## VILNIAUS UNIVERSITETAS

Andrius Poškus

# ATOMO FIZIKA IR BRANDUOLIO FIZIKOS EKSPERIMENTINIAI METODAI

(20 ir 21 skyriai)

Vilnius 2008

20. Blyksimieji detektoriai	381
20.1. Įvadas	381
20.2. Blyksnio atsiradimas neorganiniame scintiliatoriuje	381
20.3. Blyksnio atsiradimas organiniame scintiliatoriuje	383
20.4. Blyksimojo detektoriaus sandara	385
20.5. Blyksimojo detektoriaus išėjimo impulso forma	386
20.6 <sup>*</sup> . Pagrindiniai blyksnį apibūdinantys dydžiai	388
20.7. Blyksimojo detektoriaus energinė skyra	390
Uždaviniai	392
21. Gama spektroskopija naudojant puslaidininkinius ir blyksimuosius detektorius	393
21.1. Gama spinduliuotės spektras. Gama spektrometras. Antriniai elektronai	393
21.2. Antrinių elektronų energijos spektras	394
21.3. Įvairių matmenų detektorių atsako funkcijos pavidalas	396
21.4. Kiti veiksniai, kurie turi įtakos detektoriaus atsako funkcijai	399
21.4.1. Antrinių elektronų nuotėkis	399
21.4.2. Stabdomosios spinduliuotės nuotėkis	399
21.4.3. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis	399
21.4.4. Detektoriaus ir radioaktyviojo šaltinio aplinkos įtaka	400
21.5. Gama spektrometro pagrindinės dalys. Spektrometro kalibravimas	402
21.6. Smailės centroidė, fotoefektyvumas, pilnutinis efektyvumas ir fotodalis	404
21.7. Sutapčių metodai gama spektroskopijoje	407
21.7.1. Komptono spektrometras	407
21.7.2. Porų spektrometras	409
21.7.3. Spektrometras su antisutapčių įtaisu	410
Uždaviniai	411

### 20. Blyksimieji detektoriai

#### **20.1.** 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 krūvininkų judris (siekiant padidinti greitaeigiškumą) ir maža jonizacijos energija (siekiant padidinti krūvininkų skaičių), kita vertus, reikalinga didelė varža (siekiant sumažinti laidumo srovės įtaką 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 krūvininkų judris nėra tokie svarbūs parametrai kaip puslaidininkiniame detektoriuje (blyksimajame detektoriuje svarbiau, kad darbinė medžiaga būtų skaidri regimajai šviesai).

Medžiagos švytėjimas, kurį sukelia energijos sugertis medžiagoje, vadinamas *liuminescencija*. Liuminescenciją gali sukelti šviesa, kaitinimas, mechaniniai įtempimai, cheminės reakcijos, elektringujų 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 smailės efektyvumas yra didesnis už tų pačių matmenų puslaidininkinių detektorių smailės 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).

#### 20.2. 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. 19.2.1 poskyrį). 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 tą, kuris vyksta puslaidininkiniame detektoriuje (žr. 19.5 poskyrį). 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 tikrą masę ir kinetinę energiją. 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<sup>-12</sup> 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. 19.11b pav. 19.5.2 poskyryje).

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. 20.1 pav.). 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 *liuminescencijos centrais*. Elektrono ir skylės rekombinacijos etapai yra parodyti 20.1 pav. 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



**20.1 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)

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. 20.1b pav.). Paskui kiekvienas toks atomas pereina į pagrindinį energijos lygmenį išspinduliuodamas regimosios šviesos fotoną (20.1c pav.).

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 20.1c pav.), tas atomas pereina į pagrindinį energijos lygmenį ir išspinduliuoja regimosios šviesos fotoną.

20.1c pav. 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<sup>-7</sup> s [16]. Todėl galima laikyti, 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.

#### 20.3. 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<sup>-12</sup> 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. Dviejų atomų sąveikos potencinės energijos priklausomybė nuo atstumo tarp atomų yra maždaug tokia kaip 2.5a pav. (2.3.1 poskyryje). Kaip įrodyta 2.3.1 poskyryje, tokio pavidalo potencialo duobėje dalelės energijos spektras yra diskretus, t. y. sudarytas iš atskirų energijos lygmenų. Tai yra atomų virpėjimo energijos lygmenys. Tipiškas intervalas tarp virpėjimo energijos lygmenų yra maždaug 0,1 eV. Tipiškas intervalas tarp elektronų energijos lygmenų yra keli elektronvoltai. Taigi, visi 2.5b pav. pavaizduoti virpėjimo energijos lygmenys atitinka tą pačią elektroninę būseną. Pakitus elektroninei būsenai, bendrasis potencinės energijos priklausomybės nuo atomų koordinačių pavidalas nepakinta, tačiau gali pasikeisti vidutinis atstumas tarp atomų. Pvz., kaip parodyta 20.2 pav., sužadinus molekulę į aukštesnius elektroninius lygmenis, vidutinis atstumas tarp atomų padidėja (vidutinis atstumas apytiksliai atitinka potencinės energijos minimumą). 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  $\sigma$  orbitalės (*orbitalė* – tai vieno elektrono banginė funkcija, kuri nusako elektrono orbitinio judėjimo būseną).  $\sigma$  orbitalės yra stipriai lokalizuotos tarp kaimyninių atomų. Ketvirtasis valentinis elektronas užima vadinamąją  $\pi$  orbitalę, kuri nėra taip stipriai lokalizuota ir silpniau veikia susidarant cheminiam ryšiui negu  $\sigma$  orbitalė. Blyksniui susidarant dažniausiai veikia  $\pi$  elektronai, nes jų sužadinimui į žemiausią neužimtąjį lygmenį reikia mažiau energijos.

Molekulės gali būti sužadintos į įvairius virpėjimo ir elektroninius energijos lygmenis (20.2 pav. 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. 20.2 pav.). Šio šuolio metu išspinduliuojamas regimosios arba ultravioletinės šviesos fotonas. Laikas, per kurį įvyksta šis šuolis, priklauso nuo molekulės sužadintojo 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 yra  $10^{-9}$ – $10^{-8}$  s. Jeigu molekulė buvo sužadinta į aukštą elektroninį energijos lygmenį, tada po šuolio į pagrindinį lygme-



20.2 pav. Organinio scintiliatoriaus energijos lygmenys

išspinduliuotojo fotono ni energija yra pakankama kitu molekulių sužadinimui. Todėl ta fotoną sugeria kita molekulė ir t. t. Kadangi kiekvieno sužadinimo atveju sužadinimo energijos dalis virsta molekulės virpėjimo energija, tai tokio proceso metu molekuliu elektroninio sužadinimo energija mažėja ir galų gale susidaro molekulės pirmajame sužadintame elektroniniame lygmenyje (kuris yra palyginti "ilgaamžis"). Paskui įvyksta šuolis i pagrindinį elektroninį lygmenį. Isitikinsime, kad scintiliatorius vra skaidrus spinduliuotei, kuri atsiranda del šuoliu iš pirmojo sužadintojo elektroninio lygmens i pagrindini elektronini lygmeni.

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 20.2 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 žemiausiojo virpėjimo lygmenį.

Blyksnio trukmę organiniame scintiliatoriuje lemia sužadintųjų molekulių gyvavimo trukmė, kuri dažniausiai yra  $10^{-9}-10^{-8}$  s eilės (pvz., antraceno C<sub>14</sub>H<sub>10</sub> blyksnio trukmė yra  $3 \cdot 10^{-8}$  s), t. y. mažesnė negu neorganiniame scintiliatoriuje (žr. 20.2 poskyrį). 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  $\gamma$  spinduliuotę yra mažesnis negu neorganinių scintiliatorių (žr. Komptono sklaidos ir fotoefekto skerspjūvių išraiškas (12.3.26) ir (12.3.28)).

#### 20.4. Blyksimojo detektoriaus sandara

Blyksimojo detektoriaus išėjimo signalo formavimas tampa aiškus iš jo schemos, kuri pavaizduota 20.3 pav. Registruojamoji dalelė (pvz.,  $\gamma$  kvantas) patenka į scintiliatorių (1) ir sukelia blyksnį. Blyksnio fotonai patenka į fotodaugintuvo fotokatodą (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



**20.3 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

įžemintas, o prie anodo (7) prijungta aukšta teigiama įtampa. Scintiliatorių gaubia atspindintis ekranas, todėl fotokatoda pasiekia beveik visi blyksnio fotonai. Šie fotonai, pasiekę fotokatodą, 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 vyktu antrinė elektronų emisija. Kiekvienas elektronas, pataikes 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 elektronų srautas sustiprinamas 10<sup>5</sup>–10<sup>8</sup> kartu. Svarbi fotodaugintuvo savybė yra didelis stiprinimo tiesiškumas. Nuo paskutiniojo dinodo sustiprintas elektronu srautas patenka į anodą (7) sukurdamas apkrovos varžoje R įtampos impulsą, kuris perduodamas į elektroninę registravimo įrangą (amplitudžių analizatorių, skaičiavimo įrenginį ir kt.). Elektronų daugėjimo vyksmą fotodaugintuve iliustruoja 20.4 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



**20.4 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

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.

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);
- 5) antrinė elektronų emisija iš fotodaugintuvo dinodų ir elektronų dreifas link fotodaugintuvo anodo (kiekybinė išraiška – momentinė anodo elektros srovė, t. y. momentinė detektoriaus srovė).

#### 20.5. Blyksimojo detektoriaus išėjimo impulso forma

20.4 poskyrio pabaigoje 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 laikyti, 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 (5.2.38):

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}; (20.5.1)$$

čia  $\lambda$  yra sužadintojo aktyvatoriaus atomo arba sužadintosios molekulės atvirkštinė vidutinė gyvavimo trukmė. Blyksnio fotonų skaičius per laiko vienetą yra tiesiog proporcingas dydžiui

$$-\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \lambda N_0 \mathrm{e}^{-\lambda t} \,, \tag{20.5.2}$$

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  $(2-8)\cdot10^{-8}$  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 (20.5.2). Daugeliu praktinių situacijų pastovus signalo vėlinimas keliomis dešimtimis nanosekundžių neturi didelės reikšmės, todėl remsimės prielaida, kad momentinė anodo srovė yra lygi

$$i(t) = \lambda Q e^{-\lambda t}; \qquad (20.5.3)$$

čia Q yra visų anodą pasiekusių elektronų pilnutinio krūvio modulis:

$$Q = \int_{0}^{\infty} i(t) dt$$
 (20.5.4)

Taikysime tą patį detektoriaus impulsinės veikos modelį kaip 15.2.2 poskyryje, t. y. išorinę įrangą pakeisime ekvivalentine RC grandine (žr. 15.3 pav.). Tada išėjimo impulsą nusako F priedo (F.4.7) formulė. Įrašius (20.5.3) į (F.4.7), akivaizdu:

$$U(t) = \frac{1}{\lambda - \theta} \cdot \frac{\lambda Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}); \qquad (20.5.5)$$

čia  $\theta$  yra ekvivalentinės *RC* grandinės atvirkštinė trukmės konstanta:

$$\theta \equiv \frac{1}{RC} \,. \tag{20.5.6}$$

Išnagrinėsime du ribinius atvejus:

I atvejis. Didelė trukmės konstanta  $RC \ (\theta \le \lambda)$ 

Šiuo atveju (20.5.5) reiškinį galima aproksimuoti reiškiniu

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} (\mathrm{e}^{-\theta t} - \mathrm{e}^{-\lambda t}) \,. \tag{20.5.7}$$

Ši laiko funkcija pavaizduota 20.5b pav. Kadangi  $\theta \ll \lambda$ , pirmasis eksponentinis dėmuo (20.5.7) reiškinyje mažėja lėtai, todėl, kai laikas *t* yra mažas,

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} (1 - e^{-\lambda t}) \qquad \left(t << \frac{1}{\theta}\right). \tag{20.5.8}$$

Po pakankamai ilgo laiko antrasis eksponentinis dėmuo sumažėja iki nulio, todėl, kai laikas t yra didelis,

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} e^{-\theta t} \qquad \left(t >> \frac{1}{\lambda}\right).$$
 (20.5.9)

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  $RC \equiv 1/\theta$ .
- Impulso amplitudė (soties įtampa) yra lygi Q/C, tačiau ši vertė pasiekiama tik tuo atveju, jeigu θ<< λ. Taigi, kad įtampa spėtų įsisotinti, reikia, kad ekvivalentinės RC grandinės trukmės konstanta būtų daug didesnė už blyksnio trukmę.</li>

Matavimai dažniausiai atliekami šioje veikoje, nes tada gaunami didžiausios amplitudės



**20.5 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  $(1/\theta << 1/\lambda)$ 

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  $1/\lambda = 2,3\cdot10^{-7}$  s) optimalioji *RC* vertė yra  $(1-2)\cdot10^{-6}$  s.

II atvejis. Maža trukmės konstanta  $RC (\theta >> \lambda)$ 

Šiuo atveju (20.5.5) reiškinį galima aproksimuoti reiškiniu

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} (e^{-\lambda t} - e^{-\theta t}).$$
(20.5.10)

Ši laiko funkcija pavaizduota 20.5c pav. Kai laikas t yra mažas,

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} (1 - e^{-\theta t}) \qquad \left(t << \frac{1}{\lambda}\right). \tag{20.5.11}$$

Kai laikas t yra didelis,

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} e^{-\lambda t} \qquad \left(t \gg \frac{1}{\theta}\right).$$
(20.5.12)

Akivaizdu, kad:

- 1. Impulso priekinis frontas yra proporcingas  $(1 e^{-\theta})$ , 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.

#### 20.6<sup>\*</sup>. Pagrindiniai blyksnį apibūdinantys dydžiai

Šviesos blyksnio energijos ir scintiliatoriuje sugertos energijos santykis yra vadinamas **blyksnio našumu**. Pvz., NaI(Tl) blyksnio našumas yra 12 %. Žinant blyksnio našumą, galima apskaičiuoti regimosios šviesos fotonų skaičių. Pvz., NaI(Tl) kristalui sugėrus 1 MeV energiją, turėtų būti išspinduliuotas regimosios šviesos blyksnis, kurio pilnutinė energija lygi maždaug  $0,12\cdot1$  MeV =  $1,2\cdot10^5$  eV. Kadangi vieno fotono vidutinė energija yra maždaug 3 eV, tai tą blyksnį sudaro maždaug  $4\cdot10^4$  fotonų. Palyginsime šį skaičių su elektrono ir skylės porų, kurios buvo sukurtos NaI kristale, skaičiumi. Daugumos neorganinių scintiliatorių vidutinė sugertoji spinduliuotės energija, kuri atitinka vieną elektrono ir skylės porą, yra maždaug 3 kartus didesnė už draudžiamosios juostos plotį. Kadangi NaI draudžiamosios juostos plotis yra 5,9 eV, tai vidutinė energija vienai elektrono ir skylės porai yra maždaug 20 eV. Vadinasi, kai sugertoji dalelės energija yra 1 MeV, atsiranda maždaug  $5\cdot10^4$  elektrono ir skylės porų. Matome, kad fotonų skaičius yra labai artimas sukurtųjų elektrono ir skylės porų skaičiui. Tai rodo, kad krūvininkų pagavimas į aktyvatoriaus atomus NaI(Tl) kristale yra labai našus: didžioji dalis elektronų ir skylių pasiekia aktyvatoriaus atomus ir rekombinuoja išspinduliuojant regimosios šviesos fotonus.

Kitas svarbus scintiliatoriaus parametras yra šviesos išeiga – pilnutinis blyksnio fotonų skaičius. Susiesime šviesos išeigą ir blyksnio našumą. Tarkime, kad dalelė ( $\gamma$  kvantas,  $\alpha$  dalelė, elektronas, neutronas ir kt.) pataiko į scintiliatorių ir jame praranda energijos kiekį *E*. Dalis sugertosios energijos išsiskiria regimosios šviesos fotonų pavidalu. Tų fotonų vidutinę energiją pažymėsime *hv*. Blyksnio energija yra lygi *Yhv*, kur *Y* yra šviesos išeiga. Vadinasi, blyksnio našumas lygus  $\alpha = Yh v/E$ , arba

$$Y = \frac{\alpha E}{h\nu}.$$
 (20.6.1)

Bendruoju atveju blyksnio našumas priklauso nuo krintančiosios dalelės ilginės stabdymo gebos. Todėl, apibūdinant scintiliatoriaus medžiagą, dažnai naudojama šviesos išeigos ilginio tankio sąvoka: tai yra blyksnio fotonų skaičius dalelės kelio vienetui. Jį žymėsime  $y_x$ . Vietoj šviesos išeigos ilginio tankio gali būti vartojama šviesos išeigos energinio tankio sąvoka: tai yra blyksnio fotonų skaičius sugertosios energijos vienetui. Jį žymėsime  $y_E$ . Iš šių apibrėžčių išplaukia tokie sąryšiai:

$$y_E \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = y_x, \qquad (20.6.2)$$

$$\alpha = \frac{h\nu}{E} \int_{0}^{E} y_E \mathrm{d}E \,, \tag{20.6.3}$$

$$Y = \int_{0}^{E} y_E dE = \int_{0}^{R} y_x dx ; \qquad (20.6.4)$$

čia *R* yra dalelės siekis scintiliatoriuje.

Blyksimuosiuose detektoriuose, kurie naudojami dalelių spektroskopijoje, šviesos išeiga turi būti proporcinga dalelės energijai. Pagal (20.6.4) taip būna tada, kai  $y_E$  nepriklauso nuo energijos. Tada (20.6.3) ir (20.6.4) reiškiniuose  $y_E$  iškeliamas prieš integralo ženklą ir gauname:

$$Y = y_E E,$$
 (20.6.5)

$$\alpha = y_E h v. \tag{20.6.6}$$

Tačiau visų scintiliatorių šviesos išeigos energinis tankis  $y_E$  priklauso nuo ilginės stabdymo gebos S. Kai S viršija tam tikrą ribą, šviesos išeigos energinis tankis  $y_E$  pradeda mažėti. Taip yra dėl to, kad, didėjant S, didėja nespinduliuojamųjų vyksmų tikimybė (nespinduliuojamieji vyksmai – tai scintiliatoriaus sužadinimo panaikinimas neatsirandant regimosios šviesos fotonams). Visi vyksmai, kurių metu scintiliatoriaus

žadinimas panaikinamas neatsirandant regimosios šviesos fotonams, apibendrintai vadinami blyksnio gesinimu (angl. quenching). Viena iš priežasčiu, dėl kuriu gesinimas labiau pasireiškia didejant S. vra lokalinis medžiagos įkaitimas prie dalelės pėdsako (kuo aukštesnė temperatūra, tuo didesnė nespinduliuojamujų vyksmų tikimybė). Kitas veiksnys, kuris pasireiškia tik organiniuose scintiliatoriuose, vra tas, kad, didejant S, didėja "pažeistujų" molekulių koncentracija prie dalelės pėdsako ("pažeistosios" molekulės - tai molekulės, kuriose nutrauktas bent vienas cheminis ryšys tarp atomų). Tokios molekulės daug lengviau veikia nespinduliuojamuosiuose kvantiniuose šuoliuose negu nepažeistosios molekulės. Blyksnio gesinimo reiškinys stipriau pasireiškia organiniuose scintiliatoriuose negu neorganiniuose.



**20.6 pav.** Antraceno ( $C_{14}H_{10}$ ) kristalo šviesos išeigos priklausomybė nuo elektronų (1), protonų (2) ir  $\alpha$  dalelių (3) energijos (iš [1])

Dėl anksčiau minėto gesinimo reiškinio tiesioginio proporcingumo sąryšis tarp šviesos išeigos ir dalelės energijos (20.6.5) galioja tik esant pakankamai mažai ilginei stabdymo gebai. Kadangi ilginė stabdymo geba didėja didėjant elektringosios dalelės masei (pvz., žr. (12.2.30) formulę), tai elektronų  $y_E$ yra didesnis negu tos pačios energijos  $\alpha$  dalelėms. Pvz., kaip matome 20.6 pav., antraceno šviesos išeiga, registruojant elektronus, yra maždaug 10 kartų didesnė negu šviesos išeiga registruojant tos pačios energijos  $\alpha$  daleles. Maždaug toks pats elektronus ir  $\alpha$  daleles atitinkančių išeigų santykis yra ir visų kitų organinių scintiliatorių. Neorganinių scintiliatorių šis santykis yra mažesnis negu organinių, tačiau vis tiek gana didelis (pvz., NaI(Tl) šviesos išeiga registruojant elektronus yra 2–3 kartus didesnė už šviesos išeigą registruojant tos pačios energijos  $\alpha$  daleles). Be to, kadangi *S* mažėja didėjant dalelės energijai, tai gesinimo reiškinys silpniau pasireiškia registruojant didelės energijos daleles. Pakankamai didelės energijos elektronams (kurių *S* yra pakankamai maža) gesinimo reiškinys praktiškai nebūdingas, todėl  $y_E$  nepriklauso nuo elektrono energijos. Pvz., daugumos scintiliatorių (iš jų ir NaI(Tl)) šviesos išeiga registruojant didesnės negu 0,1 MeV energijos elektronus yra tiesiog proporcinga elektronų energijai (žr. 20.6 pav.). Šis proporcingumas išlieka ir registruojant  $\gamma$  kvantus, nes  $\gamma$  spinduliuotės atveju didžiają dalį jonizacijos įvykių sukelia antriniai elektronai (smulkiau apie tai bus kalbama 21 skyriuje).

Kai kurių scintiliatorių parametrai yra pateikti 20.1 lentelėje

Pavadinimas	Tipas	Tankis,	Didžiausio spektrinio	Lūžio	Blyksnio	Šviesos išeigos	Blyksnio
		kg/m <sup>3</sup>	intensyvumo bangos	rodiklis	trukmė,	energinis	našumas <sup>a</sup>
			ilgis $\lambda_{\rm max}$ , $10^{-9}$ m		10 <sup>-9</sup> s	tankis, MeV <sup>-1</sup>	
NaI(Tl)	Neorg.	3670	415	1,85	230	38000	12 %
BGO	Neorg.	7130	480	2,15	300	8200	2 %
CsF	Neorg.	4110	390	1,48	5	1900	0,6 %
Antracenas	Org.	1250	447	1,62	30	16000	4 %
Stilbenas	Org.	1160	410	1,626	4,5	8000	2 %

20.1 lentelė. Kai kurių kristalinių scintiliatorių savybės (pagal [16] ir [18])

<sup>*a*</sup> Visų scintiliatorių, išskyrus NaI(Tl), blyksnio našumas apskaičiuotas pagal formulę  $\alpha = h v y_E = (hc/\lambda_{max})y_E$ , kur  $y_E$  yra šviesos išeigos energinis tankis, o  $\lambda_{max}$  yra didžiausio spektrinio intensyvumo bangos ilgis. Kadangi  $hc/\lambda_{max}$  gali šiek tiek skirtis nuo vidutinės fotono energijos, tai lentelėje pateiktasis blyksnio našumas gali šiek tiek skirtis nuo tikrojo našumo.

#### 20.7. Blyksimojo detektoriaus energinė skyra

Detektoriaus energinė skyra buvo aptarta bendruoju požiūriu 15.5 poskyryje. Blyksimieji detektoriai turi didžiausią (t. y. blogiausią) energinę skyrą iš visų radiacinėje spektroskopijoje naudojamų detektorių. Išsiaiškinsime, kodėl taip yra.

Kaip minėta 15.5.4 poskyryje, 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 (15.5.16) reiškinys.

Dydis  $N_c$ , kuris įeina į energinės skyros išraišką (15.5.16), 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"):

 Scintiliatoriuje sukurtųjų antrinių elektronų skaičius N<sub>0</sub> "paverčiamas" regimosios šviesos fotonų skaičiumi N<sub>f</sub>. Šį vyksmą apibūdinsime "fotonų kūrimo našumu" η<sub>f</sub>:

$$N_{\rm f} = \eta_{\rm f} N_0$$

(šis dydis lemia 20.6 poskyryje apibrėžtąjį blyksnio našumą).

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<sub>s</sub>:

$$N_{\rm s} = \eta_{\rm s} N_{\rm f}$$
; (20.7.2)

čia  $N_{\rm s}$  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<sub>e</sub> ir į fotokatodą kritusių regimosios šviesos fotonų skaičiaus N<sub>s</sub> santykis. Jį žymėsime η<sub>e</sub>:

$$N_{\rm e} = \eta_{\rm e} N_{\rm s} \,.$$
 (20.7.3)

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 (15.5.16) reiškia iš fotokatodo išlaisvintų elektronų skaičių  $N_e$ :

$$R = 2,35\sqrt{F/\bar{N}_{e}} = 2,35\sqrt{FW/E} ; \qquad (20.7.4)$$

čia *E* yra scintiliatoriuje sugertos energijos kiekis, o *W* yra vidutinis energijos sumažėjimas vienam sukurtam informacijos nešikliui:

$$W \equiv E / \overline{N}_{e} . \tag{20.7.5}$$

Vidutinį krintančiosios dalelės energijos sumažėjimą vienam antriniam elektronui scintiliatoriuje žymėsime  $W_0$ :

$$W_0 \equiv E / \bar{N}_0$$
. (20.7.6)

Pagal (20.7.1)-(20.7.3)

$$\overline{N}_{\rm e} = \eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e} \overline{N}_0 = \eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e} \frac{E}{W_0} \,. \tag{20.7.7}$$

Įrašę (20.7.7) į (20.7.5), gauname:

$$W = \frac{E}{\eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e} \overline{N}_0} = \frac{W_0}{\eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e}}.$$
(20.7.8)

Taigi, minėti 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 (20.7.4) tai pasireiškia energinės skyros padidėjimu (t. y. pablogėjimu)  $1/\sqrt{\eta_f \eta_s \eta_e}$  kartų:

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F}{\eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e} \overline{N}_0}} = 2,35 \sqrt{\frac{FW_0}{\eta_{\rm f} \eta_{\rm s} \eta_{\rm e} E}}.$$
(20.7.9)

Kaip minėta 20.6 poskyryje, NaI(Tl) kristale fotonų kūrimo našumas  $\eta_f$  artimas vienetui: tipiška vertė yra maždaug 0,8 (jeigu nepasireiškia 20.6 poskyryje aprašytasis blyksnio gesinimo reiškinys). Daugumos blyksimųjų detektorių  $\eta_s$  taip pat yra artimas vienetui (didesnis už 0,7). Tipiško fotodaugintuvo fotokatodo kvantinis našumas  $\eta_e$  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. Kaip minėta 20.6 poskyryje, neorganinio scintiliatoriaus

 $W_0 \approx 3E_{\rm g}; \tag{20.7.10}$ 

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. 19.2.1 poskyrį). 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:

$$F \approx 1. \tag{20.7.11}$$

15.5.4 poskyryje minėta, kad *F* vertė yra susijusi su vidutine energija *W*, kuri atitinka vieną informacijos nešiklį. Jeigu *W* yra daug didesnė už *mažiausią* energiją, kuri reikalinga vienam informacijos nešikliui sukurti, tada skirtingų informacijos nešiklių kūrimas yra Puasono vyksmas (žr. G priedas, G.4.2 skyrelis, paskutinė pastraipa). Apskaičiuosime tipišką blyksimojo detektoriaus *W* vertę. Jeigu  $W_0 = 20$  eV,  $\eta_f = 0.8$ ,  $\eta_s = 0.75$ ,  $\eta_e = 0.2$ , pagal (20.7.8) 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 <sup>137</sup>Cs spinduliuojamų  $\gamma$  kvantų energija). Kadangi NaI(Tl) kristale blyksnio našumas lygus 12 %, 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 8·10<sup>4</sup>/3  $\approx$  $\approx$  2,6·10<sup>4</sup> fotonų. Jeigu "šviesos surinkimo našumas" yra 0,75, fotokatodą pasieks 0,75·2,6·10<sup>4</sup>  $\approx$  2·10<sup>4</sup> fotonų. Jeigu fotokatodo kvantinis našumas yra 20 %, iš fotokatodo bus išlaisvinta 0,2·2·10<sup>4</sup> = 4000 fotoelektronų (žr. 20.7 pav.). Šis skaičius – tai dydis N<sub>e</sub>, kuris įeina į energinės skyros išraišką (20.7.4). 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 <sup>137</sup>Cs 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 %).



20.7 pav. Fotoelektronų kūrimo NaI(Tl) blyksimajame detektoriuje pavyzdys

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Tą patį teiginį galima pagrįsti šiek tiek kitaip. Šiame pavyzdyje fotoelektronus "sukūrusių" krūvininkų santykinė dalis yra tik 0,8·0,75·0,2 = 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.

#### Uždaviniai

- 20.1. Apskaičiuokite antraceno blyksnio našumą, jeigu 1 MeV energijos nuostoliai antracene sukuria 20300 fotonų, kurių vidutinis bangos ilgis 447 nm.
- 20.2. Jeigu NaI(Tl) blyksnio trukmės konstanta ("blyksnio trukmė") yra 230 ns, per kiek laiko emituojama 99 % visos blyksnio energijos?
- 20.3. Paaiškinkite aktyvatorių vaidmenį neorganiniuose scintiliatoriuose. Kodėl aktyvatoriai nėra reikalingi organiniuose scintiliatoriuose?
- 20.4. Paaiškinkite, kodėl organinis scintiliatorius išsaugo savo scintiliacines savybes tirpale, o neorganinio scintiliatoriaus tirpalas negali būti naudojamas kaip scintiliatorius.
- 20.5. Yra žinomi šie neorganinio scintiliatoriaus parametrai: vidutiniai energijos nuostoliai elektrono sužadinimui iš valentinės juostos į laidumo juostą yra 4,5 eV; 10 % sužadintųjų elektronų grįžta į valentinę juostą atsirandant fotonui; 90 % tų fotonų pasiekia fotodaugintuvo fotokatodą, kurio kvantinis našumas 15 %. (a) Apskaičiuokite vidutinius energijos nuostolius, kurie atitinka vieną fotoelektroną. (b) Fotodaugintuvas turi 10 dinodų, kurių kiekvieno antrinės emisijos koeficientas lygus 4. Fotodaugintuvo anodo talpa yra 50 pF. Apskaičiuokite fotodaugintuvo išėjimo įtampos impulso amplitudę sugėrus 200 keV energijos fotoną minėtame scintiliatoriuje.
- 20.6. Blyksimojo detektoriaus su NaI(Tl) scintiliatoriumi energinės atsako funkcijos plotis detektuojant <sup>137</sup>Cs gama spinduliuotę (fotono energija 662 keV) yra 53 keV. Koks energinės atsako funkcijos plotis būtų gautas detektuojant <sup>88</sup>Y gama spinduliuotą (fotono energija 1,836 MeV)?
- 20.7. Mažiausias regimosios šviesos fotonų skaičius, kurį gali pastebėti adaptuota tamsoje žmogaus akis, yra maždaug 10. Ar stebėtojas, kurio akies vyzdžio skersmuo yra 3 mm, galėtų pastebėti blyksnį, kurį NaI(Tl) scintiliatoriuje sukelia 1 MeV energijos β dalelė, jeigu atstumas tarp scintiliatoriaus ir stebėtojo yra 10 cm?

# 21. Gama spektroskopija naudojant puslaidininkinius ir blyksimuosius detektorius

#### 21.1. Gama spinduliuotės spektras. Gama spektrometras. Antriniai elektronai

**Gama spektrometru** ( $\gamma$  spektrometru) vadinamas įrenginys, kuris skirtas  $\gamma$  spinduliuotės spektro matavimui.  $\gamma$  **spinduliuotės spektrą** nusako energijos funkcija, kuri lygi  $\gamma$  kvantų skaičiui, atitinkančiam vienetinį  $\gamma$  kvanto energijos intervalą, t. y. dN/dE (čia N yra  $\gamma$  kvantų skaičius, o E yra  $\gamma$  kvanto energija). Spinduliuotės spektrą galima nusakyti ir šiek tiek kitaip (pvz., taip, kaip minėta 1.1 poskyryje), tačiau spektro apibūdinimas energijos funkcija dN/dE yra patogiausias, nes ši funkcija pagal savo prasmę yra artimiausia funkcijai, kuri yra tiesiogiai matuojama spektroskopiniais matavimais – diferencialiniam impulsų amplitudžių spektrui (žr. 15.3 poskyrį).

Kaip matome, spinduliuotės spektro apibrėžtis yra panaši į detektoriaus energinės atsako funkcijos apibrėžtį (žr. 15.5.2 poskyrį), tačiau yra du skirtumai: 1) detektoriaus energinės atsako funkcijos apibrėžties N reiškia detektoriaus *impulsų* skaičių (o ne  $\gamma$  kvantų skaičių); 2) detektoriaus energinės atsako funkcijos apibrėžties E reiškia ne tikrąją  $\gamma$  kvanto energiją, o *pagal impulso amplitudę apskaičiuotą* energiją (kuri yra proporcinga impulso amplitudei). Pirmasis skirtumas nėra esminis, nes išėjimo impulsų skaičių lengva susieti su į detektorių pataikiusių  $\gamma$  kvantų skaičiumi: šie du skaičiai yra lygūs arba bent proporcingi vienas kitam. Tačiau impulso amplitudę susieti su tikrąją  $\gamma$  kvanto energija yra sudėtingiau. Taip yra dėl dviejų priežasčių – dėl detektoriaus baigtinės energinės skyros ir dėl to, kad  $\gamma$  spinduliuotė yra netiesiogiai jonizuojančioji. Pastaroji  $\gamma$  spinduliuotės savybė reiškia, kad didžiąją dalį jonizacijos vyksmų medžiagoje sąlygoja atomų sąveika ne su krintančiosios spinduliuotės fotonais ( $\gamma$  kvantais), o su greitaisiais elektronais (arba kai  $\gamma$  kvantų energija yra pakankamai didelė – su pozitronais), kurie gali atsirasti dėl  $\gamma$  spinduliuotės sąveikos su medžiaga. Tuos elektronus vadinsime *antriniais elektronais*<sup>1</sup>.

Kadangi  $\gamma$  kvantai yra praktiškai "nematomi" detektoriui, tai informaciją apie krintančiąją  $\gamma$  spinduliuotę suteikia tik antriniai elektronai. Priklausomai nuo konkretaus vyksmo, kurio metu atsiranda antriniai elektronai, tų elektronų didžiausią energiją nusako (12.3.3), (12.3.27) arba (12.3.31) formulės. Elektronai tą energiją praranda 12.2.2 poskyryje aprašytais būdais, t. y. jonizuodami ir sužadindami medžiagos atomus arba dėl stabdomosios spinduliuotės.

Taigi, kad detektorius galėtų būti naudojamas kaip  $\gamma$  spinduliuotės spektrometras, jis turi atlikti dvi funkcijas. Pirma, jis turi "paversti"  $\gamma$  kvanto energiją vieno arba kelių greitųjų elektronų energija. Antra, jis turi detektuoti tuos elektronus. Toks yra blyksimųjų ir puslaidininkinių  $\gamma$  spinduliuotės spektrometrų veikimo principas (toliau bus kalbama tik apie tokius  $\gamma$  spektrometrus). Jeigu detektorius yra pakankamai didelis, 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  $\gamma$  kvanto energijai. Kelių MeV energijos elektrono siekis kietajame kūne yra kelių milimetrų eilės (žr. 12.11 pav. ir 12.4 lentelę 12.2.5 poskyryje). Stabdomosios spinduliuotės fotonų laisvasis kelias dažniausiai būna dar mažesnis. Vadinasi, kad visa antrinių elektronų energija būtų sugerta detektoriuje, reikia, kad jo matmenys būtų didesni negu 1 cm.

Esant tipiškoms  $\gamma$  kvantų energijoms (> 0,1 MeV), 16 ir 17 skyriuose aprašytieji dujiniai detektoriai neatitinka anksčiau minėtų  $\gamma$  spektrometro reikalavimų 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,  $\gamma$  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  $\gamma$  kvantų energija.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> 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 anihiliaciją).

#### 21.2. Antrinių elektronų energijos spektras

Remiantis tuo, kas pasakyta 21.1 poskyryje, galima teigti, kad detektorius, kuris naudojamas kaip  $\gamma$  spinduliuotės spektrometras, tikrovėje yra antrinių elektronų spektrometras. Todėl  $\gamma$  spektrometro atsako funkcijos pavidalas apytiksliai atspindi antrinių elektronų energijos spektro pavidalą (detektoriaus atsako funkcijos bendroji apibrėžtis buvo pateikta 15.5.1 ir 15.5.2 poskyriuose).  $\gamma$  spinduliuotės sąveika su medžiaga buvo aprašyta 12.3 poskyryje. Kaip parodyta 12.18 pav., fotoefektas vyrauja esant mažoms  $\gamma$  kvantų energijoms (iki kelių šimtų keV), Komptono sklaida vyrauja esant tarpinėms energijoms (nuo kelių šimtų keV), o elektrono ir pozitrono porų kūrimas vyrauja esant didelėms  $\gamma$  kvantų energijoms (virš 5–10 MeV). Be to, kiekvieno iš šių trijų vyksmų santykinė tikimybė (kitų dviejų vyksmų tikimybės atžvilgiu) priklauso nuo medžiagos atominio numerio Z (tai irgi akivaizdu 12.18 pav. ir tų vyksmų skerspjūvių išraiškose (12.3.26), (12.3.28) ir (12.3.32)). Stipriausiai nuo Z priklauso fotoefekto skerspjūvis, kuris yra apytiksliai proporcingas  $Z^5$  (žr. (12.3.28)). Kaip matysime toliau,  $\gamma$  spektroskopijoje pageidautina turėti kuo didesnę fotoefekto tikimybę, todėl  $\gamma$  spektroskopijai labiausiai tinka detektoriai, kurie pagaminti iš didelio atominio numerio medžiagų.

Išnagrinėsime trijų minėtų vyksmų įtaką antrinių elektronų energijos spektrui. Fotoefekto metu  $\gamma$  kvantas išnyksta ir atsiranda elektronas (fotoelektronas), kurio energija lygi

$$E_{\rm f} = h \nu - \varepsilon_{\rm r} \,; \tag{21.2.1}$$

čia hv yra  $\gamma$  kvanto energija, o  $\varepsilon_r$  yra išlaisvinto elektrono ryšio energija atome. Esant tipiškoms  $\gamma$  kvantų energijoms, fotoelektronas dažniausiai išlaisvinamas iš K sluoksnio, kurio ryšio energija  $\varepsilon_r$  kinta nuo kelių keV mažo Z medžiagoms iki kelių dešimčių keV didesnio Z medžiagoms. Atsiradusią vakansiją užpildo elektronas iš aukštesniojo elektronų sluoksnio. Šio vyksmo metu išspinduliuojamas būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonas arba Ožė elektronas (žr. 6.3 poskyrį). Pvz., iš 100 jodo atomų, kurių K sluoksnyje



**21.1 pav.** Po įvairių vyksmų 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

yra vakansija, vidutiniškai 88 atomai išspinduliuoja būdingosios rentgeno spinduliuotės fotoną (likusieji išspinduliuoja Ožė elektroną). Ožė elektronų siekis yra labai mažas (dėl jų mažos energijos), todėl jie praktiškai niekada neišeina iš detektoriaus. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonas gali nueiti medžiagoje maždaug 1 mm arba mažesnį atstumą iki sugerties. Tie 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 taip pat neišeina iš detektoriaus.

Taigi, fotoefekto pasekmė yra ta, kad išlaisvinamas fotoelektronas, kurio energija yra lygi didžiajai daliai y kvanto energijos (tiksliau, dydžiu & mažesnė už pastaraja), ir vienas arba daugiau mažesnės energijos elektronų, kurių pilnutinė energija yra lygi pirmojo elektrono ryšio energijai  $\varepsilon_r$ . Jeigu nė vienas iš tų elektronų neišeina iš detektoriaus, tada visų detektoriuje likusių antrinių elektronų pilnutinė energija yra lygi y kvanto energijai. Todėl fotoefektas idealiai tinka y kvantų energijos matavimui: jeigu į detektorių krinta monoenerginė  $\gamma$  spinduliuotė, tada visų antrinių elektronų, kurie atsiranda po kiekvieno fotoefekto įvykio, pilnutinės kinetinės energijos skirstinys yra delta funkcijos pavidalo (žr. 21.1a pav.). Maksimumas ("smailė") yra ties krintančiųjų  $\gamma$  kvantų energija hv. 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  $E_{\rm C}$ , ir išsklaidytojo  $\gamma$  spinduliuotės fotono, kurio energija hv', atsiradimas. Jų abiejų energijų suma yra lygi pradinio fotono energijai hv, t. y.

$$E_{\rm C} = h\nu - h\nu'$$
. (21.2.2)

Išsklaidytojo fotono energija hv' (kartu ir Komptono atatrankos elektrono energija  $E_{\rm C}$ ) priklauso nuo sklaidos kampo  $\theta$  (žr. (12.3.1) formules). Kadangi šis kampas gali įgyti visas vertes nuo 0 iki  $\pi$ , tai Komptono atatrankos elektrono energija gali įgyti visas vertes nuo 0 (kai  $\theta = 0$ , t. y. kai sklaidos praktiškai nėra) iki didžiausios energijos

$$E_{\rm C\ max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}},$$
(21.2.3)

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 (12.3.23) atatrankos elektronų energijos spektras turėtų būti maždaug tokio pavidalo kaip pavaizduota 21.1b pav. Detektoriaus energinė atsako funkcija būtų tokio pavidalo, jeigu Komptono sklaida būtų vienintelis  $\gamma$  spinduliuotės sąveikos su medžiaga vyksmas ir jeigu kiekvienas  $\gamma$  kvantas detektoriaus medžiagoje būtų sklaidomas tik vieną kartą. Pagal (21.2.2) skirtumas tarp  $\gamma$  kvantų pradinės energijos hv ir Komptono atatrankos elektrono didžiausios energijos  $E_{C max}$  yra lygus mažiausiajai išsklaidytojo  $\gamma$  kvanto energijai:

$$hv'_{\min} = hv - E_{C \max} = \frac{hv}{1 + \frac{2hv}{m_0c^2}}.$$
 (21.2.4)

Kai pradinė  $\gamma$  kvantų energija yra daug didesnė už elektrono rimties energiją ( $hv >> m_0c^2$ ), šis energijų skirtumas artėja prie pastovios vertės

$$hv'_{\rm min} = m_0 c^2 / 2 \ (=0,256 \text{ MeV}).$$
 (21.2.5)

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

Kadangi dauguma elektronų priklauso atomams (nėra laisvi), tai anksčiau pateikta Komptono sklaidos analizė yra tiksli tik tada, kai  $\gamma$  kvantų energija yra daug didesnė už atomo elektrono ryšio energiją. Esant mažoms krintančiųjų  $\gamma$  kvantų energijoms, elektronų ryšio energija gali turėti įtakos Komptono ištisinio spektro pavidalui. Ji pasireiškia tuo, kad "suapvalinamas" aštrus kampas didelių energijų srityje (žr. 21.1b pav.) ir Komptono krašto kritimas tampa ne toks staigus. Taip yra dėl to, kad, esant mažai  $\gamma$  kvanto energijai, jau negalima nepaisyti elektrono judesio kiekio neapibrėžtumo atome. T. y. jau negalima teigti, kad elektronas prieš sąveiką nejuda. Tada išsklaidytojo  $\gamma$  kvanto ir atatrankos elektrono energijos, įvykus sklaidai duotuoju kampu  $\theta$ , gali būti ir didesnės, ir mažesnės už vertes, kurias nusako (12.3.1) pirmoji ir antroji 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 didesniu kampų "suapvalinimu".

Elektrono ir pozitrono porų kūrimo pasekmė yra ta, kad atomo branduolio elektriniame lauke  $\gamma$  kvantas išnyksta ir atsiranda elektrono ir pozitrono pora. Šis vyksmas tampa galimas, tik kai  $\gamma$  kvanto energija  $h\nu$  tampa didesnė už  $2m_0c^2 = 1,02$  MeV (žr. 12.3.6 poskyrį). Tada atsiradusių elektrono ir pozitrono kinetinių energijų suma yra mažesnė už  $\gamma$  kvanto energiją dydžiu  $2m_0c^2$ :

$$E_{+} + E_{-} = hv - 2m_0 c^2; \qquad (21.2.6)$$

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 porų kūrimo vyksmo, pilnutinės kinetinės energijos skirstinys taip pat yra delta funkcijos pavidalo kaip parodyta 21.1c pav. Smailė yra ties elektrono ir pozitrono poros energija, kurią nusako (21.2.6) reiškinys. Detektoriaus energinė atsako funkcija būtų tokio pavidalo kaip parodyta 21.1c pav., jeigu elektrono ir pozitrono porų kūrimas būtų vienintelė  $\gamma$  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 (šio vyksmo lygtis yra (8.6.7)). Tada jie abu išnyksta, o vietoj jų atsiranda du fotonai, kurių kiekvieno energija lygi  $m_0c^2 = 0,511$  MeV (*anihiliacinė spinduliuotė* arba *anihiliaciniai fotonai*). 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 viena smaile, kuri pavaizduota 21.1c pav., reikia, kad abu anihiliaciniai fotonai išeitų iš detektoriaus nepraradę jame energijos. Todėl detektoriaus energinės atsako funkcijos smailė, kurios energija yra dydžiu  $2m_0c^2 = 1,02$  MeV mažesnė už krintančiųjų  $\gamma$  kvantų energiją, yra vadinama "dviejų fotonų nuotėkio smaile" (angl. *double escape peak*).

#### 21.3. Įvairių matmenų detektorių atsako funkcijos pavidalas

Dviejuose iš trijų anksčiau minėtų  $\gamma$  spinduliuotės sąveikos su medžiaga vyksmų – Komptono sklaidos metu ir elektrono bei pozitrono poros kūrimo metu – atsiranda *antrinė \gamma spinduliuotė*. Komptono sklaidos metu antrinė spinduliuotė – tai išsklaidytoji  $\gamma$  spinduliuotė, o elektrono ir pozitrono porų kūrimo metu antrinė spinduliuotė – tai anihiliacinė spinduliuotė. Detektoriaus atsako funkcijos pavidalas priklauso nuo to, kokią dalį energijos detektoriaus medžiagoje praranda šie antriniai  $\gamma$  kvantai. Antrinių  $\gamma$  kvantų energijos nuostoliai priklauso nuo detektoriaus matmenų. Išnagrinėsime tris atvejus – "mažas" detektorius, didelis detektorius ir tarpinių matmenų detektorius.

Visų pirma išnagrinėsime ribinį atvejį – kai detektoriaus matmenys yra maži, palyginti su antrinių  $\gamma$  kvantų vidutiniu laisvuoju keliu. Kadangi antrinių  $\gamma$  kvantų laisvasis kelias kietajame kūne dažniausiai yra kelių centimetrų eilės, "mažumo" sąlyga reiškia, kad detektoriaus matmenys turi būti (1–2) cm arba mažesni. Tada detektoriaus energinė atsako funkcija yra 21.1 pav. pavaizduotų spektrų sanklota (jeigu nepaisysime smailių išplitimo dėl detektoriaus baigtinės energinės skyros). Jeigu  $\gamma$  kvanto energija hv yra



**21.2 pav.** "Mažo detektoriaus" ribinis atvejis  $\gamma$  spektroskopijoje (iš [16]). (a) Sąveikos vyksmai, kurie vyksta mažame detektoriuje; (b) atsako funkcija, kai antriniai elektronai atsiranda tik dėl Komptono sklaidos ir fotoefekto; (c) atsako funkcija, kai kartu su Komptono sklaida ir fotoefektu vyksta ir elektrono-pozitrono porų kūrimas

mažesnė už  $2m_0c^2$ , tada atsako funkciją sudaro Komptono ištisinis spektras ir visiškosios sugerties smailė (žr. 21.2b pav.). Mažame detektoriuje plotų po visiškosios sugerties smaile ir Komptono ištisiniu spektru santykis yra lygus fotoefekto ir Komptono sklaidos skerspjūvių santykiui. Jeigu  $\gamma$  kvanto energija yra daug didesnė už  $2m_0c^2$ , tada gali būti ir dviejų fotonų nuotėkio smailė kaip parodyta 21.2c pav.

Priešingas ribinis atvejis yra toks. Tarkime, kad  $\gamma$  kvantai atsiranda labai didelio detektoriaus centre, pvz., naudojant tokią matavimų geometriją kaip parodyta 21.3a pav. Detektoriaus matmenys yra tokie dideli, kad visi antriniai  $\gamma$  kvantai taip pat sąveikauja su detektoriaus aktyviuoju tūriu ir nė vienas iš jų neišeina iš detektoriaus. Kad taip būtų, esant tipiškoms  $\gamma$  kvantų energijoms (500 keV – 5 MeV), detektoriaus matmenys turi viršyti kelias dešimtis centimetrų. Kai kurios galimos  $\gamma$  kvanto sąveikos su detektoriumi vyksmų sekos yra parodytos 21.3a pav. Pvz., jeigu pirmasis sąveikos vyksmas yra Komptono sklaida, tada išsklaidytasis  $\gamma$  kvantas vėliau sąveikaus su detektoriaus medžiaga kitame jo taške. Šis sąveikos vyksmas taip pat gali būti Komptono sklaida. Tokiu atveju atsiranda kitas antrinis  $\gamma$  kvantas, kurio energija yra dar mažesnė. Galų gale įvyksta fotoefektas ir duotoji vyksmų seka užsibaigia.

Svarbu turėti omenyje, kad visa ši vyksmų įvykių seka trunka labai trumpai. Krintantysis ir antriniai  $\gamma$  kvantai juda šviesos greičiu. Jeigu vidutinis antrinių  $\gamma$  kvantų kelias detektoriaus medžiagoje yra 10 cm eilės, tada visas laikas nuo pirminio  $\gamma$  kvanto patekimo į detektorių iki paskutiniojo antrinio  $\gamma$  kvanto sugerties yra mažesnis už 10<sup>-9</sup> s. Šis laikas yra daug mažesnis už visų praktikoje naudojamų  $\gamma$  spinduliuotės detektorių atsako trukmę. Todėl galima laikyti, 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 energijai. Kadangi teigiame, kad visa pirminio  $\gamma$  kvanto energija lieka detektoriuje, pilnutinė antrinių elektronų energija yra lygi pirminio  $\gamma$ kvanto energijai, kad ir kokia sudėtinga būtų jo energijos perdavimo detektoriaus medžiagai istorija.

Ta pati išvada galioja ir sąveikos vyksmų sekai, kurioje susidaro elektrono ir pozitrono pora. Du anihiliaciniai fotonai sąveikauja su detektoriaus medžiaga dėl Komptono sklaidos arba fotoefekto. Jeigu detektorius yra pakankamai didelis, tada elektrono ir pozitrono porõs bei visų vėliau atsiradusių Komptono atatrankos elektronų ir dviejų fotoelektronų kinetinių energijų suma yra lygi pirminio  $\gamma$  kvanto energijai. Taigi, detektoriaus atsakas vėl yra proporcingas pirminio  $\gamma$  kvanto energijai.

Vadinasi, jeigu detektorius yra pakankamai didelis ir jeigu jo atsako funkcija yra proporcinga elektrono kinetinei energijai, tada impulso amplitudė yra vienoda visiems vienodos energijos pirminiams  $\gamma$  kvantams nepriklausomai nuo jų sąveikos su detektoriaus medžiaga istorijos. Tai reiškia, kad detektoriaus atsako funkciją sudaro viena smailė - visiškosios sugerties smailė (žr. 21.3b pav.). Taigi, didelio detektoriaus atsako funkcija yra daug paprastesnė negu mažo (plg. su 21.2b ir 21.2c pav.). Sudėtingus  $\gamma$  spektrus, kuriuos sudaro daug skirtingu energiju, daug lengviau tirti, kai atsako funkcija sudaryta iš vienos aštrios smailės. Todėl didelis detektorius labiau tinka  $\gamma$ spektroskopijai negu mažas.



**21.3 pav.** "Didelio detektoriaus" ribinis atvejis  $\gamma$  spektroskopijoje (iš [16]). (a) Kai kurios  $\gamma$  kvanto sąveikos su dideliu detektoriumi vyksmų sekos. Visi  $\gamma$  kvantai nepriklausomai nuo to, kokia sudėtinga buvo jų sąveikos su detektoriumi istorija, perduoda visą savo energiją hv detektoriaus medžiagai. (b) Didelio detektoriaus atsako funkcija

Praktinių detektorių, kurie naudojami  $\gamma$  spektroskopijoje, matmenys yra tarp dviejų anksčiau išnagrinėtų ribinių atvejų. Be to, įprastinėmis sąlygomis  $\gamma$  kvantai krinta į detektoriaus išorinį paviršių (o ne į detektoriaus tūrio centrą kaip 21.3a pav.). Todėl net ir labai didelio detektoriaus atveju kai kurie Komptono sklaidos arba elektrono ir pozitrono porų kūrimo vyksmai būna arti detektoriaus paviršiaus ir kai kurie antriniai  $\gamma$  kvantai išeina iš detektoriaus. Dėl šių priežasčių tikruose detektoriuose dalies antrinių  $\gamma$  kvantų energija yra sugeriama, o kita dalis palieka detektorių. Atitinkamai tikrųjų detektorių atsako funkcija turi kai kurių naujų bruožų, kurie susiję su *daline* antrinių  $\gamma$  kvantų energijos sugertimi. Kai kurios sąveikos įvykių sekos, kurios atspindi tarpinių matmenų detektorių ypatybes, ir atitinkamos atsako funkcijos yra parodytos 21.4 pav.

Kaip matome 21.4b pav., jeigu elektrono ir pozitrono porų kūrimas nėra žymus, tada tarpinių matmenų detektoriaus atsako funkcijos pagrindinės sritys yra tos pačios kaip ir mažų matmenų detektoriaus: tai yra visiškosios sugerties smailė ir Komptono ištisinis spektras. Tačiau, palyginus su 21.2b pav. atveju, akivaizdu, kad ploto po visiškosios sugerties smailė ir ploto po Komptono ištisiniu spektru santykis yra didesnis. Taip yra dėl to, kad visiškosios sugerties smailė dabar atspindi ne tik tuos  $\gamma$  kvantus, kurių sąveika su detektoriumi pasireiškė vieninteliu fotoefekto vyksmu, bet ir tuos  $\gamma$  kvantus, kurie iki fotoefekto dar buvo vieną arba daugiau kartų išsklaidyti. Kita 21.4b pav. pavaizduotos atsako



**21.4 pav.** Tarpinių matmenų detektoriaus atvejis  $\gamma$  spektroskopijoje (iš [16]). (a) Kai kurios  $\gamma$  kvanto sąveikos su detektoriumi vyksmų sekos. Tarpinių matmenų detektoriaus ypatybė yra *dalinė* antrinių  $\gamma$  kvantų energijos sugertis (t. y. daugkartinė Komptono sklaida, po kurios  $\gamma$  kvantas išlekia iš detektoriaus, arba anihiliacinių  $\gamma$  kvantų Komptono sklaida, po kurios jie išlekia iš detektoriaus, arba tik vieno iš dviejų anihiliacinių  $\gamma$  kvantų sugertis). (b) Atsako funkcija, kai antriniai elektronai atsiranda tik dėl Komptono sklaidos ir fotoefekto; (c) atsako funkcija, kai kartu su Komptono sklaida ir fotoefektu yra svarbus ir elektrono-pozitrono porų kūrimas

funkcijos ypatybė yra ta, 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  $E_{\rm Cmax}$ , kurią nusako (21.2.3) reiškinys. Todėl, jeigu  $\gamma$  kvantas buvo du arba daugiau kartų išsklaidytas, o paskui paliko detektorių, tada pilnutinė antrinių elektronų energija gali atsidurti tarp vertės  $E_{\rm Cmax}$  ir hv.

Jeigu pirminio  $\gamma$  kvanto energija yra tokia didelė, kad yra didelė elektrono ir pozitrono porų kūrimo tikimybė, tada tarpinių matmenų detektoriuje anihiliaciniai fotonai gali būti arba visiškai sugerti (kaip dideliame detektoriuje), arba iš dalies sugerti, arba 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. 21.4c pav.). Jeigu vienas arba abu anihiliaciniai fotonai yra išsklaidomi, o paskui vienas jų arba jie abu išeina iš detektoriaus, tada pilnutinė antrinių elektronų energija būna tarp visiškosios sugerties smailės ir dviejų anihiliacinių fotonų išėjimo smailės. Jeigu vienas anihiliacinis fotonas yra visiškai sugeriamas, o kitas išeina iš detektoriaus be sąveikos su jo medžiaga, atsiranda "vieno fotono nuotėkio smailė" (angl. *single escape peak*). Šios smailės padėtis spektre yra ties energija, kuri yra dydžiu  $m_0c^2 = 0,511$  MeV mažesnė už  $\gamma$  kvanto energija h v (žr. 21.4c pav.).

#### 21.4. Kiti veiksniai, kurie turi įtakos detektoriaus atsako funkcijai

#### 21.4.1. Antrinių elektronų nuotėkis

Jeigu detektorius nėra daug didesnis 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, kai  $\gamma$  spinduliuotės fotonų energija yra didelė, 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 padaugėja mažos amplitudės impulsų ir sumažėja didelės amplitudės impulsų. Be to, sumažėja visiškosios sugerties smailė, nes dalis antrinių elektronų, kurie atsiranda visiškai sugertųjų  $\gamma$  kvantų sąveikos su detektoriumi vyksmų sekoje, išeina iš detektoriaus (t. y., nors  $\gamma$  kvantas buvo visiškai sugertas detektoriuje, tačiau detektoriuje likęs energijos kiekis gali būti mažesnis už hv).

#### 21.4.2. Stabdomosios spinduliuotės nuotėkis

21.1 poskyryje minėta, kad antriniai elektronai dalį energijos praranda dėl stabdomosios spinduliuotės. Energijos nuotėkis iš detektoriaus dėl stabdomosios spinduliuotės sparčiai didėja didėjant elektrono energijai. Viena iš šio didėjimo priežasčių yra ta, kad, didėjant elektrono energijai, didėja radiacinė ilginė stabdymo geba (žr. (12.2.25) formulę). Kita priežastis yra ta, kad, didėjant 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  $Z^2$  (žr. (12.2.26) ir (12.2.27) formules), todėl šis veiksnys yra svarbesnis detektoriaus atsako funkcijai yra toks pat kaip antrinių elektronų nuotėkio (žr. 21.4.1 poskyrį).

#### 21.4.3. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis

Fotoefekto metu atomas dažnai išspinduliuoja būdingosios rentgeno spinduliuotės fotoną (žr. 21.2 poskyrį). Dažniausiai to fotono energija yra sugeriama arti sąveikos taško. Tačiau, jeigu fotoefektas sukeliamas arti detektoriaus paviršiaus, tada rentgeno fotonas gali išlėkti iš detektoriaus be sąveikos su detektoriaus medžiaga (žr. 21.5 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. 21.5 pav.). Tokios smailės vadina-



**21.5 pav.** Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis ir atitinkama  $\gamma$  spektrometro atsako funkcijos smailė (iš [16])

mos "rentgeno spindulių nuotėkio smailėmis" (angl. *X-ray escape peaks*). Jos tampa ryškios esant mažoms  $\gamma$  kvantų energijoms ir dideliems detektoriaus paviršiaus ploto ir tūrio santykiams.

#### 21.4.4. Detektoriaus ir radioaktyviojo šaltinio aplinkos įtaka

Detektorių ir radioaktyvųjį šaltinį supančios medžiagos (pvz., detektoriaus korpusas ir radioaktyviojo šaltinio apvalkalas) gali turėti įtaką matuojamam detektoriaus impulsų amplitudžių spektrui, nes visos tos medžiagos gali tapti antrinės spinduliuotės šaltiniais. Jeigu ta antrinė spinduliuotė gali pasiekti detektorių, tada ji gali pakeisti matuojamo amplitudžių spektro pavidalą. Galimieji antrinės spinduliuotės šaltiniai detektoriaus aplinkoje yra parodyti 21.6a pav. Svarbiausias iš jų yra  $\gamma$  spinduliuotės *Komptono atgalinė sklaida*. Jos esmė yra ta, kad  $\gamma$  kvantas yra iš pradžių išsklaidomas detektorių supančiose medžiagose ir tik paskui sąveikauja su detektoriaus medžiaga. Atgalinė sklaida pasireiškia tuo, kad impulsų amplitudžių spektre atsiranda maksimumas ties 0,2–0,25 MeV energija (žr. 21.6b pav.). Šis maksimumas atsiranda todėl, kad didesniais kaip 120° kampais išsklaidytų  $\gamma$  kvantų energija palyginti silpnai priklauso nuo sklaidos kampo ir yra artima mažiausiajai energijai  $hv'_{min}$ , kurią nusako (21.2.4) formulė (tai išplaukia iš (12.3.1) pirmosios lygties). Didėjant  $\gamma$  kvanto pradinei energijai hv, mažiausioji išsklaidytojo  $\gamma$  kvanto energija  $hv'_{min}$  didėja, asimptotiškai artėdama prie  $m_0c^2/2 = 256$  keV. Kai hv > 0,5 MeV,  $hv'_{min} =$ = (0,17-0,25) MeV, todėl atgalinės sklaidos maksimumas būna maždaug ties 0,2 MeV energija.

Kartu su Komptono atgalinės sklaidos smaile impulsų amplitudžių spektre gali matytis būdingosios rentgeno spinduliuotės smailė, kurią sąlygoja būdingoji rentgeno spinduliuotė po fotoefekto aplinkinėse medžiagose, ir anihiliacinė smailė, kurią sąlygoja porų kūrimas ir pozitrono anihiliacija aplinkinėse medžiagose (žr. 21.6 pav.).



**21.6 pav.** Detektorių supančių medžiagų įtaka detektoriaus atsako funkcijai (iš [16]). (a) Kai kurie  $\gamma$  kvantų sąveikos su aplinkiniais objektais vyksmai; (b) atitinkami požymiai detektoriaus atsako funkcijoje

Be to, anihiliacinė smailė atsiranda ir tuo atveju, kai tiriamąjį  $\gamma$  spinduliuotės šaltinį sudaro  $\beta^+$  radioaktyvusis nuklidas. Tokio nuklido pavyzdys yra Na<sup>22</sup> (jo skilimo schema pavaizduota L priedo L.3 pav.). Tada didžioji dalis pozitronų, kuriuos spinduliuoja toks šaltinis, anihiliuoja šaltinio apvalkale. Todėl toks šaltinis spinduliuoja ir anihiliacinę spinduliuotę, kuri pasireiškia ryškia anihiliacine smaile išmatuotame amplitudžių spektre.

Dauguma įprastinių  $\gamma$  spinduliuotės šaltinių yra gaminami iš  $\beta^-$  radioaktyvios medžiagos. Šaltinio apvalkalas dažniausiai būna pakankamai storas, kad  $\beta$  dalelės nepasiektų detektoriaus. Tačiau  $\beta$  dalelių sugerties metu atsiranda stabdomoji spinduliuotė, kuri gali pasiekti detektorių ir turėti įtakos išmatuotam spektrui. Stabdomosios spinduliuotės fotonų energijos spektras yra ištisinis ir mažėja didėjant fotono energijai (žr. 21.7 pav.). Todėl stabdomoji spinduliuotė labiausiai pasireiškia išmatuotojo spektro mažų energijų krašte.



**21.7 pav.** Stabdomosios spinduliuotės spektrai stabdant  $\beta$  daleles su duotomis didžiausiomis energijomis (iš [16], *R. K. Heath, Scintillation spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalogue,* IDO-16880, Vols. 1 and 2, 1964)

#### 21.5. Gama spektrometro pagrindinės dalys. Spektrometro kalibravimas

 $\gamma$  kvantų energijos matavimui panaudojamas detektoriaus išėjimo impulso amplitudės proporcingumas  $\gamma$  kvanto energijos nuostoliams medžiagoje.  $\gamma$  kvanto energija nustatoma pagal visiškosios sugerties smailę atitinkančių impulsų amplitudę. Taigi,  $\gamma$  spektrometras tiesiogiai matuoja ne energijos spektrą, o impulsų amplitudžių spektrą (žr. 15.3 poskyrį). Impulsų amplitudžių spektras matuojamas specialiais prietaisais – *amplitudžių analizatoriais*, taip pat vadinamais *daugiakanaliais analizatoriais*. Daugiakanalį analizatorių galima įsivaizduoti kaip keletą turinčių bendrą įėjimą skaitiklių, kurių kiekvienas skaičiuoja tik tuos impulsus, kurių amplitudės priklauso tam tikram siauram intervalui, kuris vadinamas *kanalu*. Kanalai yra vienodo pločio, nepersikloja vienas su kitu, o tarp jų nėra tarpų. Todėl, kai į daugiakanalio analizatoriaus įėjimą patenka įtampos impulsas, kurio amplitudė yra tarp pirmojo kanalo apatinio krašto (t. y. mažiausios įtampos), tada ta amplitudė būtinai priklauso vienam (ir *tik* vienam) kanalui. T. y. tokį impulsą užregistruoja vienas iš minėtųjų skaitiklių. Taigi, daugiakanalis analizatorius rūšiuoja impulsus pagal jų amplitudes. Taip matuojamas *impulsų amplitudžių spektras* – amplitudės funkcija  $\delta N/\delta H$ , kur  $\delta N$  yra kiekvieną kanalą atitinkantis impulsų skaičius, o  $\delta H$  yra kanalo plotis. Amplitudės matavimo vienetą patogu pasirinkti lygų kanalo pločiui. Tada  $\delta H = 1$ ,  $\delta N/\delta H = \delta N$ , o amplitudė H yra lygi kanalo numeriui.

Paprasčiausio  $\gamma$  spektrometro struktūrinė schema yra pavaizduota 21.8 pav. Detektoriaus išėjimo signalas visų pirma perduodamas į *priešstiprintuvį*, kuris paverčia detektoriaus srovės impulsą įtampos impulsu (15–20 skyriuose, aptariant įvairių detektorių impulsinę veiką, priešstiprintuvis buvo pakeistas lygiagrečiaja *RC* grandine). Priešstiprintuvio išėjimo signalas perduodamas į *stiprintuvą*, kuris padidina įtampos impulso amplitudę nuo kelių milivoltų iki kelių voltų, kad impulsą būtų patogiau apdoroti. Stiprintuvas turi būti *tiesinis*, t. y. jo išėjimo impulso amplitudė turi būti tiesiog proporcinga įėjimo impulso amplitudei. Stiprintuvo signalas perduodamas į daugiakanalį analizatorių, kuris matavimų duomenis atvaizduoja impulsų amplitudžių histogramos pavidalu (histogramos bendroji apibrėžtis pateikta G priedo G.3 skyrelyje). Tokiu spektrometru išmatuotų  $\gamma$  spektrų pavyzdžiai pateikti 21.9 pav.

Norint nustatyti  $\gamma$  kvantų energiją, nepakanka vien išmatuoti impulsų amplitudžių spektrą ir surasti kanalą, kuris atitinka visiškosios sugerties smailę. Dar reikia *sukalibruoti* spektrometrą, t. y. kiekvienam kanalui *H* priskirti tam tikrą energiją *E*. Funkcijos *H*(*E*) arba *E*(*H*) grafikas vadinamas *kalibravimo kreive*. Daugumos spektrometrų vidutinė impulso amplitudė *H* yra tiesiog proporcinga  $\gamma$ kvanto energijos nuostoliams detektoriuje *E*, t. y.

$$H \approx aE \,. \tag{21.5.1}$$

Taigi, idealiu atveju kalibravimo kreivė yra tiesė, kuri eina per koordinačių pradžios tašką. Tokiu atveju proporcingumo koeficientą *a* būtų galima nustatyti turint vieną žinomos energijos (*E*)  $\gamma$  spinduliuotės šaltinį: pakaktų tik išmatuoti atitinkamą amplitudžių spektrą ir paskui padalyti visiškosios sugerties smailės kanalo numerį (*H*) iš *E*. Tačiau tikrovėje šis proporcingumas yra tik apytikslis: priklausomybė *H*(*E*) yra šiek tiek netiesinė. Kadangi tas netiesiškumas nėra žymus, tai kalibravimo kreivę galima aproksimuoti laužte, t. y. keliomis tiesiomis atkarpomis, kurių kiekviena atitinka tam tikrą energijų intervalą. Vienos tokios atkarpos lygtis yra

$$H = aE + b . \tag{21.5.2}$$



**21.8 pav.** Paprasčiausio  $\gamma$  spektrometro sandara. Priešstiprintuvio išėjimo impulsai dažniausiai turi trumpą (10<sup>-9</sup> s eilės) priekinį frontą, ilgą ((5–10)·10<sup>-5</sup> s trukmės) užpakalinį frontą ir mažą amplitudę (kelių milivoltų eilės). Stiprintuvo išėjimo impulsai yra simetriškesni, jų trukmė ( $\Delta t$ ) yra 10<sup>-6</sup> s eilės, o amplitudė (H) yra kelių voltų eilės



**21.9 pav.** (a) NaI(Tl) blyksimojo spektrometro impulsų amplitudžių spektras detektuojant cezio izotopo  $^{137}_{55}$ Cs  $\gamma$  spinduliuotę ir energinės skyros *R* skaičiavimas. Dvi vertikalios brūkšninės linijos žymi  $\gamma$  kvantų energiją (662 keV) ir Komptono krašto energiją (478 keV, pagal (21.2.3) formulę).

(b) Ge puslaidininkinio spektrometro amplitudžių spektras detektuojant tą pačią spinduliuotę kaip ir (a) (naudojamas logaritminis ordinačių ašies mastelis)

Skirtingų energijos intervalų koeficientų *a* ir *b* vertės šiek tiek skiriasi. Vadinasi, apytiksliam spektrometro kalibravimui (pakankamai siaurame energijos intervale) reikia turėti bent dviejų skirtingų energijų  $\gamma$ spinduliuotės šaltinius, kurių spinduliuotės energija yra žinoma. Vietoj dviejų skirtingų šaltinių gali būti naudojamas ir vienas  $\gamma$  šaltinis, kuris spinduliuoja bent dviejų žinomų diskrečių energijų  $\gamma$  kvantus. Tas dvi energijas žymėsime  $E_1$  ir  $E_2$ . Nustačius atitinkamų visiškosios sugerties smailių kanalų numerius  $H_1$  ir  $H_2$ , galima apskaičiuoti nežinomuosius koeficientus *a* ir *b*:

$$a = \frac{H_2 - H_1}{E_2 - E_1},$$
 (21.5.3a)

$$b = H_1 - aE_1$$
. (21.5.3b)

Žinant koeficientus a ir b, pagal (21.5.2) galima apskaičiuoti energiją, kuri atitinka bet kurį kanalą H:

$$E = \frac{H - b}{a}.\tag{21.5.4}$$

Tiksliausi rezultatai gaunami tada, kai matuojamoji energija E yra tarp kalibravimui naudotų energijų  $E_1$  ir  $E_2$  (t. y.  $E_1 < E < E_2$ ) arba tik nedaug skiriasi nuo jų. Priešingu atveju pagal (21.5.3) apskaičiuoti koeficientai a ir b gali netikti tai spektro sričiai, kuriai priklauso nežinomoji energija E.

Kalibravus spektrometrą, spektrogramose ant horizontaliosios ašies galima atidėti ne kanalo numerį, o energiją (spektrogramose, kurios pavaizduotos 21.9 pav., ant apatinės ašies yra atidėtas kanalo numeris, o ant viršutinės ašies yra atidėta energija).

#### 21.6. Smailės centroidė, fotoefektyvumas, pilnutinis efektyvumas ir fotodalis

 $\gamma$  spinduliuotės (ir kitų rūšių spinduliuotės) spektroskopinių matavimų tikslas yra spinduliuotės energijos ir intensyvumo nustatymas.  $\gamma$  kvantų energija nustatoma pagal visiškosios sugerties smailės *centroidę* – tos smailės centro padėtį ant horizontaliosios ašies. Pvz., 21.9a pav. centroidė atitinka kanalą Nr. 62 arba energiją 662 keV, o 21.9b pav. centroidė atitinka kanalą Nr. 620 arba energiją 662 keV. Dažnai centroidę būna sunku nustatyti iš akies, nes smailę gali sudaryti mažai taškų ir, be to, smailė gali būti pašalinio ištisinio spektro – vadinamojo "fono" – energijų srityje (pvz., foną gali sąlygoti didesniųjų energijų  $\gamma$  kvantų Komptono ištisinis spektras arba stabdomoji spinduliuotė tiriamojo radioaktyviojo



**21.10 pav.** Smailės integralą ("plotą") galima apskaičiuoti atėmus tiesinę fono priklausomybę nuo energijos ir paskui sudėjus pataisytus impulsų skaičius arba atlikus netiesinį aproksimavimą Gauso funkcija. Kiekvieno kanalo impulsų skaičiaus paklaida (standartinis nuokrypis) yra lygi kvadratinei šakniai iš to skaičiaus (žr. G priedas, G.5.2 skyrelis)

šaltinio apvalkale). Jeigu duotoji smailė yra aiškiai išreikšta ir nepersikloja su kitais spektro maksimumais (kaip 21.10 pav.), tada smailės centro padėtį ant horizontaliosios ašies galima apskaičiuoti. Visų pirma reikia atimti fono dėmenį. Fono dėmenį, kuris atitinka kiekviena smailės sričiai priklausantį kanalą, kartais galima apytiksliai apskaičiuoti, remiantis prielaida, kad jo priklausomybė nuo kanalo numerio (t. y. nuo energijos) yra tiesinė. T. y. galima atlikti tiesinį interpoliavimą tarp dvieju fono tašku, kuriu vienas atitinka mažesne energiją, o kitas – didesnę energiją, palyginti su smailės energija (žr. 21.10 pav.). Apskaičiavus tos tiesės koeficientus, galima apskaičiuoti kiekvieno smailę atitinkančio kanalo fono dėmenį ir atimti tą dėmenį iš visų impulsų skaičių, kurie atitinka duotą smailę. Šitaip gauname pataisytus impulsų skaičius  $y_i$  (čia i yra kanalo numeris). Tada smailės integrala (,,plota") S ir jos centroide  $E_0$  galima apskaičiuoti pagal šias formules:

$$S = \sum_{i} y_i , \qquad (21.6.1)$$

$$E_{0} = \frac{\sum_{i}^{i} E_{i} y_{i}}{\sum_{i}^{i} y_{i}};$$
(21.6.2)

čia  $E_i$  yra energija, kuri atitinka *i*-tąjį kanalą. 21.10 pav. integralą *S* vaizduoja brūkšniuotasis plotas. Smailės integralas (21.6.1) nusako pilnutinį duotosios rūšies sąveikos vyksmų skaičių. Šis skaičius yra proporcingas tos rūšies sąveikos skerspjūviui ir  $\gamma$  kvantų srauto tankiui (žr. (11.2.10)). Jeigu duota smailė yra tam tikros energijos  $\gamma$  kvantų visiškosios sugerties smailė, tada pagal jos integralą galima apskaičiuoti skaičių  $n_0$  tos energijos  $\gamma$  kvantų, kurie pataikė į detektorių per matavimų trukmę. Tačiau tam reikia žinoti detektoriaus fotoefektyvumą.  $\gamma$  detektoriaus *fotoefektyvumas*  $\varepsilon_{\rm f}$  – tai impulsų skaičiaus  $S_1$ , atitinkančio atsako funkcijos visiškosios sugerties smailę, ir visų per tą patį laiką į detektorių pataikiusių tos pačios energijos  $\gamma$  kvantų skaičiaus  $n_0$  santykis:

 $\varepsilon_{\rm f} = S_1 / n_0 \tag{21.6.3}$ 

arba

$$n_0 = S_1 / \varepsilon_{\rm f}$$
 (21.6.4)

 $S_1$  – tai impulsų amplitudžių spektro dalies, kuri atitinka duota visiškosios sugerties smaile, integralas (jo skaičiavimas buvo aprašytas anksčiau). Fotoefektyvumas  $\varepsilon_{\rm f}$  – tai tikimybė, kad į detektorių patekęs  $\gamma$  kvantas bus sugertas, t. y. praras jame visa savo energija.  $\gamma$ spektroskopijoje fotoefektyvumas reiškia tą patį kaip ir bendresnis terminas smailės efektyvumas, kuris buvo apibrėžtas 15.6.2 poskyryje. NaI(Tl) ir Ge detektorių fotoefektyvumų priklausomybės nuo energijos yra pavaizduotos 21.11 pav. Reikia turėti omenyje, kad fotoefektyvumas priklauso nuo detektoriaus matmenų, formos ir padėties erdvėje; kitokios geometrijos NaI(Tl) ir Ge detektoriams fotoefektyvumo vertės gali skirtis nuo tu, kurios pateiktos 21.11 pav. Tačiau priklausomybės nuo energijos bendrasis pavidalas bet kuriuo atveju lieka toks pat: fotoefektyvumas sparčiai mažėja didėjant  $\gamma$ kvanto energijai.

Kaip minėta 15.6 poskyryje, detektoriaus *santykinis efektyvumas*  $\varepsilon$  (taip pat vadinamas *pilnutiniu santykiniu efektyvumu*) – tai užregistruotų  $\gamma$  kvantų skaičiaus *n* ir visų per tą patį laiką į detektorių patekusių  $\gamma$ kvantų skaičiaus  $n_0$  santykis:



**21.11 pav.** Nal ir Ge detektorių santykinis fotoefektyvumas. Šios kreivės atitinka Nal scintiliatorių, kurio skersmuo ir aukštis lygūs 7,62 cm, ir Ge puslaidininkinį detektorių, kurio skersmuo ir aukštis lygūs 4,2 cm (iš [18]).

 $\varepsilon = n/n_0; \qquad (21.6.5)$ 

čia *n* skaičiuojamas tiesiog sudedant impulsų skaičius, kurie atitinka visus kanalus (t. y. *n* yra viso išmatuoto spektro integralas). Toliau žodį "santykinis" praleisime. Taip apibrėžtas pilnutinis efektyvumas  $\varepsilon$  – tai tikimybė, kad į detektorių patekęs  $\gamma$  kvantas sukels detektoriaus išėjimo impulsą. Kadangi impulsą sukelia bet kuris sąveikos vyksmas (ir fotoefektas, ir Komptono sklaida, ir porų kūrimas), tai pilnutinį efektyvumą galima apibrėžti kaip tikimybę, kad į detektorių patekęs  $\gamma$  kvantas sąveikaus bent su vienu atomu.

Jeigu detektuojamosios  $\gamma$  spinduliuotės energijos spektras yra sudėtingas (sudarytas iš kelių linijų), tada mažesniųjų energijų  $\gamma$  kvantų visiškosios sugerties smailės gali atsidurti didesniųjų energijų  $\gamma$ kvantų Komptono ištisinio spektro srityje. Dėl to sunkiau matuoti mažesniųjų energijų  $\gamma$  spinduliuotės spektrą. Todėl pageidautina, kad Komptono ištisinis spektras būtų kuo silpniau išreikštas, o visiškosios sugerties smailė – kuo ryškesnė. Šią  $\gamma$  spektrometro atsako funkcijos savybę nusako spektro **fotodalis** – impulsų skaičiaus  $S_1$ , atitinkančio visiškosios sugerties smailę, ir pilnutinio per tą patį laiką užregistruotų impulsų skaičiaus  $n = S_1 + S_2$  santykis:

$$P = \frac{S_1}{n} = \frac{S_1}{S_1 + S_2}.$$
 (21.6.6a)

 $S_2$  – tai atsako funkcijos dalies, kuri nepriklauso visiškosios sugerties smailei, integralas. Pvz., jį galėtų atitikti nebrūkšniuotasis plotas po spektro kreive 15.10 pav. (15.6.2 poskyryje). Iš (21.6.5) ir (21.6.6a) formulių išplaukia, kad fotodalis yra lygi detektoriaus fotoefektyvumo ir pilnutinio efektyvumo santykiui:

$$P = \frac{\varepsilon_{\rm f}}{\varepsilon} \,. \tag{21.6.6b}$$

Kuo didesnės parametrų  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon$ f ir P vertės, tuo labiau detektorius tinka  $\gamma$  spektroskopijai. Norint padidinti parametrų  $\varepsilon$ f ir P vertes, reikia sumažinti ištisinį Komptono spektrą. Kadangi Komptono ištisinis spektras atsiranda dėl išsklaidytųjų  $\gamma$  kvantų išėjimo iš detektoriaus (žr. 21.2 ir 21.3 poskyrius), tai paprasčiausias būdas padidinti fotoefektyvumą  $\varepsilon$ f ir fotodalį P yra toks: reikia didinti fotoefekto vyksmų dalį pilnutiniame  $\gamma$  kvantų sąveikos su medžiaga vyksmų skaičiuje arba didinti pilnutinį  $\gamma$  kvantų sąveikos su medžiaga įvykių skaičių. Fotoefekto tikimybė sąveikos metu ir pilnutinė sąveikos tikimybė didėja didėjant detektoriaus matmenims ir vidutiniam atominiam skaičiui Z. Todėl blyksimuosiuose  $\gamma$  spektrometruo-



**21.12 pav.** Natrio jodido (a) ir germanio (b) silpimo koeficiento ir jo komponenčių priklausomybės nuo fotono energijos, naudojant logaritminį mastelį (iš [41])

se neorganiniai scintiliatoriai (pvz., NaI(Tl)) yra pranašesni už organinius (pvz., antracenas, stilbenas), nes neorganinių scintiliatorių Z yra palyginti didelis (pvz., jodo atomo Z = 53). Dėl tos pačios priežasties puslaidininkiniai  $\gamma$  spektrometrai yra gaminami iš germanio (Z = 32), o ne iš silicio (Z = 14). Dar vienas būdas sumažinti  $\gamma$  kvanto išėjimo iš kristalo tikimybę – didinti kristalo matmenis (žr. 21.3 poskyrį). Egzistuoja ir kiti Komptono ištisinio spektro sumažinimo būdai (kai kurie iš jų bus aprašyti 21.7 poskyryje).

Jeigu detektoriaus storis x yra daug mažesnis už  $\gamma$  kvanto vidutinį laisvąjį kelią  $1/\mu$  (čia  $\mu$  yra  $\gamma$  spinduliuotės silpimo koeficientas), tada daugkartinės  $\gamma$  kvanto sklaidos tikimybė yra maža, todėl galima išvesti minėtų parametrų analizines išraiškas. Kai yra lygiagretus vienodos energijos  $\gamma$  kvantų pluoštas, detektoriaus pilnutinis santykinis efektyvumas išreiškiamas formule

$$\varepsilon = 1 - \exp(-\mu x) \approx \mu x \,. \tag{21.6.7}$$

Jeigu elektrono ir pozitrono poros nesusidaro (t. y. jeigu  $\gamma$  kvanto energija mažesnė už 1,02 MeV), tada fotoefektyvumas išreiškiamas formule

$$\varepsilon_{\rm f} \approx 1 - \exp(-\mu_{\rm f} x) \approx \mu_{\rm f} x;$$
 (21.6.8)

čia  $\mu_f$  yra *fotoefekto koeficientas* – pilnutinio silpimo koeficiento  $\mu$  dalis, kurią sąlygoja fotoefektas (t. p. žr. 12.3.7 poskyrį). Įrašę efektyvumo ir fotoefektyvumo teorines išraiškas (21.6.7) ir (21.6.8) į (21.6.6b), randame fotodalies teorinę išraišką:

$$P = \frac{\varepsilon_{\rm f}}{\varepsilon} \approx \frac{1 - \exp(-\mu_{\rm f} x)}{1 - \exp(-\mu x)} \approx \frac{\mu_{\rm f}}{\mu}.$$
(21.6.9)

NaI(Tl) ir Ge koeficientų  $\mu_{\rm f}$  ir  $\mu$  priklausomybės nuo  $\gamma$  kvanto energijos pavaizduotos 21.12 pav.

Jeigu  $\gamma$  kvanto sąveikos su detektoriaus medžiaga tikimybė yra didelė (didelių matmenų detektoriuose), tada tikrosios fotoefektyvumo ir fotodalies vertės yra didesnės už tas, kurias numato teorinės formulės (21.6.8) ir (21.6.9) (žr. 21.3 poskyrį). Tačiau pilnutinį efektyvumą galima skaičiuoti pagal formulę  $\varepsilon = 1 - \exp(-\mu x)$  nepriklausomai nuo detektoriaus aktyviosios srities storio x, nes pilnutinis efektyvumas nusako *bent vieno* sąveikos įvykio tikimybę, kuri lygi  $1 - \exp(-\mu x)$ .

#### 21.7. Sutapčių metodai gama spektroskopijoje

Idealiojo  $\gamma$  spektrometro atsako funkcija yra vienos siauros smailės pavidalo, be ištisinio spektro mažų energijų srityje. Tada yra lengviausia tirti sudėtingus  $\gamma$  spinduliuotės spektrus, kuriuos sudaro daug linijų, ir didelės energijos  $\gamma$  kvantai netrukdo išskirti mažesnės energijos ir mažesnio intensyvumo linijų. Šiame poskyryje 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". Šutapčių blokas – tai įtaisas su dviem arba keliais įėjimais ir vienu išėjimu, kurio impulsas atsiranda tik tada, kai vienu metu yra visų įėjimų impulsai. Amplitudžių analizatoriaus, į kurio sudėtį įeina sutapčių blokas, struktūrinė schema yra pavaizduota 21.13 pav. 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 yra sutapčių bloko kito įėjimo ("valdymo" įėjimo) impulsas. Jeigu tuo laiko momentu nėra valdymo įėjimo 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 nėra valdymo įėjimo impulso.



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

#### 21.7.1. Komptono spektrometras

*Komptono spektrometro* supaprastinta schema pateikta 21.14 pav. (šioje schemoje nėra parodyti detektorių maitinimo įtampos šaltiniai, priešstiprintuviai ir stiprintuvai).  $\gamma$  kvantai, išlėkę iš radioaktyviojo šaltinio (1), kolimuojami (*kolimacija* – tai siauro lygiagretaus spinduliuotės pluošto formavimas) ir patenka į detektorių A. Dalis  $\gamma$  kvantų yra vieną kartą išsklaidomi detektoriuje A ir išlekia iš jo (kai yra pakankamai maži detektoriaus matmenys, tokių  $\gamma$  kvantų bus daug daugiau negu sugertųjų arba kelis



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

kartus išsklaidytųjų  $\gamma$  kvantų).  $\gamma$  kvanto Komptono sklaidos metu atsiranda Komptono atatrankos elektronas. Kadangi beveik visi tie elektronai yra sugeriami detektoriaus A darbinėje medžiagoje, tai detektoriaus A išėjimo impulso amplitudė yra proporcinga to Komptono atatrankos elektrono energijai. Šis impulsas perduodamas į sutapčių bloko (5) pagrindini įėjimą. Išsklaidytuosius γ kvantus registruoja antrasis detektorius B, kuri galima pastatyti įvairiais kampais  $\theta$  atžvilgiu pradinės spinduliuotės krypties ir taip "atrinkti" tik tuo kampu išsklaidytus y kvantus. Detektoriaus B išėjimo signalas perduodamas į sutapčių bloko (5) valdymo įėjimą. Taigi, detektoriaus A signalas pasiekia amplitudžių analizavimo bloka tik tada, kai tuo pačiu momentu yra detektoriaus B išėjimo im-

pulsas. Todėl analizuojami tik tie detektoriaus A impulsai, kurie atsiranda vykstant  $\gamma$  kvanto Komptono sklaidai duotu kampu  $\theta$ . Atatrankos elektronų, kurie atsiranda tos sklaidos metu, energija yra vienareikšmiškai susijusi su pirminio  $\gamma$  kvanto energija hv ir kampu  $\theta$ , ją nusako (12.3.1) antroji lygtis:

$$E_{\rm C}(\theta) = hv \frac{\frac{hv}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{hv}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}.$$
 (21.7.1)

Todėl tokio spektrometro energinė atsako funkcija yra sudaryta iš vienintelės smailės, kurios energija priklauso Komptono ištisinio spektro energijų intervalui, o ištisinio spektro srities nėra (žr. 21.15 pav.). Pagal (21.7.1) atsako funkcijos smailės energija priklauso nuo detektoriaus B padėties, t. y. nuo pasirinktojo sklaidos kampo  $\theta$ .

Kadangi Komptono spektrometras tiesiogiai matuoja ne  $\gamma$  kvanto energiją, o Komptono atatrankos elektronų energiją, kurią nusako (21.7.1) formulė, tai, atlikus matavimus,  $\gamma$  kvantų energijos hv turi būti išreikštos iš (21.7.1) lygties. Tai yra kvadratinė lygtis hv atžvilgiu. Jos sprendinys yra





**21.15 pav.** Komptono spektrometro energinės atsako funkcijos bendrasis pavidalas. Šią funkciją sudaro viena smailė (ištisinė linija). Ši smailė atitinka tuos  $\gamma$  kvantų sąveikos įvykius detektoriuje A, kurie įvyksta tuo pačiu laiko momentu kaip sąveikos įvykiai detektoriuje B. Normalioji detektoriaus A atsako funkcija yra parodyta brūkšnine linija

Komptono spektrometro efektyvumas yra daug mažesnis už vieno detektoriaus A efektyvumą, nes spektrometras "reaguoja" tik į tokius sąveikos įvykius, kurie susiję su  $\gamma$  kvantų sklaida siaurame sklaidos kampų intervale. Efektyvumą galima padidinti, didinant išsklaidytųjų γ kvantų, kuriuos gali užregistruoti detektorius B, sklaidos kampų  $\theta$  intervalo plotį  $\Delta \theta$ . Tačiau tada platėja ir detektuojamų atatrankos elektronų energijų intervalas  $\Delta E_{\rm C}$ , nes  $E_{\rm C}$  vienareikšmiškai priklauso nuo  $\theta$ (žr. (21.7.1)). 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.

#### 21.7.2. Porų spektrometras

**Porų spektrometro** supaprastinta schema pateikta 21.16 pav.  $\gamma$  kvantai, išlėkę iš radioaktyviojo šaltinio (1), kolimuojami ir patenka į detektorių A. Jeigu  $\gamma$  kvanto energija yra didesnė už  $2m_0c^2 =$ = 1,02 MeV, tada dalis  $\gamma$  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  $\gamma$  kvantai, kurių kiekvieno energija  $m_0c^2 = 0,511$  MeV. Kai detektoriaus matmenys yra pakankamai maži, dauguma tokių  $\gamma$  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  $\gamma$  kvantus registruoja detektoriai B ir C, kurių išėjimo signalai perduodami į sutapčių bloko (6) valdymo įėjimus. Kadangi anihiliaciniai  $\gamma$  kvantai išlekia priešingomis kryptimis, tai detektorius A turi būti tarp detektorių B ir C kaip parodyta 21.17 pav. Be to, detektoriai B ir C turi būti kuo arčiau detektoriaus A, kad sumažėtų santykinė dalis anihiliacinių  $\gamma$  kvantų, kurie nepataiko į detektorius B ir C.

Taigi, detektoriaus A signalas pasiekia amplitudžių analizavimo bloką tik tada, kai tuo laiko momentu atsiranda detektorių B ir C išėjimo impulsai. Todėl analizuojami tik tie detektoriaus A impulsai, kurie atsiranda dėl elektrono ir pozitrono porų kūrimo. Tų porų energija yra tiksliai apibrėžta: ją nusako (21.2.6) reiškinys. Todėl tokio spektrometro energinė atsako funkcija yra sudaryta iš vienintelės smailės, kurios energija yra dydžiu  $2m_0c^2 = 1,02$  MeV mažesnė už pirminio  $\gamma$  kvanto energiją hv (tai yra vadinamoji "dviejų fotonų nuotėkio smailė"), o ištisinio spektro srities nėra (kaip 21.1c pav. 21.2 poskyryje).

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 vyksmus, kurių santykinė dalis iš pilnutinio sąveikos vyksmų skaičiaus dažniausiai būna labai maža. Be to, ne visi tokių vyksmų metu atsiradę anihiliaciniai  $\gamma$  kvantai pataiko į detektorius B ir C. Kaip ir Komptono spektrometro, porų spektrometro mažą efektyvumą kompensuoja jo atsako funkcijos paprastumas, kuris labai palengvina sudėtingų  $\gamma$  spinduliuotės spektrų tyrimą. Naudojant porų spektrometrą, įmanoma išmatuoti tik tas  $\gamma$  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) blyksimieji detektoriai (nes jie yra pigesni už puslaidininkinius detektorius ir, be to, detektorių B ir C energinė skyra neturi reikšmės – reikia tik didelio efektyvumo registruojant 0,511 MeV energijos  $\gamma$  kvantus).





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

**21.17 pav.** Trijų detektorių išsidėstymas porų spektrometre (t. p. žr. 21.16 pav.)

#### 21.7.3. Spektrometras su antisutapčių įtaisu

Anksčiau aprašytuose Komptono ir porų spektrometruose, siekiant atskirti vienkartinės Komptono sklaidos duotu kampu arba porų susidarymo vyksmus nuo kitokių sąveikos vyksmų, pasinaudojama tuo faktu, kad abiejų šių vyksmų metu atsiranda antriniai  $\gamma$  kvantai, kurie savo savybėmis skiriasi nuo visų kitų antrinių  $\gamma$  kvantų (Komptono sklaidos spektrometre antrinis  $\gamma$  kvantas ypatingas tuo, kad jis išlekia tiksliai apibrėžta kryptimi, o porų spektrometre antriniai kvantai ypatingi tuo, kad jų skaičius lygus dviem ir kad jie juda priešingomis kryptimis). Abiem atvejais tie antriniai  $\gamma$  kvantai registruojami atskirais detektoriais, kurių signalai (per sutapčių bloką) panaudojami amplitudžių analizatoriaus valdymui (žr.



**21.18 pav.** Germanio detektoriaus su Komptono ištisinio spektro slopinimo sistema pavyzdys. Ištisinio spektro slopinimui naudojami NaI ir BGO scintiliatoriai, kurie supa germanio detektorių (iš [16], *P. J. Nolan, D. W. Gifford, and P. J. Twin, Nucl. Instrum. Meth. A236, 95 (1985))* 

21.14 ir 21.16 pav.). Tačiau pirminio y kvanto visiškoji suger*tis* ypatinga tuo, kad jos metu *nėra* antrinių  $\gamma$  kvantų, kurie išlėktų iš detektoriaus (visi išsklaidytieji arba anihiliaciniai  $\gamma$ kvantai yra sugeriami). Taigi, antrinių  $\gamma$  kvantų nebuvimas gali būti panaudojamas kaip signalas, kad duotasis detektoriaus impulsas atitinka pirminio  $\gamma$  kvanto visiškają sugertį. Taip galima beveik visiškai pašalinti ištisinio spektro sriti  $\gamma$  spektrometro atsako funkcijoje. Tam naudojamas "pagalbinis" žiedinis detektorius (B), kuris apsupa pagrindinį detektorių (A). Detektoriaus B paskirtis – iš detektoriaus A išlėkusių antrinių  $\gamma$  kvantų registravimas. Detektorių A ir B aktyviujų sričių forma ir tarpusavio išsidėstymas turi būti tokie, kad detektorius B registruotu kuo didesnę dalį antrinių  $\gamma$  kvantų (žr. 21.18 pav.). Abiejų detektorių signalai perduodami į antisutapčių įtaiso įėjimus (detektoriaus A signalas - į pagrindinį įėjimą, o detektoriaus B – į valdymo įėjimą). Detektoriaus A signalas pasiekia amplitudžių bloko iejima tik tada, jeigu tuo laiko momentu nėra antisutapčių bloko valdymo įėjimo impulso. Todėl analizuojami tik tie detektoriaus A impulsai, kurie atitinka visiškosios sugerties smailę. Taigi, tokio spektrometro struktūrinė schema skiriasi nuo 21.14 pav. tik tuo, kad 5 numeriu pažymėtasis įtaisas yra antisutapčių (o ne sutapčių) blokas, ir tuo, kad

detektorius B yra žiedinis detektorius, kuris turi registruoti beveik visomis kryptimis išlekiančius antrinius  $\gamma$  kvantus (o ne tik viena kryptimi, kurią nusako sklaidos kampas  $\theta$ ). Jeigu detektorius B registruotų visus antrinius  $\gamma$  kvantus, tada tokio spektrometro energinė atsako funkcija būtų sudaryta iš vienos smailės, kurios plotį lemtų detektoriaus A energinė skyra. Siekiant priartėti prie šio idealaus atvejo, detektorius B dažniausiai būna blyksimasis detektorius su dideliu scintiliatoriumi. Scintiliatoriaus medžiaga gali būti, pvz., NaI(Tl) arba bismuto germanatas (BGO, cheminė formulė – Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>). 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: žr. (12.3.28)). Siekiant sumažinti energinę skyrą, detektorius A dažniausiai būna germanio puslaidininkinis detektorius.

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

Skirtingai nuo anksčiau aprašytų Komptono ir porų spektrometrų, spektrometro su antisutapčių įtaisu efektyvumas yra tik nedaug mažesnis už pagrindinio detektoriaus (21.18 pav. – Ge detektoriaus) fotoefektyvumą.

Vienas iš spektrometro su antisutapčių įtaisu trūkumų yra tas, kad jis iš dalies nuslopina visiškosios sugerties smailes, jeigu tiriamojo  $\gamma$  spinduliuotės šaltinio skilimo schema yra sudėtinga, t. y. jeigu vieno branduolio skilimo metu išspinduliuojami du arba daugiau fotonų (tokio nuklido pavyzdys yra <sup>60</sup>Co, kurio skilimo schema pavaizduota L priedo L.2 pav.). Tų fotonų išlėkimo iš branduolio laiko momentai praktiškai sutampa (laiko intervalą tarp jų lemia tarpinio energijos lygmens gyvavimo trukmė, kuri dažniausiai būna 10<sup>-12</sup> s eilės). Gali atsitikti, kad du  $\gamma$  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  $\gamma$  kvanto visiškąją sugertį centriniame detektoriuje.

#### Uždaviniai

- 21.1. Apskaičiuokite didžiausią energiją, kurią gali prarasti 1 MeV energijos γ kvantas, kuris yra du kartus išsklaidomas dėl Komptono sklaidos, o paskui išlekia iš detektoriaus.
- 21.2. Detektoriaus impulsų amplitudžių spektre yra trys smailės, kurių centroidės lygios 7,38 V, 6,49 V ir 5,60 V. Yra žinoma, kad radioaktyvusis šaltinis spinduliuoja tik vienos energijos fotonus. Kokia yra fotonų energija?
- 21.3. (a) Apskaičiuokite Komptono kraštų energijas <sup>60</sup>Co gama spinduliuotės spektre (žr. L priedas, L.2 pav.). (b) Apskaičiuokite atgalinės sklaidos smailių energijas, kai krintančiųjų γ kvantų energija yra 1 MeV, 2 MeV ir 3 MeV.
- 21.4. Gama spektrometro amplitudžių spektre yra smailė ties 511 keV, nors yra žinoma, kad tiriamasis radioaktyvusis šaltinis nespinduliuoja tokios energijos γ kvantų. Kokios yra dvi galimos tos smailės atsiradimo priežastys?
- 21.5. 7,62 cm storio ir 7,62 cm skersmens cilindrinio germanio detektoriaus santykinis fotoefektyvumas detektuojant 1,333 MeV energijos γ kvantus yra 5 %. Apskaičiuokite vidutinį 1,333 MeV energijos smailės impulsų skaičių per sekundę, jeigu <sup>60</sup>Co šaltinis, kurio aktyvumas 150 kBq, yra 40 cm atstumu nuo detektoriaus (matavimų geometrija yra tokia, kaip 15.11 pav.).
- 21.6. Toliau išvardyti pagrindiniai blyksimojo detektoriaus parametrai, kurie svarbūs gama spektroskopijai:
  - (a) scintiliatoriaus tankis;
  - (b) vidutiniai energijos nuostoliai vienam blyksnio fotonui scintiliatoriuje;
  - (c) scintiliatoriaus vidutinis atominis numeris (*Z*);
  - (d) radioaktyviojo šaltinio ir detektoriaus sistemos geometrija;
  - (e) fotodaugintuvo stiprinimo koeficientas;
  - (f) fotodaugintuvo fotokatodo kvantinis našumas;
  - (g) įtampos impulsų stiprintuvo stiprinimo koeficientas;
  - (h) blyksnio fotonų santykinė dalis, kuris pasiekia fotokatodą.

Nurodykite parametrus, kurie turi didžiausią įtaką detektoriaus *fotoefektyvumui*, ir parametrus, kurie turi didžiausią įtaką detektoriaus *energinei skyrai*.

21.7. 2 MeV energijos γ kvantų fotoelektrinės sugerties, Komptono sklaidos ir sugerties dėl elektrono ir pozitrono porų kūrimo NaI(Tl) scintiliatoriuje skerspjūvių santykiai yra atitinkamai 1 : 20 : 2. Apskaičiuokite blyksimojo detektoriaus su NaI(Tl) scintiliatoriumi fotodalį "mažo detektoriaus" artinyje. Ar realaus detektoriaus fotodalis yra didesnė, ar mažesnė už tą vertę? Paaiškinkite šio skirtumo priežastis.