkamai spindulių kritimo ir išėjimo taškai (žr. 17.2 pav.), o I_A ir I_B yra spinduliuotės intensyvumai tuose taškuose. Iš (17.2.2) išplaukia, kad pradinio ir galutinio intensyvumų logaritmų santykis yra lygus silpimo koeficiento linijiniam integralui išilgai spinduliuotės sklidimo linijos:



198

Vadinasi, išmatavus rentgeno spinduliuotės pradinio ir galutinio intensyvumų santykius įvairiomis kryptimis, kurios kerta tiriamąjį paciento skerspjūvį, ir taikant anksčiau išdėstytą kompiuterinės tomografijos principą, galima nustatyti silpimo koeficiento dvimatį pasiskirstymą tame skerspjūvyje. Šis pasiskirstymas suteikia informacijos apie vidinių audinių savybes, nes didelio tankio audiniai (pvz., kaulai) stipriai sugeria rentgeno spinduliuotę (t. y. jų μ yra didelis), o mažo tankio (minkštųjų) audinių μ yra mažas.

Tipiškame šiuolaikiniame kompiuterinės tomografijos skeneryje pacientą supa keli šimtai detektorių ir vienas rentgeno spindulių šaltinis, kurie išdėstyti žiedu (žr. 17.3 pav.). Rentgeno spindulių šaltinis skleidžia spindulius "vėduokle" to žiedo plokštumoje. Todėl tie spinduliai pataiko į daug detektorių ir, esant fiksuotai šaltinio padėčiai, išmatuojama tiek linijinių integralų (17.2.3), kiek yra detektorių. Pasukus šaltinį tam tikru kampu, išmatuojama dar tiek pat linijinių integralų (žr. 17.3 pav.) ir t. t. Tokiu būdu galima išmatuoti kiek norima didelį linijinių integralų skaičių. Paskui, taikant tomografinės analizės principus, pagal tų integralų vertes nustatomas (ir vizualizuojamas) silpimo koeficiento μ pasiskirstymas tiriamajame skerspjūvyje (t. y. funkcija $\mu(x, y)$). Paskui pacientas šiek tiek paslenkamas išilgai minėtojo žiedo sukimosi ašies (t. y. z kryptimi) ir visas procesas pakartojamas. Tokiu būdu gaunamas trimatis paciento vidinių organų vaizdas.

17.3. Žymėtųjų atomų metodas. Vieno fotono emisijos kompiuterinė tomografija

Kompiuterinė tomografija taip pat taikoma matuojant paciento organizmo viduje esančių radioaktyviųjų nuklidų pasiskirstymą. Dažniausiai naudojami dirbtiniai nuklidai, kurie patenka į paciento kūną su maistu arba įkvepiant, o paskui pasiskirsto po visą organizmą vykstant biologiniams procesams. Radioaktyviųjų nuklidų koncentracija matuojama naudojantis tuo, kad radioaktyviosios medžiagos tūrio elemento aktyvumas (skilimų skaičius per sekundę) yra proporcingas jos branduolių skaičiui tame tūrio elemente. Vadinasi, norint nustatyti radioaktyviųjų branduolių skaičių duotajame tūrio elemente, pakanka nustatyti to tūrio elemento aktyvumą, t. y. reikia skaičiuoti daleles, kurios išlekia iš branduolių jiems skylant. Nuklido kaupimasis kurioje nors organizmo vietoje gali reikšti, kad ten yra sutrikusi organizmo funkcija, kuri apsaugo vidinius organus nuo pašalinių medžiagų kaupimosi juose (pvz., taip būna piktybiniuose augliuose). Šis medicininės diagnostikos metodas vadinamas *žymėtųjų atomų metodu*.

Kadangi spinduliuojamos dalelės prieš patekdamos į detektorių nueina tam tikrą kelią paciento organizmo audiniuose, tai tų dalelių sugertis biologiniuose audiniuose turi būti kuo silpnesnė. Priešingu atveju suskaičiuotų dalelių skaičius priklausytų ne vien nuo nuklido koncentracijos, bet ir nuo aplinkinių audinių silpimo koeficiento, kuris priklauso nuo konkretaus audinio. Taigi, kitaip, negu anksčiau aprašytos rentgeno tomografijos atveju, šiuo atveju silpimo koeficiento priklausomybė nuo koordinatės yra trukdymas, o ne naudingos informacijos šaltinis. Todėl šiam metodui labiausiai tinka nuklidai, kurie skleidžia gama spinduliuotę (gama spinduliuotės silpimo koeficientas biologiniuose audiniuose yra palyginti mažas). Didėjant fotonų energijai, silpimo koeficientas mažėja, tačiau mažėja ir detektoriaus efektyvumas. Optimali fotono energijos vertė yra kelių šimtų keV eilės.

Be to, yra ir reikalavimų nuklido skilimo pusamžiui. Kadangi gama spinduliuotė yra kenksminga, tas pusamžis neturi būti pernelyg didelis (kad radioaktyviosios medžiagos buvimo paciento organizme trukmė būtų kuo mažesnė), tačiau jis ir neturi būti pernelyg mažas, kad per laiką nuo nuklido pagaminimo iki jo patekimo į paciento organizmą suskiltų kuo mažesnė dalis branduolių. Medicinoje dažniausiai naudojami nuklidai yra metastabilusis nuklidas ^{99m}Tc (140 keV, 6h), ¹³¹I (364 keV, 8 d.) ir ¹²³I (159 keV, 13 h).

Išsiaiškinsime, kaip žymėtųjų atomų metodas taikomas matuojant trimatį nuklidų pasiskirstymą paciento organizme. Norint pritaikyti kompiuterinės tomografijos principą, kuris aprašytas 17.1 skirsnyje, reikia turėti būdą išmatuoti nuklidų koncentracijos linijinius integralus išilgai įvairių atkarpų. Koncentracijos linijinis integralas yra proporcingas pilnutiniam radioaktyviųjų branduolių skaičiui siaurame cilindro formos tūrio elemente ("vamzdelyje"), kuris gaubia integravimo atkarpą, o šis skaičius savo ruožtu proporcingas to tūrio elemento aktyvumui. Vadinasi, reikia išmatuoti pilnutinį radioaktyviųjų atomų aktyvumą įvairiuose siauruose "vamzdeliuose", kurie priklauso tiriamajam sluoksniui (17.1 pav. vieną tokį cilindrą atitinka atkarpa AB). Norint, kad detektorius detektuotų tik iš to cilindro išlėkusius fotonus, reikia, kad prieš detektorių būtų siauras kanalas, kuris orientuotas išilgai to cilindro (siauro fotonų pluošto formavimas vadinamas *kolimavimu*, o minėtasis kanalas, kuris talpinamas prieš detektorių, vadinamas *kolimatoriumi*).



17.4 pav. Gama kameros schema

Siekiant vienu metu išmatuoti daug linijinių integralų, reikia naudoti daug tokių detektorių, t. y. vadinamąją "gama kamerą", kurios schema pateikta 17.4 pav. Ši gama kamera sukama aplink pacientą ir tokiu būdu gaunamas pakankamai didelis linijinių integralų skaičius, kad būtų galima atlikti kompiuterinę tomografinę analizę. Todėl tokia kompiuterinė tomografija vadinama *vieno fotono emisijos kompiuterine tomografija* (VFEKT), siekiant pabrėžti, kad vienas detektuotas fotonas atitinka vieną užregistruotą branduolio skilimą (kitame skirsnyje bus aprašytas tomografinis metodas, kuris remiasi fotonų *porų* vienalaikiu detektavimu).

Pagrindinis tokios kompiuterinės tomografijos trūkumas yra tas, kad dėl fotonų pluošto kolimavimo yra detektuojama tik labai maža dalis išspinduliuotų fotonų (juk iš kiekvieno "vamzdelio" fotonai išlekia visomis kryptimis, o ne tik išilgai jo ašies). Kitaip sakant, naudojamų detektorių absoliutusis efektyvumas yra labai mažas. Šio trūkumo neturi pozitrono emisijos kompiuterinė tomografija, kuri aprašyta kitame skirsnyje.

17.4. Pozitrono emisijos kompiuterinė tomografija

Pozitrono emisijos kompiuterinės tomografijos (PEKT), kaip ir VFEKT, tikslas yra radioaktyviojo nuklido trimačio pasiskirstymo paciento kūne matavimas. Tačiau šiuo atveju naudojami nuklidai, kuriems skylant spinduliuojami pozitronai. Pozitronas - tai elektrono antidalelė (pozitrono masė ir sukinys yra tokie patys, kaip elektrono, tačiau elektros krūvis yra priešingas). Pozitronas, nuėjes kelis milimetrus nuo savo atsiradimo vietos, sulėtėja ir anihiliuoja su aplinkinės medžiagos elektronu. Šios anihiliacijos metu pozitronas ir elektronas išnyksta, o visa jų rimties energija išspinduliuojama dviejų fotonų pavidalu. Kiekvieno iš tų fotonų energija yra lygi elektrono rimties energijai, t. y. 512 keV. Tie fotonai išlekia priešingomis kryptimis. Šiuo atveju yra naudojama daug detektorių, kurie išdėstyti aplink tiriamojo sluoksnio perimetra (žr. 17.5 pav.). Kadangi anihiliaciniai fotonai išlekia priešingomis kryptimis, tai, jeigu kuris nors anihiliacinis fotonas pataiko į viena iš tu detektoriu, kitas fotonas būtinai pataikys į kita detektoriu, o tuos du detektorius jungiančios linijos sankirta su paciento kūnu nusakys atkarpą, kurioje įvyko skilimas. Naudojant praeito skirsnio terminologija, ta atkarpa nusako cilindro formos tūrio elementą ("vamzdelį"), iš kurio "surenkami" anihiliaciniai fotonai. Taigi, šiuo atveju to "vamzdelio" kryptis nėra užduota dirbtinai (naudojant kolimatorių), o užduodama dinamiškai (priklausomai nuo fotonų išlėkimo krypties). Taikant PEKT, yra registruojami tik tokie "poriniai" signalai, kai du detektoriai vienu metu generuoja impulsus. Todėl registruojami visi fotonai, kurių trajektorijos priklauso tiriamojo pjūvio plokštumai, ir nereikia kolimuoti detektorių. Pastarasis faktas sąlygoja pagrindinį PEKT privalumą lyginant su VFEKT daug didesni absoliutuji efektyvuma. Todėl matavimų trukmė yra daug mažesnė, negu VFEKT, ir yra reikalingos daug mažesnės nuklidų koncentracijos paciento kūne. Be to, naudojant PEKT, nereikia sukti detektorių apie pacientą.



17.5 pav. Pozitrono emisijos kompiuterinės tomografijos įranga

Nuklidai, kurie dažniausiai naudojami PEKT tyrimams, yra ¹¹C (20,4 min), ¹³N (10,0 min), ¹⁵O (2,0 min) ir ¹⁸F (109,8 min). Jie visi gaminami naudojant branduolines reakcijas, kurias sukelia aukštos energijos protonai bei deutonai. Protonų bei deutonų greitinimui naudojami maži specializuoti ciklotronai.

17.5. Vaizdo sukūrimas branduolinio magnetinio rezonanso metodu

Branduolinis magnetinis rezonansas ir kompiuterinės tomografijos matematiniai principai buvo aptarti anksčiau. Išsiaiškinsime, kaip šie dėsningumai taikomi matuojant trimatį vandenilio atomų pasiskirstymą bandinyje. BMR signalas yra proporcingas pilnutiniam vandenilio atomų skaičiui bandinio srityje, kurioje vyksta 16.2 skirsnyje aprašytoji įmagnetėjimo vektoriaus M precesija aplink magnetinės indukcijos B kryptį. Praktikoje sužadinimo laukas B_{ex} būna apytiksliai vienodo stiprumo visame bandinio tūryje. Vadinasi, jeigu Larmoro dažnis būtų vienodas visame bandinyje, tada minėtoji precesija vyktų visame bandinio tūryje ir būtų galima nustatyti tik pilnutinį vandenilio atomų skaičių

visame bandinyje. Kad būtų galima nustatyti vandenilio atomu koncentracijos priklausomybe nuo z, sužadinimo metu yra ijungiamas dar vienas pastovus magnetinis laukas Bzz, kurio kryptis yra tokia pati kaip pagrindinio magnetinio lauko (B), o indukcija tiesiškai priklauso nuo koordinatės z (žr. 17.6 pav.). Lauką B_{zz} vadinsime "išilginio gradiento lauku". Įjungus šį lauką, Larmoro dažnis (13.1.4) taip pat tiesiškai pradeda priklausyti nuo z. Tarkime, kad sužadinimo signalo, t. y. sužadinimo lauko indukcijos laikinės priklausomybės $B_{ex}(t)$, dažnių spektras skiriasi nuo nulio siaurame dažnių intervale nuo f_{ex} iki $f_{\text{ex}} + df_{\text{ex}}$. Tada sužadinami tik tie protonai, kurių z koordinatės priklauso siauram sluoksniui, kurio storis dz (žr. 17.6 pav.). Taigi, sužadinimo metu keičiasi tik to sluoksnio įmagnetėjimo kryptis (likusioje bandinio dalyje imagnetėjimas lieka lygiagretus z ašiai). Kai to sluoksnio



17.6 pav. Pasirinktojo sluoksnio sužadinimas

įmagnetėjimas pasukamas 90° arba 180° kampu, abu magnetiniai laukai B_{ex} ir B_{zz} yra išjungiami. Paskui matuojamas signalas, kuris atsiranda dėl to sluoksnio įmagnetėjimo vektoriaus precesijos apie pagrindinio magnetinio lauko **B** kryptį.

BMR signalas, kuris matuojamas išjungus sužadinimo lauką B_{ex} ir priklausantį nuo z lauką B_{zz} , suteikia informaciją apie vandenilio atomų pasiskirstymą duotajame bandinio skerspjūvyje, kuris statmenas z ašiai ir kurio z koordinatė yra žinoma (žr. 17.6 pav.). To signalo matavimo ir analizės būdai yra įvairūs. Pvz., galima matuoti pilnutinę elektrovaros jėga ritėje, į kurią patalpintas bandinys. Kaip minėta, tą elektrovaros jėgą sukelia kintamas magnetinis laukas, atsirandantis dėl įmagnetėjimo precesijos apie **B**. Ši elektrovaros jėga kinta laike harmoniniu dėsniu, jos dažnis yra lygus Larmoro dažniui, o amplitudė proporcinga vidutiniam sužadintojo sluoksnio įmagnetėjimui, kuris savo ruožtu yra proporcingas pilnutiniam vandenilio atomų skaičiui tame sluoksnyje. Taigi, keičiant sužadinimo lauko dažni, tokiu būdu galima nustatyti tik vienmatį vandenilio koncentracijos profilį (priklausomybę nuo vienos koordinatės z). Norint išmatuoti trimatį vandenilio atomų koncentracijos pasiskirstymą bandinyje, reikia išmatuoti sužadintojo sluoksnio įmagnetėjimo dvimatį profilį, t. y. priklausomybę M(x, y). Tai galima atlikti įvairiais būdais. Aptarsime tik vieną iš jų, kuris remiasi anksčiau aprašytais tomografijos principais. Išjungus laukus B_{ex} ir B_{zz} , įjungiamas kitas papildomas magnetinis laukas $B_{z\phi}$, kuris atitinka šias sąlygas: 1) jis yra lygiagretus pagrindiniam laukui B; 2) jis nepriklauso nuo z; 3) jo indukcija tiesiškai priklauso nuo koordinatės r, kuri nusako atstumą iki z ašies duotąja kryptimi ϕ (žr. 17.7 pav.). Šį lauką vadinsime "skersinio gradiento lauku". Tokiu būdu vėl pasiekiama, kad protonų Larmoro dažnis priklausytų nuo koordinatės, tačiau dabar Larmoro dažnis priklauso ne nuo z, o nuo r. Dėl šios priklausomybės matuojamasis signalas jau nėra harmoninis (vieno dažnio), o yra sudarytas iš daugelio harmoninių komponenčių, kurių dažniai yra skirtingi. Kiekvienos harmoninės komponentės amplitudė yra proporcinga pilnutiniam skaičiui protonų, kurių Larmoro dažnis yra lygus tos harmoninės komponentės dažniui. Kadangi dabar Larmoro dažni vienareikšmiškai nusako r koordinatė, tai kiekvienos harmoninės komponentės amplitudė yra proporcinga pilnutiniam protonų skaičiui sužadintojo sluoksnio pjūvyje, kuris atitinka duotaja r verte. Tas pjūvis – tai atkarpa, kuri statmena r ašiai (žr. 17.7 pav., atkarpa AB). Vadinasi, kiekvienos harmoninės komponentės amplitudė nusako protonų koncentracijos linijinį integralą, o pilnas amplitudžių rinkinys atitinka visus įmanomus sluoksnio pjūvius duotąja kryptimi (t. y. kryptimi, kuri statmena r ašiai). Pakartojus signalo dažnių spektro matavimus, esant kitoms r ašies kryptims, sudaromas pilnas linijiniu integralu rinkinys, pagal kurį 17.1 skirsnyje aprašytu būdu galima atkurti įmagnetėjimo (ir protonų koncentracijos) priklausomybę nuo x ir y, esant duotai z koordinatei.



17.7 pav. BMR signalo gavimas iš tiriamojo skerspjūvio atkarpos AB

17.6. Branduolinio magnetinio rezonanso signalo laikinė priklausomybė

Žinome, kad BMR signalo amplitudė yra proporcinga bandinio įmagnetėjimo skersinei komponentei. Išjungus sužadinimo lauką, sistema savaime grįžta į termodinaminės pusiausvyros būseną, t. y. įmagnetėjimo skersinė komponentė mažėja, artėdama prie nulio. Atitinkamai mažėja ir BMR signalo amplitudė. Yra du fizikiniai vyksmai, kurie mažina įmagnetėjimo skersinę komponentę (čia, kad būtų paprasčiau, kalbama apie protonus, tačiau iš esmės šis aiškinimas tinka ir kitiems branduoliams):

- 1) protonų kvantiniai šuoliai tarp dviejų energijos lygmenų, kurie pavaizduoti 16.2 pav. (t. y. protono magnetinio momento "apsivertimas"). Šuolio metu pasikeičia protono magnetinio momento precesijos fazė, t. y. azimutinis kampas ϕ . Šuoliai vyksta dėl protonų sąveikos su aplinkiniais atomais, todėl fazės pokytis šuolio metu yra visiškai atsitiktinis. Todėl šie šuoliai "išfazuoja" skirtingus protonus ir mažina įmagnetėjimo skersinę komponentę. Jeigu būtų tik šis veiksnys, tada BMR signalas eksponentiškai mažėtų laike su laiko konstanta T_1 , kuri dažniausiai būna nuo kelių milisekundžių iki kelių sekundžių (šį mažėjimą vaizduoja punktyrinė kreivė 17.11 pav.). Kadangi minėtieji kvantiniai šuoliai keičia ne tik skersinę, bet ir išilginę įmagnetėjimo komponentę M_z , trukmė T_1 vadinama **išilginės relaksacijos trukme**;
- 2) vienodos magnetinio momento orientacijos protonu Larmoro dažniai nėra tiksliai vienodi, nes juos veikiantis magnetinis laukas nėra tiksliai vienodas. Taip yra ir dėl to, kad neįmanoma sukurti idealiai vienalyčio magnetinio lauko, ir dėl to, kad skirtingu protonu aplinka yra šiek tiek skirtinga (atitinkamai skiriasi ir magnetinis laukas, kuris atsiranda dėl kaimyninių atomų magnetinių momentų). Protonų "išsifazavimą" dėl šios priežasties iliustruoja 17.9 pav.). Šioje iliustracijoje parodytas atskirų protonų magnetinių momentų skersinių komponenčių sukimasis apie pagrindinio lauko krypti atskaitos sistemoje, kuri sukasi apie ta pačia krypti vidutiniu Larmoro dažnju. Pagal (16.1.4) formulę vidutinis Larmoro dažnis atitinka vidutinę pagrindinio magnetino lauko indukciją (čia turimas omenyje erdvinis vidurkis sužadintojo sluoksnio viduje). Protonu, kuriuos veikiantis lokalusis magnetinis laukas yra lygus minėtajam vidurkiui, Larmoro dažnis yra lygus minėtam vidutiniam Larmoro dažniui, todėl šioje atskaitos sistemoje ju magnetiniai momentai nesisuka (17.9 pav. tokius protonus atitinka vektorius c). Kitų protonų Larmoro dažnis šiek tiek skiriasi nuo vidutinio, todėl šioje atskaitos sistemoje jų magnetiniai momentai sukasi apie **B** krypti dažniu, kuris lygus tam dažnio nuokrypiui nuo vidutinio dažnio (17.9 pav. tokius protonus atitinka vektoriai a, b, d. e). Kai daugumos protonu fazės pradeda skirtis daugiau negu 180° (kaip 17.9 pav. trečiojoje vektorinėje diagramoje), galima teigti, kad protonai yra pilnai "išfazuoti", o įmagnetėjimo skersinė komponentė tampa lygi nuliui. Taip atsirinka per laiką T_2 , kuris dažniausiai yra daug trumpesnis už anksčiau minėtą laiką T1. Kadangi šis vyksmas keičia tik skersinę įmagnetėjimo komponentę, trukmė T₂ vadinama *skersinės relaksacijos trukme*.

Kadangi išilginę relaksaciją sąlygoja branduolių kvantiniai šuoliai tarp gretimų polygmenių, tai ją gali sukelti tik fotonai, kurių dažnis lygus Larmoro dažniui. Šie fotonai atsiranda dėl to, kad egzistuoja statistinis molekulių sukimosi dažnių pasiskirstymas ir kai kurios molekulės sukasi



17.8 pav. Molekulių sukimosi dažnių pasiskirstymas kietajame kūne, klampioje aplinkoje ir skystyje

Larmoro dažniu. Kai molekulė sukasi, tada sukasi ir molekulės magnetinio momento vektorius. Kadangi magnetinis momentas kuria magnetinį lauką, tai dėl magnetinio momento sukimosi tas laukas tampa kintamu. Kaip žinoma iš elektrodinamikos, kintamas magnetinis laukas sąlygoja tokio paties dažnio elektromagnetinę spinduliuotę, t. y. atsiranda tokio paties dažnio fotonai. Daugėjant molekulių, kurios sukasi Larmoro dažniu, išilginė relaksacija spartėja (T_1 mažėja). Larmoro dažnis yra proporcingas B, o molekulių sukimosi dažnių pasiskirstymas priklauso nuo temperatūros ir nuo aplinkos klampumo (žr. 17.8 pav.).

Skersinę relaksaciją sąlygoja nevienalytis magnetinis laukas. Tas nevienalytiškumas taip pat atsiranda dėl lokaliojo magnetinio lauko, kurį kuria aplinkinių molekulių magnetiniai momentai. Tačiau, kaip minėta, šiuo atveju pasireiškia magnetinio lauko kitimas erdvėje, o ne laike. Taigi, skersinę relaksaciją sąlygoja stacionarus arba palyginti lėtai kintantis laike magnetinis laukas (kuris, be to, yra nevienalytis, t. y. kinta erdvėje). "Lėtas" kitimas šiuo atveju reiškia, kad magnetinio lauko dažnis yra daug mažesnis už Larmoro dažnį (jeigu kintamojo magnetinio lauko dažnis yra didesnis už Larmoro dažnį, tada molekulę veikia tik to lauko laikinis vidurkis, kuris yra lygus nuliui). Vadinasi, skersinės relaksacijos spartai turi įtakos *visų* dažnių nuo nulinio iki Larmoro dažnio kintamieji laukai. Todėl T_2 yra atvirkščiai proporcinga koncentracijai molekulių, kurių sukimosi dažniai yra nuo 0 iki Larmoro dažnio. Kadangi tokių molekulių yra daug daugiau negu molekulių, kurių sukimosi dažnis artimas Larmoro dažniui, tai $T_2 \ll T_1$.

Kadangi $T_2 \ll T_1$, tai skersinė įmagnetėjimo komponentė (ir BMR signalo amplitudė) sumažėja iki nulio daug anksčiau, negu nusistovi termodinaminė pusiausvyra (žr. 17.11 pav., ištisinė kreivė, laiko intervalas nuo 0 iki τ). Pagal šio mažėjimo spartą galima nustatyti laiką T_2 . Tačiau tokiu pačiu metodu neįmanoma išmatuoti laiko T_1 , nes eksponentinis BMR signalo amplitudės mažėjimas, kurį atspindi 17.11 pav. punktyrinė kreivė, nėra tiesiogiai matomas. Laikas T_1 gali būti išmatuotas vadinamuoju "sukininio aido" metodu, kuris aprašytas toliau.

Kol protonų magnetiniai momentai "neapsivertė" (t. y. kol neįvyko kvantinis šuolis tarp 16.2 pav. pavaizduotų energijos lygmenų), jų pradinės fazės lieka vienodos. Kadangi jų Larmoro dažnių skirtumai taip yra pastovūs, tai reiškia, kad fazių (posūkio kampų ϕ) skirtumai tiesiškai kinta laike. Taigi, protonų išsifazavimas dėl antrojo anksčiau minėto veiksnio yra tam tikra prasme ne atsitiktinis, o determinuotas (tiksliau, pasireiškia tik atsitiktiniai pokyčiai erdvėje, bet ne laike). Šia aplinkybe galima pasinaudoti. Tarkime, kad sužadinimo metu imagnetėjimas buvo pasuktas 90° kampu. Tarkime, kad praėjus laikui τ po sužadinimo (kai protonai jau yra pilnai išfazuoti), sužadinimo laukas pakartotinai įjungiamas tokiam laikui, kad protonų magnetiniai momentai (ir pilnutinis imagnetėjimas) pasisuktų 180°. Kaip parodyta 17.10 pav., taip pasisukus, skirtingų protonų Larmoro dažnių skirtumai jau sąlygoja ne jų išsifazavimą, o "susifazavimą" ta pačia sparta, kuria įvyko išsifazavimas. Todėl laiko momentu 2τ protonai vėl vra pilnai sufazuoti, išskyrus protonus, kurie per laika 2τ patyrė kvantinį šuolį tarp 16.2 pav. pavaizduotų energijos lygmenų. Todėl signalo amplitudė laiko momentu 2τ yra lygi vertei, kuri būtų tuo laiko momentu, jeigu egzistuotu tik išilginė relaksacija (t. y. signalo amplitudė priklauso 17.11 pav. punktyrinei kreivei). Periodiškai pasukant įmagnetėjimo vektorių 180° kampu, galima išmatuoti signalo gaubtinę, kurią nusako minėtoji punktyrinė kreivė 17.11 pav., ir iš jos nustatyti išilginės relaksacijos trukme T_1 .

Medicinoje išilginės bei skersinės relaksacijos trukmių pasiskirstymus erdvėje taip pat įprasta atvaizduoti spalvotais arba juodai-baltais vaizdais. Kaip ir protonų koncentracijos pasiskirstymai, tie vaizdai suteikia informacijos apie paciento vidinių organų būklę.



17.9 pav. Vaizdas atskaitos sistemoje, kuri sukasi apie *B* kryptį vidutiniu Larmoro dažniu

Prieš posūkį 180 laipsnių kampu

Po posūkio 180 laipsnių kampu



(a) Protonų sukiniai "išsifazuoja"
 (b) Protonų sukiniai "susifazuoja"
 17.10 pav. "Išfazuotų" protonų "sufazavimas", pasukant jų magnetinius momentus 180° kampu aplink x 'ašį





18. Čerenkovo detektoriai

18.1. Čerenkovo spinduliavimas

Čerenkovo detektoriuose panaudojama vadinamoji Čerenkovo spinduliuotė, kuri atsiranda, kai elektringoji dalelė juda dielektrinėje terpėje (pvz., vandenyje) greičiu, kuris didesnis už šviesos greitį toje terpėje. Šį efektą 1934 m. atrado rusų fizikas P. A. Čerenkovas. Pagal reliatyvumo teoriją

joks kūnas negali judėti greičiu, kuris didesnis už šviesos greitį vakuume c. Tačiau šviesos greitis medžiagoje yra mažesnis už c (pvz., šviesos greitis vandenyje yra lygus tik 0,75*c*), todėl dalelės greitis gali būti vienu metu didesnis už šviesos greitį medžiagoje ir mažesnis už c. Čerenkovo spinduliavimas yra susijęs su tuo, kad elektrinis laukas, kuris supa elektringaja dalele, poliarizuoja medžiagos atomus, t. y. jų elektronų "debesys" pasislenka atžvilgiu savo pusiausvirujų padėčių, todėl atomas įgyja elektrinį dipolinį momentą. Šis elektronų poslinkis poliarizacijos metu (kai dalelė priartėja prie atomo) ir depoliarizacijos metu (kai dalelė nutolsta, o atomo elektronų debesys grįžta į pradine padėti) sukelia elektromagnetine spinduliuote (nes bet koks krūvininko judėjimas su yra pagreičiu lydimas elektromagnetinės spinduliuotės). Pilnutini šios spinduliuotės intensyvumą duotajame taške galima gauti sudėjus visų medžiagos elektronų spinduliuotę. Pasirodo, kad tuo atveju, kai dalelės greitis yra mažesnis už šviesos greiti duotoioje medžiagoje, pilnutinis minėtosios spinduliuotės intensyvumas yra lygus nuliui. Tuo galima įsitikinti nubraižius vienodos fazės bangų paviršius. Dėl minėtosios atomų poliarizacijos ir depoliarizacijos kiekvienas atomas, kuris yra arti dalelės judėjimo trajektorijos, trumpam laikui tampa sferinių elektromagnetinių bangų šaltiniu. 18.1 pav. pavaizduoti tų bangų vienodos fazės paviršiai, kai krintančiosios dalelės greitis yra mažesnis už šviesos greitį. Matome, kad vienodos fazės paviršiai nė viename erdvės taške nesikerta ir nesiliečia. Vadinasi, kiekviename erdvės taške kertasi arba liečiasi tik skirtingų fazių paviršiai. Iš banginės optikos žinome, kad, susidedant dideliam skaičiui skirtingų fazių, tačiau artimų amplitudžių koherentinių bangų, suminis intensyvumas yra lygus nuliui (tai yra vadinamoji "destruktyvioji interferencija"). Tai reiškia, kad tuo atveju, kai elektringosios dalelės greitis yra mažesnis už šviesos greiti duotoje medžiagoje, atomų poliarizacijos kitimas laike nesukelia spinduliuotės. Dabar tarkime, kad krintančiosios dalelės greitis yra didesnis už šviesos greitį duotojoje medžiagoje. Tada, kaip parodyta 18.2 pav., sudedamuju sferiniu bangu vienodos fazės paviršiai turi kūgio formos gaubtine.



18.1 pav. Elementariųjų sferinių elektromagnetinių bangų, kurios atsiranda dėl poliarizuotų atomų elektronų judėjimo, vienodos fazės paviršiai, kai krintančiosios elektringosios dalelės greitis v yra lygus 3 / 4 šviesos greičio duotoje terpėje



18.2 pav. Elementariųjų sferinių elektromagnetinių bangų, kurios atsiranda dėl poliarizuotų atomų elektronų judėjimo, vienodos fazės paviršiai, kai krintančiosios elektringosios dalelės greitis v yra lygus 7 / 4 šviesos greičio duotoje terpėje

Panagrinėkime didžiausią iš tų kūgių, t. y. paviršių, kuris skiria erdvės sritį, kurią pasiekė elektromagnetinės bangos, nuo erdvės srities, kurios dar nepasiekė elektromagnetinės bangos. Pasirinkus mažą tūrio elementą, kuris yra arti to kūgio, gautume, kad *visų* elementariųjų bangų, kurios pasiekė tą tūrio elementą, fazės yra artimos viena kitai, t. y. jos stiprina viena kitą (tai yra vadinamoji "konstruktyvioji interferencija"). Tai reiškia, kad tuo atveju, kai elektringosios dalelės greitis yra didesnis už šviesos greitį duotoje medžiagoje, atomų poliarizacijos kitimas laike sukelia elektromagnetinę spinduliuotę, kurios kryptis sutampa su vienodos fazės paviršių gaubtinės judėjimo kryptimi, t. y. kampas θ tarp spinduliuotės krypties ir dalelės judėjimo krypties atitinka sąlygą

$$\cos\theta = \frac{c'}{v}; \tag{18.1.1}$$

čia c' yra šviesos greitis duotoje medžiagoje (jis yra mažesnis už šviesos greitį vakuume c). Tai ir yra Čerenkovo spinduliuotė. Jos analogas yra garso smūginė banga, kuri susidaro, pvz., kai lėktuvas viršija garso greitį ore.

Yra žinoma, kad šviesos greičių vakuume ir medžiagoje santykis yra lygus tos medžiagos lūžio rodikliui n:

$$n = \frac{c}{c'}$$
. (18.1.2)

Todėl, padauginus (18.1.1) trupmenos skaitiklį ir vardiklį iš c, kampo θ kosinusą galima išreikšti taip:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}; \tag{18.1.3}$$

čia $\beta = v/c$ ("santykinis greitis"). Taigi, kuo didesnis dalelės greitis, tuo didesnis kampas θ tarp Čerenkovo spinduliuotės krypties ir dalelės judėjimo krypties. Didžiausio galimo kampo kosinusas gaunamas įrašius į (18.1.3) $\beta = 1$:

$$\cos(\theta_{\max}) = \frac{1}{n}; \qquad (18.1.4)$$

Be to, kadangi $\cos\theta$ negali viršyti vieneto, iš (18.1.3) sąryšio išplaukia, kad medžiagą, kurios lūžio rodiklis yra *n*, atitinka tam tikras mažiausias greitis

$$\beta_{\min} = \frac{1}{n}, \qquad (18.1.5)$$

žemiau kurio Čerenkovo spinduliuotė neatsiranda (toliau, kad būtų trumpiau, "greičiu" vadinsime ne tik tikrąjį dalelės greitį v, bet ir santykinį greitį $\beta = v/c$). Dėl tos pačios priežasties duoto greičio dalelę atitinka tam tikras mažiausias lūžio rodiklis

$$n_{\min} = \frac{1}{\beta}, \qquad (18.1.6)$$

kuris reikalingas, kad Čerenkovo spinduliuotė atsirastų.

Lūžio rodiklis *n* priklauso nuo bangos ilgio. Vadinasi, pagal (18.1.3) skirtingo bangos ilgio Čerenkovo spinduliuotė sklinda skirtingomis kryptimis. Regimosios ir ultravioletinės šviesos diapazone *n* didėja mažėjant bangos ilgiui. Tačiau esant dar mažesniems bangos ilgiams (rentgeno spinduliuotė) *n* pradeda mažėti mažėjant bangos ilgiui ir sparčiai artėja prie vieneto. Kai *n* tampa mažesnis už $1/\beta$, Čerenkovo spinduliuotė tampa negalima. Todėl mažiausi bangos ilgiai Čerenkovo spinduliuotės spektre priklauso ultravioletinės šviesos diapazonui.

Čerenkovo spinduliuotės spektras yra ištisinis. Vienetiniame kelyje išspinduliuotų fotonų su dažniais nuo viki v + dv skaičius yra lygus

$$Y(\nu)d\nu = \frac{\pi(ze)^2}{\varepsilon_0 hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\nu^2}\right) d\nu \approx \frac{2\pi z^2}{137c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\nu^2}\right) d\nu , \qquad (18.1.7)$$

čia ze yra krintančiosios dalelės krūvis, o n_{ν} yra terpės lūžio rodiklis, kai elektromagnetinės spinduliuotės dažnis lygus ν . Pasinaudoję (18.1.3) sąryšiu ir tuo, kad $1 - \cos^2 \theta = \sin^2 \theta$, (18.1.7) lygybę užrašome šitaip:

$$Y(\nu)d\nu \approx \frac{2\pi z^2}{137c} \sin^2 \theta_{\nu} d\nu, \qquad (18.1.8)$$

čia θ_{ν} yra kampas tarp dažnio ν Čerenkovo spinduliuotės sklidimo krypties ir krintančiosios elektringosios dalelės greičio. Iš (18.1.3) išplaukia, kad, didėjant *n*, spinduliuotės kampas θ didėja, todėl didėja ir daugiklis sin² θ_{ν} , kuris įeina į (18.1.8) formulę. Todėl didžioji dalis Čerenkovo spinduliuotės fotonų atitinka bangos ilgių intervalą, kuriame *n* yra didžiausias. Tai yra ultravioletinės šviesos diapazonas. Regimoji Čerenkovo spinduliuotė pasireiškia mėlynu švytėjimu. Jeigu dažnių intervale nuo ν_1 iki ν_2 lūžio rodiklis yra apytiksliai pastovus, tada vienetiniame kelyje išspinduliuotų fotonų su dažniais nuo ν_1 iki ν_2 skaičius yra lygus

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} Y(\nu)(\nu) d\nu = \frac{2\pi z^2}{137c} \sin^2 \theta(\nu_2 - \nu_1) = \frac{2\pi z^2}{137} \sin^2 \theta \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right),$$
(18.1.9)

čia $\lambda_1 = c/v_1$ ir $\lambda_2 = c/v_2$ yra bangos ilgiai, kurie atitinka dažnius v_1 ir v_2 . Kai z = 1, pagal (18.1.7) formulę regimojoje spektro dalyje ($v = 4 \cdot 10^{14} - 7.5 \cdot 10^{14}$ Hz, arba $\lambda = 0.4 - 0.75 \,\mu\text{m}$) 1 cm kelyje išspinduliuojama 540 sin² θ fotonų. Taigi, Čerenkovo spinduliuotės intensyvumas yra palyginti mažas (toliau šis intensyvumas bus palygintas su liuminescencijos intensyvumu). Todėl, norint pastebėti Čerenkovo spinduliuotę plika akimi, reikalingas ypač intensyvus krintančiųjų elektringųjų dalelių srautas. Pvz., išsklaidytąją Čerenkovo spinduliuotę galima pastebėti vandenyje, kuris atlieka neutronų lėtiklio, aušintuvo ir radiacinės apsaugos vaidmenį kai kuriuose mažos galios branduoliniuose reaktoriuose.

18.2. Čerenkovo detektoriaus sąvoka. Čerenkovo detektorių darbinės medžiagos

Čerenkovo detektoriai – tai įrenginiai, kurie detektuoja reliatyvistines elektringąsias daleles pagal jų Čerenkovo spinduliuotę. Vienu požiūriu Čerenkovo detektoriai yra panašūs į blyksimuosius detektorius (pastarieji buvo aprašyti 6 skyriuje): abiejų šių tipų detektoriuose dalelių detektavimui naudojama regimoji šviesa, kuri atsiranda dėl detektuojamų dalelių sąveikos su detektoriaus darbine medžiaga, ir abiem atvejais šviesos detektavimui naudojami fotodaugintuvai. Tačiau, kaip aišku iš 18.1 skirsnio, šios šviesos kilmė Čerenkovo ir blyksimuosiuose detektoriuose yra visiškai skirtinga.

Čerenkovo detektoriaus darbinė medžiaga yra vadinama "spinduoliu" (angl. radiator). Spinduolio vaidmeni gali atlikti tik medžiagos, kuriose nevyksta liuminescencija (ji buvo aprašvta 6.2 ir 6.3 skirsniuose). Šis reikalavimas turi būti todėl, kad liuminescencijos spektras persikloja su Čerenkovo spinduliuotės spektru. Jeigu liuminescencija būtų galima, tada jos intensyvumas būtų daug didesnis už Čerenkovo spinduliuotės intensyvumą, todėl pastarosios spinduliuotės būtų negalima detektuoti. Pvz., 10 MeV energijos elektronas, judėdamas NaI(Tl) scintiliatoriuje, pradinėje 1 cm ilgio trajektorijos dalyje dėl jonizacinių energijos nuostolių praranda maždaug 4 MeV energiją ir sukuria maždaug $1.5 \cdot 10^5$ fotonų, kurių kiekvieno energija 3 eV (tai atitinka 0,415 µm bangos ilgi). Tuo tarpu iš (18.1.9) formulės išplaukia, kad toks elektronas, judėdamas NaI kristale (kurio lūžio rodiklis yra 1,85), 1 cm kelyje sukurtų tik maždaug 400 regimosios Čerenkovo spinduliuotės fotonų. Todėl vienas iš pagrindinių reikalavimų medžiagoms, kurios naudojamos kaip Čerenkovo spinduoliai, yra liuminescencijos nebuvimas jose. Kitas svarbus reikalavimas yra medžiagos skaidrumas regimosios šviesos diapazone. Trečias reikalavimas yra tinkamas lūžio rodiklis. Optimalioji lūžio rodiklio vertė priklauso nuo tikslo, kurio yra siekiama. Jeigu Čerenkovo spinduliuote ketinama panaudoti dalelių detektavimui (bet ne jų greičio matavimui), tada naudingiausia naudoti spinduolius su dideliu lūžio rodikliu. Taip yra dėl to, kad, didėjant lūžio rodikliui n, didėja Čerenkovo spinduliuotės intensyvumas (žr. (18.1.7) formulę) ir mažėja dalelių slenkstinis greitis (žr. (18.1.5) formulę), kuris turi būti viršytas, kad atsirastų Čerenkovo spinduliuotė. Tačiau, norint tiksliai išmatuoti reliatyvistinių dalelių energijas (kai $\beta \approx 1$), reikia naudoti spinduolius, kurių lūžio rodiklis artimas vienetui. Taip yra todėl, kad santykinio greičio β neapibrėžtumas $\Delta\beta$ (kitaip sakant, matavimo paklaida), kuris atitinka duotąji kampo θ neapibrėžtumą $\Delta \theta$, mažėja mažėjant vidutiniam spinduliavimo kampui θ . Dydį $\Delta \beta$ išreikšime kampo θ neapibrėžtumo intervalo pločiu $\Delta \theta$. Pagal (18.1.3) formulę

$$\beta = \frac{1}{n\cos\theta}.\tag{18.2.1}$$

Iš čia

$$\Delta \beta = \left| \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} \left(\frac{1}{n \cos \theta} \right) \right| \Delta \theta = \frac{1}{n} \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \Delta \theta \equiv \beta \operatorname{tg} \theta \cdot \Delta \theta \tag{18.2.2}$$

(čia dydis $\Delta \theta$ yra išreikštas radianais). Vadinasi, norint sumažinti $\Delta \beta$, kai yra duotas $\Delta \theta$, reikia mažinti tg θ , t. y. kampą θ . Taigi, cos θ turi būti kuo artimesnis vienetui, o pagal (18.1.3) tai reiškia, kad sandauga βn taip pat turi būti artima vienetui. Jeigu $\beta \approx 1$, tada n taip pat turi būti artimas vienetui. Todėl Čerenkovo detektoriuose, kurie skirti ultrareliatyvistinių dalelių energijų matavimui, dažniausiai naudojami dujiniai radiatoriai (dujų lūžio rodiklis yra artimas vienetui).

Vienas iš Čerenkovo detektorių privalumų, palyginti su blyksimaisiais detektoriais, yra tas, kad reikalavimų spinduoliams yra mažiau negu reikalavimų scintiliatoriams. Pvz., nėra reikalavimo, kad spinduoliai būtų ypač grynos medžiagos arba kristalai su tiksliai nustatytais priemaišų kiekiais. Čerenkovo spinduolių vaidmenį gali atlikti įvairios kietos, skystos ir dujinės medžiagos, kurios yra skaidrios regimajai šviesai ir kurios turi tinkamą lūžio rodiklį. Įvairiems spinduoliams lūžio rodiklis kinta nuo 1 iki 1,8. Jeigu reikalingas artimas vienetui lūžio rodiklis, tada spinduolio vaidmenį gali atlikti dujos (pvz., normalaus slėgio oro lūžio rodiklis yra lygus 1,0003). Dujos yra patogios tuo, kad jų lūžio rodiklis priklauso nuo dujų molekulių koncentracijos, t. y. nuo slėgio. Tai išplaukia iš *Klauzijaus ir Mosočio* formulės (angl. *Clausius-Mossotti relation*), pagal kurią dujų lūžio rodiklio kvadratas yra lygus

$$n^{2} = \frac{1 + \frac{2}{3}N\alpha}{1 - \frac{1}{3}N\alpha},$$
(18.2.3)

čia N yra dujų molekulių koncentracija, o α yra dujų molekulių poliarizuojamumas (t. y. išoriniame elektriniame lauke \mathscr{E} indukuoto dipolinio momento ir dydžio $\varepsilon_0 \mathscr{E}$ santykis). Todėl, keičiant dujų slėgį (t. y. koncentraciją N), galima reguliuoti dujų lūžio rodiklį. Praktikoje dujinių spinduolių lūžio rodiklis kinta nuo 1 iki 1,2. Norint gauti lūžio rodiklius nuo 1,2 iki 1,33, galima panaudoti, pvz., suskystintas dujas. Naudojant vandens ir glicerino mišinius, galima pagaminti spinduolius su lūžio rodikliais nuo 1,33 (grynas vanduo) iki 1,47 (grynas glicerinas). Spinduoliai su didesniais negu 1,47 lūžio rodikliais – tai įvairios skaidrios kietosios medžiagos, pvz., stiklai.

18.3. Slenkstinė energija

Visų Čerenkovo detektorių ypatybė yra ta, kad jie gali užregistruoti tik tokias elektringąsias daleles, kurių greitis viršija tam tikrą slenkstinę vertę, kurią nusako (18.1.5) formulė. Naudojantis (18.1.5) sąryšiu ir reliatyvistinės dalelės kinetinės energijos išraiška, galima išreikšti mažiausią elektringosios dalelės kinetinę energiją, kuriai esant atsiranda Čerenkovo spinduliuotė:

$$E_{\min} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\min}^2}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (1/n^2)}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} - 1 \right), \quad (18.3.1)$$

čia mo vra dalelės rimties masė. Kadangi Čerenkovo detektorių darbinių medžiagų didžiausias lūžio rodiklis yra maždaug 1,8, tai reiškinys skliaustuose yra didesnis negu 0,2. Vadinasi, kai yra didžiausi n, dalelės slenkstinė kinetinė energija E_{\min} yra lygi maždaug penktadaliui jos rimties energijos m_0c^2 , o kai *n* vertė yra mažesnė, slenkstinė kinetinė energija yra dar didesnė. Todėl Čerenkovo detektoriai dažniausiai naudojami tiriant ypač didelių energijų daleles (E >>100 MeV). Tokių energijų dalelės gaunamos panaudojant dalelių greitintuvus arba kosminę spinduliuotę. Tipiškų branduolio fizikos energijų diapazone (~0,1-10 MeV) Čerenkovo detektoriai gali būti panaudoti tik lengviausiųjų elektringųjų dalelių - elektronų ir pozitronų - detektavimui (elektrono rimties energija yra 0,511 MeV, o, pvz., protono – 938 MeV). γ spinduliuotės atveju Čerenkovo spinduliuote gali sukelti Komptono atatrankos elektronai (fotoelektronu įtaka labai maža, nes aptariamuoju atveju fotoefekto tikimybė yra daug mažesnė už Komptono sklaidos tikimybę). Didžiausia Komptono atatrankos elektrono energija lygi

$$E_{\rm C max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}},$$



18.3 pav. Čerenkovo spinduliavimo slenkstinės energijos priklausomybė nuo lūžio rodiklio

čia hv yra fotono energija. Prilyginę šią energiją slenkstinei elektrono energijai E_{\min} , gauname slenkstinę γ kvanto energiją, kuri turi būti viršyta, kad γ spinduliuotę būtų galima detektuoti Čerenkovo detektoriumi:

$$h\nu_{\min} = \frac{E_{\min}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2mc^2}{E_{\min}}} \right).$$
(18.3.2)

Elektrono ir γ kvanto slenkstinių energijų priklausomybės nuo spinduolio lūžio rodiklio yra parodytos 18.3 pav.

Šis Čerenkovo detektorių gebėjimas "atrinkti" tik pakankamai didelės energijos daleles yra naudingas tais atvejais, kai kartu su detektuojamomis didelės energijos dalelėmis egzistuoja didelis mažos energijos dalelių "fonas", kurį reikia pašalinti.

18.4. Čerenkovo detektorių rūšys

Čerenkovo detektorius be fokusuotės naudojamas skaičiuojant perėjusias pro spinduolį elektringąsias daleles, kurių greitis viršija (18.1.5) vertę (t. y. kurių energija viršija slenkstinę energiją). Tokį detektorių sudaro spinduolis, įdėtas į konteinerį su didelio atspindžio koeficiento sienelėmis. Čerenkovo spinduliuotės fotonus registruoja vienas arba keli fotodaugintuvai. Detektoriaus spinduolio pasirinkimas priklauso nuo reikalingo slenkstinio greičio. Pvz., naudojant akrilo stiklą PLEXIGLAS, slenkstinis greitis yra $2 \cdot 10^8$ m/s ($\beta_{min} = 0,67$). Tačiau, jeigu dalelės greitis tik nedaug viršija slenkstinį, tada fotonų skaičius yra mažas ir fotodaugintuvo išėjimo impulso amplitudė gali būti pernelyg maža, kad jį būtų galima užregistruoti. Todėl, pvz., detektoriuose su PLEXIGLAS spinduoliais slenkstinis greitis yra šiek tiek didesnis už anksčiau minėtą vertę ir yra apytiksliai lygus $\beta_{min} \approx 0,75$. Atitinkama elektronų slenkstinė energija yra maždaug 200 keV, o protonų – maždaug 400 MeV. Kartais reikalingi detektoriai, kurių slenkstiniai greičiai yra ypač dideli. Tokiu atveju naudojami dujiniai spinduoliai. Dėl dujų mažo tankio Čerenkovo spinduliuotės blyksnių intensyvumas dujiniuose spinduoliuose yra labai mažas, todėl, siekiant juos užregistruoti, gaminami 1 m ir didesnių matmenų dujiniai detektoriai (padidinus detektoriaus matmenis, padidėja dalelės judėjimo jame trukmė ir kartu padidėja išspinduliuotų fotonų skaičius).

Kadangi didelė Čerenkovo spinduliuotės energijos dalis tenka ultravioletinės spinduliuotės diapazonui, kuriame daugumos fotodaugintuvų jautris yra mažas, tai kartais į spinduolį įterpiama fluorescuojančios medžiagos. Šitaip spinduliuotės spektras yra paslenkamas į ilgesniųjų bangų pusę. Taip yra todėl, kad fotono, kurį išspinduliuoja sužadintoji molekulė, grįždama į pagrindinį elektroninį lygmenį, energija yra mažesnė už sugertojo fotono (kuris sužadino tą molekulę) energiją. Šis išspinduliuotojo ir sugertojo fotonų energijų skirtumas jau buvo minėtas aptariant blyksnių procesą organiniuose scintiliatoriuose (žr. 6.3 skirsnį). Taigi, tokiu atveju Čerenkovo spinduliuotės fotonai sužadina priemaišų molekules, o fotodaugintuvas registruoja fotonus, kuriuos jos išspinduliuoja

grįždamos į pagrindinę būseną. Kadangi pastarieji fotonai gali būti išspinduliuoti bet kuria kryptimi, tai šitaip prarandama informacija apie Čerenkovo spinduliuotės kryptį, t. y. netenkama gebėjimo matuoti dalelių greičius pagal jų Čerenkovo spinduliuotės kryptį.

Čerenkovo detektorius su fokusuote detektuoja tik daleles, kurių greitis priklauso tam tikram siauram intervalui. Tai tampa įmanoma pasinaudojus tuo, kad Čerenkovo spinduliuotės kryptis yra vienareikšmiškai susijusi su dalelės greičiu (18.1.3) sąryšiu. Vadinasi, apribojus registruojamos spinduliuotės sklidimo kampą θ , kartu apribojamas ir detektuojamų dalelių greitis. Aiš-



18.4 pav. Čerenkovo detektoriaus su fokusuote schema. 1 – spinduolis; 2 – cilindrinis veidrodis; 3 – judrioji diafragma; 4 – fotodaugintuvų fotokatodai
ku, kad kampo θ vertę įmanoma fiksuoti tik tada, kai dalelių judėjimo kryptis yra fiksuota, t. y. kai dalelių pluoštas yra siauras ir beveik lygiagretus.

Minėtasis kampo θ apribojimas realizuojamas optiniais metodais. Vienos iš galimų fokusuotės sistemų, kurioje naudojamas PLEXIGLAS spinduolis, schema yra pavaizduota 18.4 pav. Šiame detektoriuje Čerenkovo spinduliuotės fokusavimui į tašką naudojamas šviesos lūžimas ant sferinio paviršiaus. Tokiame detektoriuje spinduolis yra sudarytas iš dviejų sričių (žr. 18.4 pav.). Pirmoji sritis – tai mažo spindulio cilindras, kurio ašimi juda dalelės. Čerenkovo spinduliuotė atsispindi nuo šios srities kraštų (žr. 18.4 pav.). Antroji sritis yra apytiksliai pusės rutulio formos, o jos spindulys yra daug didesnis negu pirmosios srities. Šis spindulių skirtumas užtikrina, kad spinduliuotės pluoštelio, kuris sklinda duotuoju kampu θ , skersiniai matmenys yra daug mažesni už rutulio kreivumo spindulį. Todėl galima naudoti iš geometrinės optikos žinomą siauro pluoštelio artinį. Pagal šį artinį siauras lygiagretus šviesos pluoštelis, kuris sklinda skaidriame rutulyje išilgai to rutulio spindulio, išėjęs pro to rutulio paviršių, bus surinktas viename taške, kuris yra tokiu atstumu nuo rutulio paviršiaus:

$$f = \frac{r}{n-1};$$

čia r yra to rutulio spindulys, o n yra jo medžiagos lūžio rodiklis (laikoma, kad rutulys yra vakuume). Šis atstumas – tai sferinio paviršiaus židinio nuotolis. Pvz., jeigu n = 1,5 (PLEXIGLAS), tada f = 2r, t. y. židinio nuotolis yra lygus dvigubam spinduliui. Kadangi duotuoju kampu θ sklindantys spinduliai sudaro kūgį, tai jie yra sufokusuojami ne į tašką, o į žiedą. Kaip parodyta 18.4 pav., cilindrinis veidrodis, į kurį įdėtas spinduolis, atspindi šį žiedą į tašką, kuris yra ant visos sistemos simetrijos ašies. Akivaizdu, kad spindulių surinkimo taško padėtis ant detektoriaus ašies priklauso nuo θ . Todėl reikiama θ vertė užduodama tiesiog paslinkus fotodaugintuvą kartu su diafragma išilgai ašies (diafragma reikalinga θ verčių intervalo susiaurinimui). Be to, naudingiau naudoti ne vieną, o du fotodaugintuvus (žr. 18.4 pav.), kurie prijungti prie sutapčių įrenginio. Šitaip pašalinami impulsai, kurie gali atsirasti, pvz., dėl fotodaugintuvo triukšmų.

Čerenkovo detektoriai su fokusuote ir dujiniu spinduoliu yra ypač dažnai naudojami eksperimentuose su dalelių greitintuvais. Tačiau tada, siekiant gauti pakankamai ryškų spinduliuotės blyksnį, tenka padidinti detektoriaus ilgį iki dešimčių metrų.

Literatūra

- 1. Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. 544 p.
- 2. Lilley J. Nuclear Physics: Principles and Applications. New York: John Wiley & Sons, 2001. 393 p.
- 3. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. 3rd Edition. New York: John Wiley & Sons, 2000. 802 p.
- 4. Krane K. S. Introductory Nuclear Physics. New York: John Wiley & Sons, 1988. 845 p.