VILNIAUS UNIVERSITETAS

Andrius Poškus

ATOMO FIZIKA
IR
BRANDUOLIO FIZIKOS EKSPERIMENTINIAI METODAI

(15 ir 16 skyriai)

Vilnius 2008

Turinys

15. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės

15.1. Supaprastintas detektoriaus modelis

Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorius – tai įtaisas jonizuojančiajai spinduliuotei aptikti ir jos energijai pakeisti kitų rūšių energija, kurią būtų galima matuoti. Kad būtų įmanoma aptikti spinduliuotę, ji turi sąveikauti su detektoriaus darbine medžiaga. Šios sąveikos rūšys ir fizikiniai mechanizmai buvo aprašyti 12 skyriuje. Sąveikos rezultatas – tai detektoriaus *signalas*, kurį galima matuoti. Skirtinguose detektoriuose naudojami skirtingi signalai: tai gali būti elektros srovės impulsai, dalelių pėdsakai branduolinėje emulsijoje ir kt. Šių signalų registravimo ir matavimo metodai taip pat labai įvairūs. Prieš aptardami konkrečių tipų detektorius, išnagrinėsime hipotetinį detektorių, kuris veikia pagal tokį bendrą modelį:

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

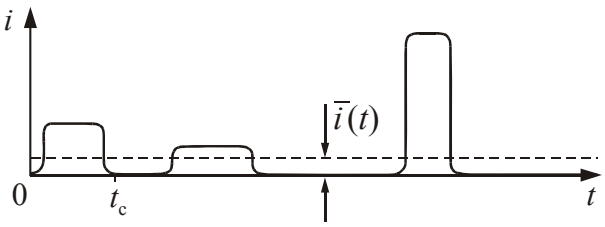
Toks detektoriaus modelis tinka analizuojant dujinius ir puslaidininkinius detektorius[1].

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

Taigi, detektorių galima modeliuoti srovės šaltiniu, kuris generuoja srovės impulsą $i(t)$ kiekvieną kartą, kai su detektoriaus darbine medžiaga sąveikauja dalelė. Skirtingų impulsų amplitudės (aukščiai) ir trukmės (pločiai) gali būti įvairūs, priklausomai nuo juos sukėlusių sąveikos įvykių ypatybių (žr. 15.1 pav.). Kiekvieno srovės impulso trukmė yra lygi krūvio surinkimo trukmei. Tą trukmę žymėsime t_c (žr. 15.1 pav.) Srovės impulso integralas laiko atžvilgiu yra lygus pilnutiniam sukurtam krūviui Q:

$$\int_0^{t_c} i(t)\mathrm{d}t = Q. \qquad (15.1.1)$$

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



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

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

15.2. Detektoriaus veika

Detektoriaus veika gali būti impulsinė veika ir nuolatinės srovės veika. ***Impulsinės veikos*** matavimo įrenginiai, kurie jungiami prie detektoriaus, yra sukonstruoti taip, kad atskirai registruotų *kiekvieną* srovės impulsą, kurį sukelia sąveikos įvykis detektoriuje. Taip registruojamos atskiros dalelės, kurios sąveikauja su detektoriumi. Matuojant atskirų dalelių energiją (radiacinė spektroskopija), visada naudojama impulsinė veika. Tada matuojamas kiekvieno srovės impulso integralas (15.1.1), t. y. pilnutinis krūvis Q, kuris tiesiogiai susijęs su dalelės energijos nuostoliais detektoriuje. Kitas atvejis, kai reikalinga impulsinė veika – tai dalelių (t. y. srovės impulsų) skaičiavimas nepriklausomai nuo Q vertės. Tokie matavimai naudingi tada, kai reikia žinoti tik dalelių pataikymo į detektorių vidutinį dažnį, bet ne atskirų dalelių energijas (pavyzdys – radioaktyviojo šaltinio aktyvumo matavimas). Kai sąveikos įvykių dažniai yra labai dideli, impulsinę veiką gali būti sunku arba net neįmanoma realizuoti, nes intervalai tarp srovės impulsų gali pasidaryti per maži, kad tuos impulsus būtų galima išskirti, arba gretimi impulsai gali persikloti vienas su kitu. Tokiais atvejais naudojama ***nuolatinės srovės veika***, kai matuojama tik vidutinė srovė per laiką, kuris daug ilgesnis už intervalus tarp sąveikos įvykių.

15.2.1. *Nuolatinės srovės veika*

Nuolatinės srovės veikoje prie detektoriaus jungiamas srovės matuoklis (pikoampermetras), kurio átsako (reakcijos) trukmė T yra daug ilgesnė už vidutinį laiką tarp gretimų srovės impulsų. Tada išmatuotasis signalas yra priklausanti nuo laiko srovė:

$$\bar{i}(t) = \frac{1}{T}\int_{t-T}^{t} i(t')\mathrm{d}t' . \qquad (15.2.1)$$

Tai yra srovės laikinis vidurkis per laiką nuo $t–T$ iki t. Šį laikinį vidurkį galėtų nusakyti, pvz., brūkšninė linija 15.1 pav. Tačiau, kadangi laikas T yra baigtinis, tai matuojamajam signalui (15.2.1) yra būdingos statistinės fliuktuacijos. T. y., net ir nekintant matavimų sąlygoms, srovė $\bar{i}(t)$ nėra pastovi, o svyruoja aplink vidutinę srovę $\bar{i}_0$. Kaip parodyta 15.2 pav., šie svyravimai pasireiškia „triukšmo signalu“:

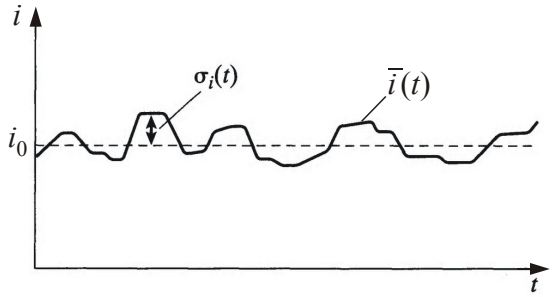
$$\sigma_i(t) \equiv \bar{i}(t) - \bar{i}_0 . \qquad (15.2.2)$$

Šio dydžio kvadrato laikinis vidurkis gali būti panaudotas kaip srovės svyravimų matas:

$$D_{\bar{i}} = \lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}\sigma_i^2(t')\mathrm{d}t' . \qquad (15.2.3)$$

Tai yra srovės dispersija. Kvadratinė šaknis iš šio reiškinio yra matuojamos srovės standartinis nuokrypis:

$$\sigma_{\bar{i}} = \sqrt{D_{\bar{i}}} . \qquad (15.2.4)$$



15.2 pav. Matuojama elektros srovė detektoriaus nuolatinės srovės veikoje. i_0 yra pastovioji komponentė, o $\sigma_i(t)$ yra atsitiktinė komponentė

Tarkime, kad visų srovės impulsų pilnutiniai krūviai (integralai) yra vienodi ir lygūs Q. Tada matuojama srovė $\bar{i}(t)$ yra lygi $n(t)Q/T$, kur $n(t)$ yra per laiko tarpą nuo $t–T$ iki t įvykusių sąveikos įvykių skaičius; vidutinė srovė i_0 yra lygi $\bar{n}Q/T$, kur $\bar{n}$ yra skaičiaus $n(t)$ laikinis vidurkis; matuojamosios srovės standartinis nuokrypis $\sigma_{\bar{i}}$ yra lygus $\sigma_n Q/T$, kur σ_n yra skaičiaus $n(t)$ standartinis nuokrypis. Iš Puasono skirstinio aptarimo žinome, kad per duotą laiko tarpą užregistruotų sąveikos įvykių skaičiaus n standartinis nuokrypis yra lygus šakniai iš to skaičiaus vidurkio (žr. G priedas, (G.4.14) formulė):

$$\sigma_n = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{rT} ; \qquad (15.2.5)$$

čia r yra vidutinis sąveikos įvykių dažnis. Vadinasi, matuojamosios srovės *santykinis* standartinis nuokrypis yra lygus

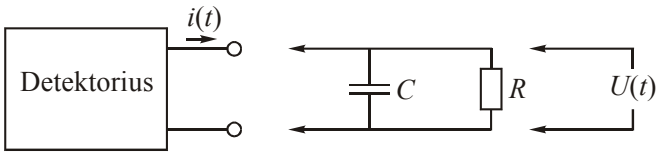
$$\frac{\sigma_{\bar{i}}}{i_0} = \frac{\sigma_n}{\bar{n}} = \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} = \frac{1}{\sqrt{rT}} . \qquad (15.2.6)$$

Taigi, norint sumažinti srovės svyravimus, reikia didinti pikoampermetro atsako laiką T. Tačiau tada padidės matavimo sistemos inertiškumas, t. y. matavimo sistema lėčiau reaguos į greitus spinduliuotės intensyvumo arba sąveikos prigimties pokyčius.

Reikia turėti omenyje, kad (15.2.6) formulė buvo gauta, remiantis prielaida, kad krūvis, kuris atsirado detektoriuje kiekvieno sąveikos įvykio metu (Q), yra pastovus. Todėl šis rezultatas atspindi tik impulsų laiko momentų atsitiktinius svyravimus, bet ne jų amplitudžių svyravimus.

15.2.2. *Impulsinė veika*

Impulsinėje veikoje detektoriaus srovės impulsas yra paverčiamas įtampos impulsu, kuris paskui yra stiprinamas ir registruojamas arba analizuojamas. Į daugelio detektorių sudėtį įeina specialus įtaisas, kuris detektoriaus srovės impulsą paverčia įtampos impulsu. Tas įtaisas vadinamas ***priešstiprintuviu*** (toks pavadinimas atspindi tą faktą, kad priešstiprintuvio įtampos impulso amplitudė dažnai būna nepakankamai didelė, kad tą impulsą būtų galima analizuoti, todėl impulsas dar yra stiprinamas). Supaprastintoje analizėje prie detektoriaus elektrodų prijungtą įrangą (pvz., priešstiprintuvį arba stiprintuvą) galima pakeisti ekvivalentine lygiagrečiąja RC grandine kaip parodyta 15.3 pav. Šioje schemoje R yra grandinės įėjimo varža, o C yra detektoriaus talpõs[1] ir prie jo elektrodų prijungtos įrangos įėjimo talpos suma (talpą C vadinsime detektoriaus „ekvivalentine talpa“). Matuojamas signalas – tai įtampos kritimas $U(t)$ varžoje R (ekvivalentinės RC grandinės „išėjimo įtampa“). Šį įtampos impulsą toliau taip ir vadinsime: „matuojamas signalas“, „matuojamas impulsas“ arba „matuojama įtampa“. Šį impulsą reikia skirti nuo detektoriaus srovės impulso: „detektoriaus srove“ vadinsime minėtos ekvivalentinės RC grandinės (priešstiprintuvio) „įėjimo srovę“ $i(t)$ (žr. 15.3 pav.). Bendroji impulso $U(t)$ išraiška, esant bet kokiam srovės $i(t)$ pavidalui, yra išvesta F priede ((F.4.7) formulė).



15.3 pav. Detektoriaus impulsinės veikos supaprastinta ekvivalentinė schema

Pvz., tarkime, kad detektoriaus srovė yra stačiakampis impulsas, kurio trukmė lygi krūvio surinkimo trukmei t_c (žr. 15.4a pav.):

$$i(t)=\begin{cases} i_0, & \text{kai } 0\le t\le t_c; \\ 0, & \text{kai } t<0 \text{ arba } t>t_c. \end{cases} \tag{15.2.7}$$

Įrašę srovės išraišką (15.2.7) į (F.4.7) ir apskaičiavę integralą, gauname:

$$U(t)=\begin{cases} i_0R\left[1-\exp\left(-\dfrac{t}{RC}\right)\right], & \text{kai } 0\le t\le t_c; \quad (15.2.8a) \\ i_0R\left[1-\exp\left(-\dfrac{t_c}{RC}\right)\right]\exp\left(-\dfrac{t-t_c}{RC}\right), & \text{kai } t>t_c. \quad (15.2.8b) \end{cases}$$

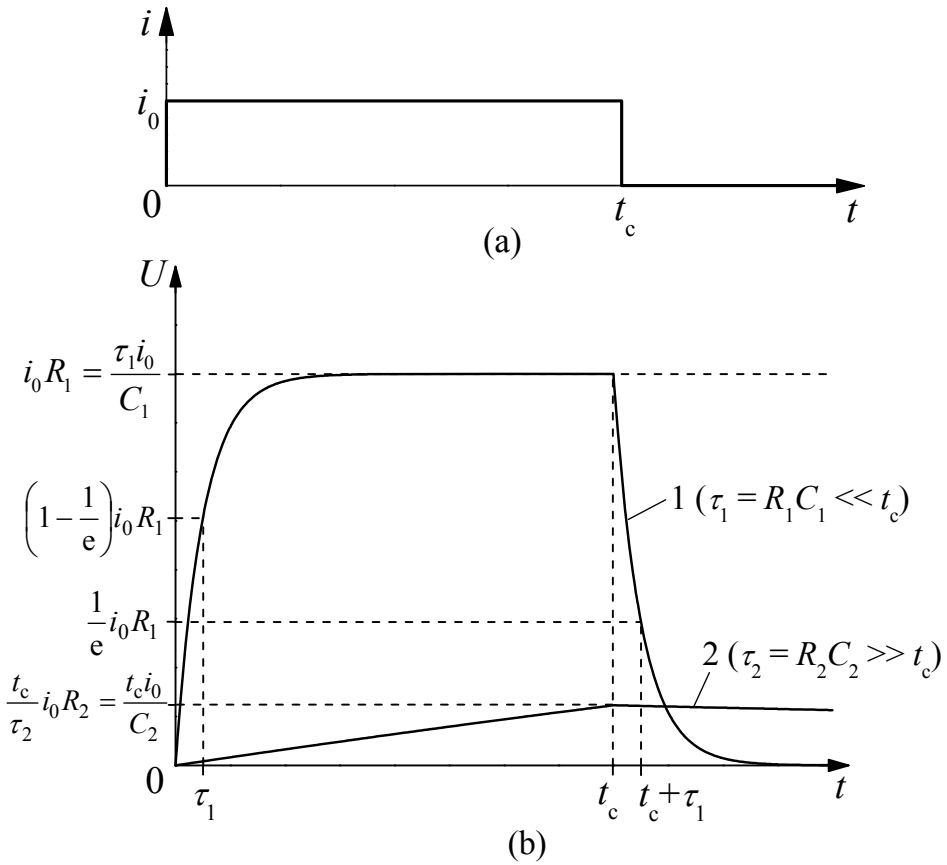
Šis įtampos impulsas pavaizduotas 15.4b pav. Matome, kad laiko intervale $0\le t\le t_c$ įtampa didėja, asimptotiškai artėdama prie didžiausios vertės i_0R. Laikas, per kurį įtampa pasiekia tą vertę (t. y. įsisotina), yra RC eilės (per laiką RC įtampa padidėja iki $(1-1/e)\,i_0R\approx 0{,}63i_0R$, o per laiką $3RC$ – iki $0{,}95i_0R$). Kai $t>t_c$, įtampa eksponentiškai mažėja, asimptotiškai artėdama prie nulio. Šio mažėjimo trukmė taip pat yra RC eilės (per laiką RC įtampa sumažėja $e\approx 2{,}718$ karto, o per laiką $3RC$ – maždaug 20 kartų).

(15.2.8a,b) išraiškose matome, kad signalo forma ir trukmė priklauso nuo krūvio surinkimo trukmės t_c ir nuo RC grandinės trukmės konstantos $\tau=RC$ (šis teiginys yra bendras – jis galioja esant bet kokio pavidalo įėjimo signalui $i(t)$). Aptarsime du ribinius atvejus: 1) trukmės konstanta τ yra daug mažesnė už krūvio surinkimo trukmę t_c; 2) trukmės konstanta τ yra daug didesnė už t_c.

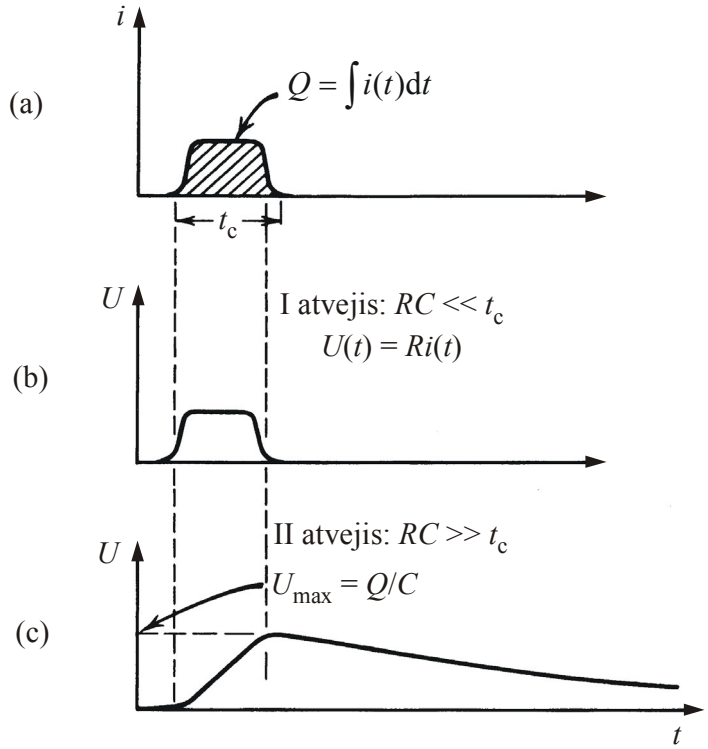
I atvejis. Maža RC ($\tau \ll t_c$).

Šiuo atveju laikas, per kurį $U(t)$ padidėja iki didžiausios vertės i_0R, ir laikas, per kurį $U(t)$ sumažėja iki nulio, yra daug mažesni už srovės impulso trukmę t_c, todėl (15.2.8a) išraišką galima aproksimuoti lygybe $U(t)\approx i_0R$ (kai $t<t_c$), o (15.2.8b) išraišką galima aproksimuoti lygybe $U(t)\approx 0$ (kai $t>t_c$). Taigi, matuojamas signalas yra lygus $U(t)\approx Ri(t)$, t. y. tiesiog proporcingas detektoriaus srovei $i(t)$ (žr. 15.5b pav. ir pirmąją kreivę 15.4b pav.), o rezistoriumi R tekanti srovė yra praktiškai lygi momentinei srovei detektoriuje $i(t)$ (t. y. talpa C praktiškai neturi įtakos rezistoriaus R srovei). Ši išvada galioja ne vien stačiakampiui srovės impulsui, bet ir tada, kai krūvio surinkimo metu detektoriaus srovė $i(t)$ yra bet kokia pakankamai lėtai kintanti laiko funkcija. Tokia detektorių veika kartais naudojama, kai svarbu tiksliai nustatyti dalelių pataikymo į detektorių laiko momentus esant dideliam sąveikos įvykių dažniui.

[1] Blyksimojo detektoriaus talpa – tai fotodaugintuvo anodo talpa.



15.4 pav. (a) Stačiakampis srovės impulsas, kurio trukmė t_c, o aukštis i_0. (b) Ekvivalentinės *RC* grandinės išėjimo įtampos impulsas, kai detektoriaus srovė krūvio surinkimo metu yra pastovi ir lygi i_0. Pirmoji kreivė atitinka *RC* grandinę su maža trukmės konstanta $\tau_1 << t_c$, o antroji – *RC* grandinę su didele trukmės konstanta $\tau_2 >> t_c$. Kad būtų vaizdžiau, kreivės nubraižytos, remiantis prielaida, kad abiem atvejais skiriasi tik talpos ($C_1 << C_2$), o rezistoriaus varža yra vienoda ($R_1 = R_2$), nors praktikoje trukmės konstanta keičiama keičiant varžą



15.5 pav. (a) Hipotetinio detektoriaus srovės impulsas. (b) Matuojama įtampa $U(t)$ esant mažai apkrovos grandinės trukmės konstantai. (c) Matuojama įtampa esant didelei apkrovos grandinės trukmės konstantai

II atvejis. Didelė RC ($\tau >> t_c$).

Šiuo atveju skaičiuojant (15.2.8a) reiškinį galima pasinaudoti tokia aproksimacija:

$$\exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \approx 1 - \frac{t}{RC}. \tag{15.2.9}$$

Įrašę (15.2.9) į (15.2.8a), išvedame:

$$U(t) \approx i_0 R \cdot \frac{t}{RC} = \frac{i_0 t}{C}, \quad \text{kai } 0 \le t \le t_c. \tag{15.2.10}$$

Vadinasi, jeigu krūvio surinkimo metu detektoriaus srovė $i(t)$ yra pastovi, tada talpoje C sukauptas krūvis ir matuojamas signalas $U(t)$ didėja tiesiškai (žr. 15.5c pav. ir antrąją kreivę 15.4b pav.).

Pastarąjį reiškinį galima užrašyti šitaip:

$$U(t) = \frac{1}{C}\int_0^t i(t')dt' \qquad (0 \le t \le t_c). \tag{15.2.11}$$

(15.2.11) lygybė galioja ne vien stačiakampiui srovės impulsui, bet ir tada, kai krūvio surinkimo metu detektoriaus srovė $i(t)$ yra bet kuri kita laiko funkcija. Todėl tokią detektoriaus veiką (su didele trukmės konstanta RC) galima vadinti „srovės integravimo veika“. Krūvio surinkimo metu įtampa $U(t)$ didėja. Ši įtampos impulso dalis vadinama impulso „priekiniu frontu“.

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

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

$$U_{\max} = \frac{Q}{C}; \tag{15.2.12}$$

čia Q nusakomas (15.1.1) reiškiniu (stačiakampio srovės impulso $Q = i_0 t_c$). Paskui talpa C pradeda išsikrauti per apkrovos varžą R, o įtampos kritimas $U(t)$ pradeda eksponentiškai mažėti (žr. 15.5c pav.):

$$U(t)\big|_{t>t_c} = U_{\max}\exp\left(-\frac{t-t_c}{RC}\right). \tag{15.2.13}$$

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

Kadangi atvejis $\tau >> t_c$ dažniausiai pasitaiko praktikoje, tai svarbu padaryti keletą bendrų išvadų. Visų pirma matuojamo įtampos impulso priekinio fronto trukmė yra lygi krūvio surinkimo trukmei detektoriuje. Ši trukmė nepriklauso nuo išorinių įrenginių, kurie prijungti prie detektoriaus, savybių. Tačiau užpakalinio fronto trukmę lemia apkrovos (t. y. ekvivalentinės RC grandinės) trukmės konstanta $\tau = RC$ (žr. (15.2.13) formulę). Praktiškai galima laikyti, kad įtampa sumažėja iki nulio per laiką, kuris apytiksliai lygus $3\tau = 3RC$ (nes $e^{-3} \approx 0{,}05 << 1$). Taigi, išėjimo impulso priekinio fronto trukmė priklauso nuo detektoriaus, o užpakalinio fronto trukmė priklauso nuo išorinių įrenginių. Ši išvada galioja daugumos detektorių impulsinei veikai, kai $RC >> t_c$. Antra, įtampos impulso amplitudė $U_{\max}$ lygi sąveikos metu detektoriuje sukurto krūvio Q ir ekvivalentinės talpos C santykiui (žr. (15.2.12) formulę).

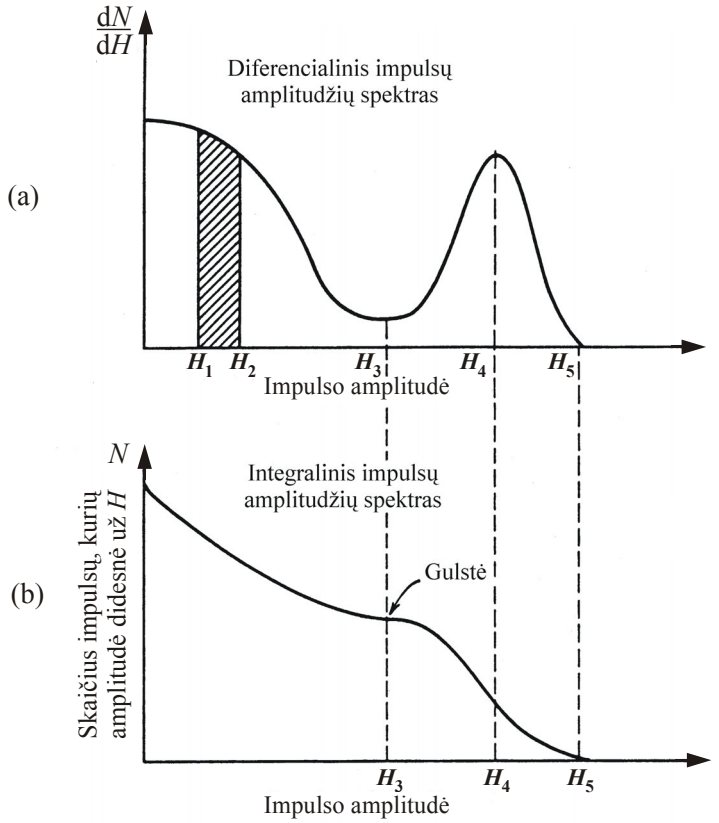
Reikia turėti omenyje, kad anksčiau aprašytas detektoriaus impulsinės veikos modelis yra labai supaprastintas. Realiuose detektoriuose yra naudojami įvairūs impulso formavimo įtaisai (pvz., nuosekliai sujungti įtampos diferenciatorius ir įtampos integratorius), kurie beveik nekeičia impulso priekinio fronto trukmės, tačiau sutrumpina užpakalinį frontą ir šitaip sumažina pilnutinę impulso trukmę. Todėl sumažėja tikimybė, kad skirtingi impulsai persiklos laike.

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

Detektoriaus impulsinė veika suteikia daug daugiau informacijos apie spinduliuotę negu nuolatinės srovės veika, kurioje prarandama visa informacija apie atskirų detektoriaus srovės impulsų amplitudes. Todėl impulsinė veika praktikoje naudojama dažniau už nuolatinės srovės veiką. Toliau šiame skyriuje bus aptariama tik impulsinė veika.

15.3. Impulsų amplitudžių spektrai

Kaip minėta 15.2.2 poskyryje, impulsinėje veikoje kiekvieno impulso amplitudė yra proporcinga krūviui, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu (žr. (15.2.12) formulę). Išmatavę didelį skaičių tokių impulsų, pastebėtume, kad jų amplitudės nėra vienodos. Impulsų amplitudžių pasiskirstymas gali atspindėti ir krintančiųjų dalelių energijos spektrą, ir detektoriaus atsako į apibrėžtos energijos daleles fliuktuacijas. Todėl amplitudžių pasiskirstymas dažnai naudojamas tiriant krintančiąją spinduliuotę arba paties detektoriaus veikimą.



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

Dažniausiai naudojamas impulsų amplitudžių pasiskirstymo atvaizdavimo būdas – tai vadinamasis ***diferencialinis impulsų amplitudžių spektras***. Tokio spektro pavyzdys pateiktas 15.6a pav. Ant horizontaliosios ašies yra atidedama impulso amplitudė (išreikšta voltais V). Ant vertikaliosios ašies atidedamas impulsų, kurių amplitudės priklausė nykstamo pločio intervalui, skaičius dN ir to intervalo pločio dH santykis dN/dH (matavimo vienetai – atvirkštiniai voltai V^{-1}). Impulsų, kurių amplitudės priklausė intervalui nuo H_1 iki H_2, skaičius $N\,(H_1<H<H_2)$ nustatomas integruojant diferencialinį amplitudžių spektrą nuo H_1 iki H_2:

$$N(H_1 < H < H_2) = \int_{H_1}^{H_2} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}H}\mathrm{d}H\,. \quad (15.3.1)$$

Šį integralą nusako brūkšniuotasis plotas 15.6a pav. Pilnutinis impulsų skaičius N_0 nustatomas integravus visą spektrą:

$$N_0 = \int_0^{\infty} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}H}\mathrm{d}H\,. \quad (15.3.2)$$

Didžiausią impulsų amplitudę nusako abscisė taško, kuriame spektras tampa lygus nuliui (pvz., 15.6a pav. didžiausia amplitudė yra H_5). Spektro maksimumai (pvz., taške H_4) atitinka tikimiausias amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios užregistruojamos ypač dažnai. Spektro minimumai (pvz., taške H_3) atitinka mažiausiai tikėtinas amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios ypač retai užregistruojamos. Bet koks fizikinis amplitudžių spektro aiškinimas yra susijęs su spektro *integralų* (t. y. plotų) skaičiavimu. Ordinatė (dN/dH) įgyja fizikinę prasmę tik padauginus ją iš abscisės pokyčio (ΔH): $(\mathrm{d}N/\mathrm{d}H)\cdot\Delta H \approx \Delta N$, kur ΔN yra skaičius impulsų su amplitudėmis tarp H ir $H + \Delta H$.

Tą pačią informaciją, kurią nusako diferencialinis impulsų amplitudžių spektras, galima išreikšti naudojant vadinamąjį ***integralinį impulsų amplitudžių spektrą***. Integralinis amplitudžių spektras, kuris atitinka 15.6a pav. pavaizduotą diferencialinį spektrą, yra pateiktas 15.6b pav. Sudarant integralinį spektrą, ant abscisių ašies taip pat atidedama impulso amplitudė, o ant ordinačių ašies atidedamas skaičius impulsų, kurių amplitudės yra didesnės už duotą vertę (abscisę):

$$N(H) = \int_H^{\infty} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}H}\mathrm{d}H\,. \quad (15.3.3)$$

$N(H)$ visada yra monotoniškai mažėjanti funkcija, nes, jeigu $H_2 > H_1$, tada impulsų, kurių amplitudės didesnės už H_2, visada yra mažiau negu impulsų, kurių amplitudės didesnės už H_1. Integralinio spektro

vertė taške $H = 0$ nusako pilnutinį impulsų skaičių N_0. Integralinis amplitudžių spektras tampa lygus nuliui taške, kuris atitinka didžiausią amplitudę (15.6b pav. – taške $H = H_5$).

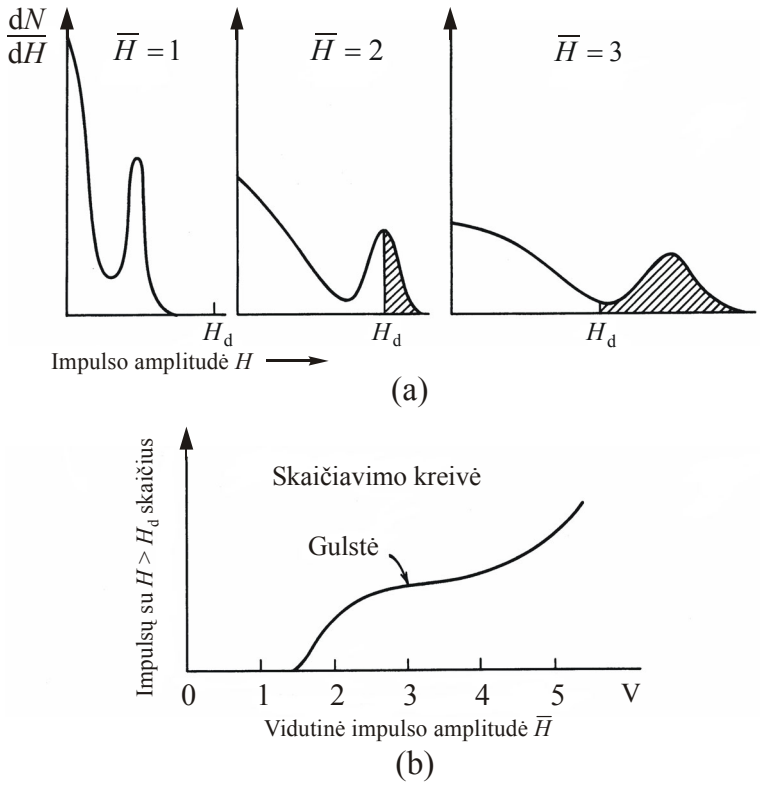
Diferencialinis ir integralinis amplitudžių spektrai suteikia vienodą informaciją apie amplitudžių pasiskirstymą ir yra vienareikšmiškai susiję vienas su kitu. Bet kokią amplitudę H atitinkanti diferencialinio spektro vertė yra lygi integralinio spektro išvestinės (polinkio) moduliui, kuris atitinka tą pačią amplitudę H. Diferencialinio spektro maksimumai atitinka didžiausią integralinio spektro polinkį (15.6 pav. – taškas H_4). Diferencialinio spektro minimumai atitinka mažiausią integralinio spektro polinkį (15.6 pav. atveju – taškas H_3). Mažus spektro pokyčius lengviau pastebėti naudojant diferencialinį spektrą, todėl praktikoje diferencialinis spektras naudojamas dažniau už integralinį.

15.4. Detektoriaus skaičiavimo charakteristika. Skaičiavimo gulstė

Detektoriaus signalas perduodamas į impulsų skaičiavimo įrenginį (prieš tai signalas dar gali būti stiprinamas). Kiekvienam skaičiavimo įrenginiui yra būdinga tam tikra ***jautrio riba*** – mažiausia impulso amplitudė, kurią gali užregistruoti tas įrenginys. Šią jautrio ribą žymėsime H_d. Taigi, skaičiuojami tik tie impulsai, kurių amplitudė didesnė už H_d. Kartais matavimų metu įmanoma pakeisti jautrio ribą arba signalo vidutinę amplitudę. Sumažinus H_d arba padidinus vidutinę amplitudę (t. y. sustiprinus signalą), daugiau signalų viršija jautrio ribą, todėl skaičiavimo sparta padidėja. Pvz., tarkime, kad 15.6 pav. atlikti keli vienodos trukmės matavimai, kurie skiriasi vienas nuo kito jautrio ribos H_d verte. Jeigu tuose matavimuose jautrio riba keičiama nuo 0 iki H_5, tada tų matavimų rezultatų visuma nusakys integralinį impulsų amplitudžių spektrą, kuris pavaizduotas 15.6b pav.

Atliekant ilgus matavimus, jautrio riba H_d gali svyruoti dėl matavimų įrangos netobulumo. Todėl, skaičiuojant daleles, dažnai pageidautina pasirinkti tokią veiką, kurioje matavimų rezultatai kuo mažiau priklausytų nuo jautrio ribos H_d. Pvz., 15.6 pav. rezultatai bus stabiliausi tada, kai jautrio riba lygi H_3. Tame taške integralinio amplitudžių spektro polinkis yra mažiausias, todėl maži jautrio ribos pokyčiai turės mažiausią įtaką užregistruotų dalelių skaičiui. Apskritai mažiausio polinkio sritys integraliniame amplitudžių spektre vadinamos ***skaičiavimo gulstėmis***. Praktikoje pageidautina, kad dalelių skaičiavimo sistemos veika atitiktų gulstės sritį ir kad šios srities plotis būtų kuo didesnis, o polinkis – kuo mažesnis, nes tada sistemos veika yra stabiliausia.

Anksčiau teigėme, kad amplitudžių spektras yra pastovus, o keičiama tik jautrio riba. Praktikoje galima realizuoti ir atvirkščią situaciją: jautrio riba yra pastovi, o keičiamas amplitudžių spektras. Amplitudžių spektrą galima pakeisti reguliuojant impulsų stiprinimą. Padidinus stiprinimą, amplitudžių spektras išsitempia išilgai H ašies (t. y. impulsų vidutinė amplitudė padidėja), o sumažinus stiprinimą – „susispaudžia“, t. y. impulsų vidutinė amplitudė sumažėja (žr. 15.7a pav.). Jeigu tarp detektoriaus ir skaičiavimo įtaiso yra prijungtas tiesinis stiprintuvas, tada tokį efektą galima gauti pakeitus to stiprintuvo stiprinimo koeficientą. Tačiau dažnai impulsų vidutinę amplitudę galima pakeisti keičiant detektoriaus maitinimo įtampą (pvz., žr. 17.3 pav. 17.1.2 poskyryje). 15.7a pav. pavaizduoti trys diferencialiniai amplitudžių spektrai, kurie atitinka tris vidutinės amplitudės vertes $\overline{H}$. Visais atvejais jautrio riba H_d yra vienoda. Be to, laikoma, kad visais atvejais pilnutinis plotas po diferencialinio spektro kreive taip pat yra vienodas (t. y. pilnu-



15.7 pav. (a) Diferencialinio amplitudžių spektro kitimas keičiant impulsų stiprinimą (t. y. vidutinę impulso amplitudę $\overline{H}$); (b) atitinkama skaičiavimo kreivė

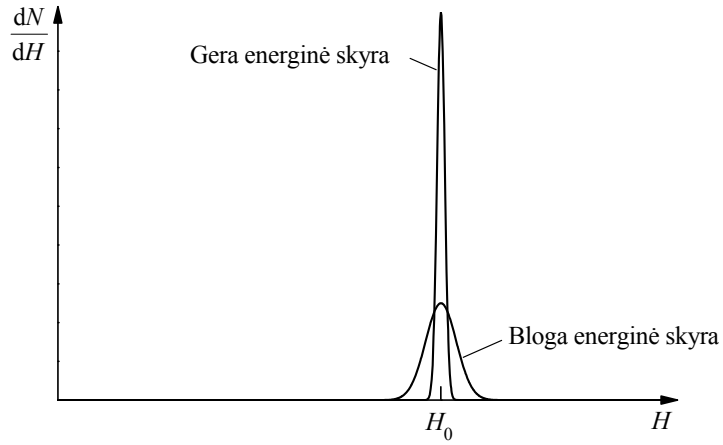
tinis detektoriaus išėjimo impulsų skaičius nepriklauso nuo vidutinės amplitudės). Šiame pavyzdyje užregistruotų dalelių skaičius bus lygus 0, kai $\overline{H} = 1$ V, nes šiuo atveju visų impulsų amplitudės yra mažesnės už H_d. Impulsai bus pradėti registruoti, kai $\overline{H}$ yra tarp 1 V ir 2 V. Galima atlikti matavimus, kurių metu kryptingai keičiama vidutinė impulsų amplitudė ir tuo pat metu skaičiuojamos dalelės. Skaičiavimo spartos priklausomybė nuo impulsų vidutinės amplitudės arba nuo kito dydžio, kuris lemia vidutinę amplitudę (pvz., stiprinimo koeficiento arba detektoriaus maitinimo įtampos), vadinama detektoriaus ***skaičiavimo charakteristika*** arba ***skaičiavimo kreive***. Tokios kreivės pavyzdys pateiktas 15.7b pav. Šios kreivės pavidalas daugeliu atžvilgių panašus į integralinį amplitudžių spektrą, tačiau dabar turime to spektro veidrodinį atvaizdą (plg. su 15.6b pav.), nes, esant mažoms vidutinėms amplitudėms, impulsai nėra registruojami, o esant didelėms vidutinėms amplitudėms, registruojami beveik visi impulsai. Integralinio amplitudžių spektro gulstės atitinka skaičiavimo charakteristikos gulstes. 15.7b pav. mažiausias skaičiavimo charakteristikos polinkis atitinka $\overline{H} \approx 3$ V, nes tada jautrio riba yra ties diferencialinio spektro minimumu.

15.5. Detektoriaus energinė skyra

Spinduliuotės detektoriai dažnai naudojami matuojant spinduliuotės energijos spektrą. Tokie matavimai priskiriami ***radiacinei spektroskopijai***. Vėlesniuose skyriuose bus pateikti tokių matavimų pavyzdžiai naudojant konkrečių tipų detektorius. Šiame poskyryje aptarsime kai kurias bendrąsias detektorių charakteristikas, kurios svarbios radiacinės spektroskopijos srityje.

15.5.1. *Amplitudinė atsako funkcija ir amplitudinė skyra*

Radiacinės spektroskopijos požiūriu svarbiausia detektoriaus charakteristika yra detektoriaus atsakas į monoenerginę spinduliuotę (t. y. į vienodos energijos dalelių srautą). Diferencialinis impulsų amplitudžių spektras, kuris gaunamas monoenerginės spinduliuotės sąlygomis, yra vadinamas detektoriaus ***amplitudine atsako funkcija*** (arba tiesiog „atsako funkcija“) duotajai krintančiųjų dalelių energijai. Atsako funkciją, kuri atitinka duotąją dalelių energiją E_0, žymėsime $G(H; E_0)$. Impulso amplitudė H yra atsako funkcijos argumentas, o spinduliuotės dalelių energija E_0 – funkcijos parametras. 15.8 pav. pavaizduotos dvi atsako funkcijos, kurios atitinka vienodą spinduliuotės energiją. Kadangi energija yra vienoda, abi atsako funkcijos turi maksimumus tame pačiame taške H_0 (jis nusako vidutinę impulsų amplitudę). Jeigu abiem atvejais buvo užregistruotas vienodas impulsų skaičius, tada abiejų maksimumų *plotai* (integralai) taip pat yra vienodi. Tačiau akivaizdu, kad maksimumų *pločiai* yra skirtingi. Didesnis maksimumo plotis atitinka blogesnę *energinę skyrą*. Didelis maksimumo plotis reiškia, kad impulsų amplitudžių fliuktuacijos buvo didelės, nors kiekvieno sąveikos įvykio metu detektoriaus darbinei medžiagai buvo perduotas tas pats energijos kiekis. Mažinant šias fliuktuacijas, atsako funkcijos plotis mažėja ir atsako funkcija artėja prie Dirako δ funkcijos (žr. E priedą). Akivaizdu, kad, mažėjant atsako funkcijos pločiui, tampa lengviau išskirti smulkias spinduliuotės energijos spektro detales.



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

Prieš pateikiant tiksliąją energinės skyros apibrėžtį, naudinga apibrėžti dar vieną „tarpinę“ sąvoką – amplitudinę skyrą. Detektoriaus ***amplitudinė skyra*** R_H – tai detektoriaus amplitudinės atsako funkcijos pločio ΔH, išmatuoto pusės maksimumo aukštyje, ir to maksimumo centro padėties H_0 santykis[1] (žr. 15.9a pav.):

$$R_H = \frac{\Delta H}{H_0}. \qquad (15.5.1)$$

[1] Jeigu egzistuoja fonas (t. y. pašalinis dėmuo, kuris įeina į matuojamąją atsako funkciją), tada, prieš skaičiuojant amplitudinę skyrą, tą foną reikia atimti.

15.5.2. *Energinė atsako funkcija ir energinė skyra*

Vidutinė signalo amplitudė H_0 yra dalelių energijos funkcija:

$$H_0 = f(E_0)\,. \tag{15.5.2}$$

Atvirkštinę funkciją žymėsime $h(H_0)$:

$$E_0 = h(H_0)\,. \tag{15.5.3}$$

Monoenerginės spinduliuotės *tikrąją* dalelių energiją E_0 nusako tik viena vertė (15.5.3). Tačiau, naudojant funkciją $h(H)$, *kiekvienai* impulso amplitudei H (taip pat ir toms, kurios skiriasi nuo vidutinės amplitudės H_0) galima priskirti tam tikrą energiją E:

$$E = h(H)\,. \tag{15.5.4}$$

Todėl diferencialinį amplitudžių spektrą $\mathrm{d}N/\mathrm{d}H$ galima transformuoti į ***diferencialinį energijos spektrą*** $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E$. Tam išreiškiame energijos pokytį $\mathrm{d}E$ diferencijuodami (15.5.4) lygybę:

$$\mathrm{d}E = h'(H)\mathrm{d}H \equiv \frac{1}{f'(E)}\mathrm{d}H\,. \tag{15.5.5}$$

Todėl

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = f'(E)\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}H}\,. \tag{15.5.6}$$

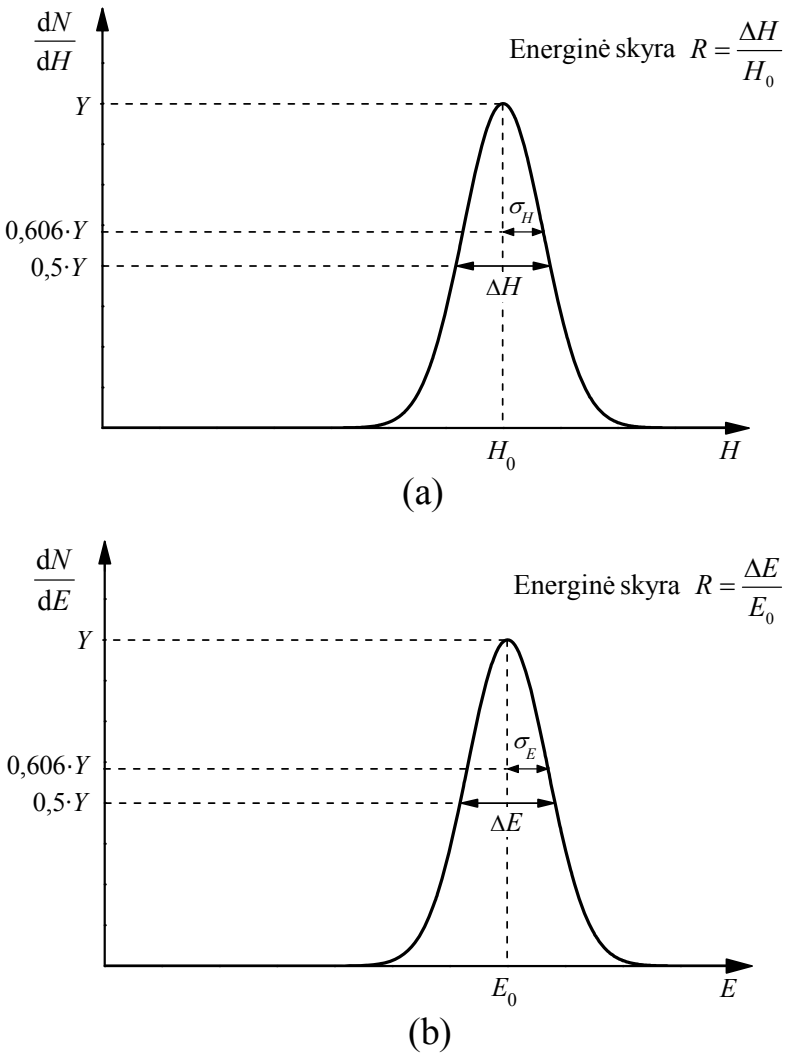
Taigi, norint diferencialinį amplitudžių spektrą paversti diferencialiniu energijos spektru, reikia visų taškų abscises H pakeisti atitinkamomis energijomis $E = h(H)$, o ordinates padauginti iš $f'(E)$. Jeigu šis spektras gautas, esant monoenerginei spinduliuotei, tada jis vadinamas ***energine atsako funkcija*** duotajai krintančiųjų dalelių energijai. Šią funkciją žymėsime $G(E; E_0)$. Tikroji dalelių energija E_0 yra šios funkcijos parametras, o apskaičiuota pagal impulso amplitudę energija (15.5.4) – funkcijos argumentas. Turint energinę atsako funkciją, galima apibrėžti energinę skyrą – lygiai taip pat kaip pagal amplitudinę atsako funkciją apibrėžiama amplitudinė skyra. Taigi, detektoriaus ***energinė skyra*** R – tai detektoriaus energinės atsako funkcijos pločio ΔE, išmatuoto pusės maksimumo aukštyje, ir to maksimumo centro padėties E_0 santykis (žr. 15.9b pav.):

$$R = \frac{\Delta E}{E_0}\,. \tag{15.5.7}$$

Detektoriuose, kurie skirti spinduliuotės spektro tyrimui, vidutinės amplitudės H_0 ir dalelių energijos E_0 sąntykis turi būti konstanta:

$$H_0 = const \cdot E_0\,. \tag{15.5.8}$$

Įsitikinsime, kad tada energinė skyra yra lygi amplitudinei skyrai. Laikysime, kad spektro maksimumo energinis ir amplitudinis pločiai ΔE ir ΔH yra maži, todėl jie susiję taip pat kaip diferencialai (žr. (15.5.5)):



15.9 pav. Detektoriaus energinės skyros apibrėžimas. (a) Amplitudinė atsako funkcija; σ_H – amplitudės standartinis nuokrypis; ΔH – amplitudinės atsako funkcijos plotis pusės smailės aukštyje (Gauso funkcijos pavidalo smailės $\Delta H = 2{,}35\sigma_H$). (b) Energinė atsako funkcija; σ_E – pagal amplitudę apskaičiuotos energijos standartinis nuokrypis; ΔE – energinės atsako funkcijos plotis pusės smailės aukštyje (Gauso funkcijos pavidalo smailės $\Delta E = 2{,}35\sigma_E$)

$$\Delta E = \frac{1}{f'(E_0)} \Delta H . \tag{15.5.9}$$

Įrašę (15.5.9) į (15.5.7) ir atsižvelgę į tai, kad $f'(E_0) = const$ (žr. (15.5.8)), darome išvadą

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta H}{H_0}, \tag{15.5.10}$$

t. y. $R = R_H$. Todėl praktikoje amplitudinė skyra dažnai vadinama „energine skyra“ (pvz., žr. [16]). Toliau šios dvi sąvokos nebus skiriamos viena nuo kitos.

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

15.5.3. *Krūvininkų skaičiaus fliuktuacijų įtaka energinei skyrai*

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

Daugelyje detektorių paskutinio iš minėtų veiksnių (krūvio Q fliuktuacijų) vaidmuo yra didžiausias. Šios fliuktuacijos yra susijusios su krūvio Q diskrečia prigimtimi. Šį krūvį sudaro baigtinis skaičius krūvininkų, kurių kiekvieno krūvis lygus e:

$$Q = N_c e ; \tag{15.5.11}$$

čia N_c yra sukurtų kurio nors vieno ženklo krūvininkų (arba priešingų ženklų krūvininkų porų) skaičius. Dujinio detektoriaus krūvininkų pora – tai laisvasis elektronas ir teigiamasis jonas, o puslaidininkinio detektoriaus krūvininkų pora yra laisvasis elektronas ir skylė. Blyksimojo detektoriaus N_c yra iš fotodaugintuvo fotokatodo surinktų elektronų skaičius. Skaičius N_c nėra tiksliai apibrėžtas (net ir monoenerginės spinduliuotės sąlygomis), todėl ir krūvis Q nėra tiksliai apibrėžtas. Šių fliuktuacijų dydį galima įvertinti remiantis prielaida, kad krūvininkų atsiradimas detektoriuje yra Puasono vyksmas (žr. G priedas, G.4.2 skyrelis, paskutinė pastraipa). Tada sukurtųjų krūvininkų skaičiaus N_c standartinis nuokrypis yra lygus $\sqrt{\bar{N}_c}$, kur $\bar{N}_c$ yra vidutinis skaičius krūvininkų, kuriuos sukuria duotos energijos dalelė (žr. G priedas, (G.4.14) formulė). Kadangi praktikoje $\bar{N}_c$ visada būna didesnis už 20, tai skaičiaus N_c Puasono skirstinį galima aproksimuoti Gauso skirstiniu (G.4.16). Kadangi impulso amplitudė proporcinga krūviui Q (žr. (15.2.12)), o krūvis proporcingas N_c, tai amplitudė taip pat proporcinga N_c:

$$H = KN_c ; \tag{15.5.12}$$

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

$$G(H) = \frac{N_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2} \right); \tag{15.5.13}$$

čia σ yra impulso amplitudės standartinis nuokrypis ($\sigma = K\sqrt{\bar{N}_c}$), o N_0 yra pilnutinis impulsų skaičius (atsako funkcijos integralas nuo $-\infty$ iki $+\infty$). Gauso funkcijos plotis pusės maksimumo aukštyje yra lygus $2{,}35\sigma = 2{,}35K\sqrt{\bar{N}_c}$. Vadinasi, Puasono vyksmo artinyje energinę skyrą galima išreikšti šitaip:

$$R\big|_{\text{Puasono riba}} = \frac{\Delta H}{H_0} = \frac{2{,}35\sigma}{H_0} = \frac{2{,}35K\sqrt{\bar{N}_c}}{K\bar{N}_c} = \frac{2{,}35}{\sqrt{\bar{N}_c}} . \tag{15.5.14}$$

Tai yra mažiausia skyra, kurią įmanoma pasiekti, kai krūvininkų atsiradimas yra Puasono vyksmas. Kitų veiksnių, kurie sąlygoja impulsų amplitudžių fliuktuacijas, vaidmenį galima sumažinti tobulinant įrangą, kuri prijungta prie detektoriaus, arba optimizuojant matavimų sąlygas (pvz., mažinant temperatūrą), tačiau atsiradusių krūvininkų skaičiaus fliuktuacijų neįmanoma sumažinti žemiau ribos, kurią nusako (15.5.14) formulė (jeigu krūvininkų atsiradimas yra Puasono vyksmas).

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

15.5.4. *Fano faktorius*

Kai kurių detektorių energinės skyros matavimai rodo, kad mažiausia pasiekiama R vertė gali būti 3–4 kartus mažesnė už ribinę vertę (15.5.14), kuri atitinka Puasono vyksmą. Tai rodo, kad krūvininkų kūrimas detektoriaus darbinėje medžiagoje nėra Puasono vyksmas. Šį energinės skyros sumažėjimą galima suprasti išnagrinėjus tokį hipotetinį atvejį: tarkime, kad visa detektoriaus darbinei medžiagai perduotoji krintančiosios dalelės energija išeikvojama vien tik krūvininkų kūrimui detektoriaus tūryje (pvz., dujų molekulių jonizavimui). Tada pilnutinis sukurtų krūvininkų porų skaičius būtų lygus $N_c = E_0/W_{min}$, kur W_{min} yra mažiausioji energija, kuri reikalinga vienai krūvininkų porai sukurti (pvz., dujų molekulės jonizacijos energija). Kadangi energija W_{min} yra tiksliai apibrėžta (ji priklauso nuo detektoriaus darbinės medžiagos), tai monoenerginės spinduliuotės sukurtų krūvininkų skaičius taip pat būtų tiksliai apibrėžtas. Taigi, tokiu atveju energinė skyra būtų lygi nuliui, o atsako funkcija būtų Dirako delta funkcijos pavidalo. Remiantis šiuo pavyzdžiu, galima teigti, kad mažiausia pasiekiama energinė skyra priklauso ne vien nuo sukurtų krūvininkų skaičiaus, bet ir nuo dalelės energijos dalies, kuri buvo išeikvota jų kūrimui. Puasono riba (15.5.14) atitinka tą atvejį, kai krūvininkų kūrimui išeikvojama labai maža dalelės energijos dalis (likusi dalis prarandama kitais būdais, pvz., virsta atomų šiluminio judėjimo energija). Tačiau dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose krūvininkų kūrimui eikvojama didelė dalelės energijos dalis. Pvz., 16.1 lentelėje (16.2.1 poskyryje) matome, kad kai kuriose dujose daugiau kaip pusė krintančiosios dalelės energijos eikvojama jonų porų kūrimui. Todėl mažiausia pasiekiama energinė skyra yra mažesnė už tą, kurią nusako (15.5.14) formulė. Šis sukurtų krūvininkų skaičiaus statistinių fliuktuacijų sumažėjimas, palyginti su Puasono vyksmo atveju, kiekybiškai nusakomas vadinamuoju „Fanò faktoriumi“ (italų kilmės amerikiečių fiziko Ugo Fano garbei). ***Fano faktorius*** apibrėžiamas kaip krūvininkų skaičiaus dispersijos D_{Nc} ir Puasono skirstinio dispersijos (kuri lygi vidurkiui $\bar{N}_c$), santykis:

$$F \equiv \frac{D_{N_c}}{\bar{N}_c}. \tag{15.5.15}$$

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

$$R_{min} = \frac{2{,}35\sigma_{min}}{V_0} = \frac{2{,}35K\sqrt{F\bar{N}_c}}{K\bar{N}_c} = 2{,}35\sqrt{\frac{F}{\bar{N}_c}}. \tag{15.5.16}$$

Puslaidininkiniams ir dujiniams detektoriams Fano faktorius yra artimas 0,1, todėl R_{min} yra 3–4 kartus mažesnis už Puasono ribą (15.5.14). Blyksimuosiuose detektoriuose krūvininkų kūrimui eikvojama daug mažesnė dalelės energijos dalis, todėl blyksimųjų detektorių $F \approx 1$, o mažiausią energinę skyra nusako (15.5.14) formulė.

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

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

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

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

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

Tikimybių teorijoje įrodoma, kad tuo atveju, kai nepriklausomų fliuktuacijų šaltinių skaičius yra pakankamai didelis (praktiškai – didesnis už 4), o jų visų įtaka pilnutinei matuojamojo dydžio dispersijai yra apytiksliai vienoda, tada matuojamojo dydžio skirstinys yra artimas Gauso skirstiniui, net kai atskiri fliuktuacijų šaltiniai yra apibūdinami kitokio pavidalo skirstiniais (žr. G priedas, G.4.4 skyrelis). Todėl Gauso funkcija (15.5.13) yra dažnai naudojama atsako funkcijų aproksimavimui.

15.6. Detektoriaus efektyvumas

15.6.1. *Absoliutusis ir santykinis efektyvumas*

Detektoriaus išėjimo įtampos impulsas atsiranda tik tada, kai krintančioji dalelė sąveikauja su detektoriaus darbine medžiaga (pvz., jonizuoja atomą). Jeigu krintančiosios dalelės turi elektros krūvį (pvz., α arba β dalelės), tada sąveikos tikimybė kelio vienetui yra didelė, todėl dalelė pradeda sąveikauti su detektoriaus medžiaga vos tik patekusi į detektoriaus aktyvųjį tūrį. Tokiu atveju sukurtų krūvininkų skaičius kelio vienetui taip pat yra didelis, todėl net ir mažame atstume (daug mažesniame už dalelės siekį) sukurtųjų krūvininkų skaičius yra pakankamas tam, kad impulsą galėtų užregistruoti matavimų įranga. Todėl palyginti lengva pasiekti, kad būtų užregistruojama kiekviena α arba β dalelė, kuri patenka į detektorius aktyviąją sritį.

Antra vertus, dalelės, kurios neturi elektros krūvio (pvz., γ kvantai arba neutronai), nueina daug didesnį atstumą tarp sąveikos įvykių negu tokios pačios energijos elektringosios dalelės. Todėl yra galima situacija, kai neutralioji dalelė patenka į detektoriaus tūrį, tačiau nėra užregistruojama, nes nė karto nesąveikauja su detektoriaus darbinės medžiagos atomais, arba sąveikos įvykių skaičius nėra pakankamas, kad impulsą galėtų užregistruoti matavimų įranga.

Siekiant kiekybiškai apibūdinti detektoriaus gebėjimą užregistruoti daleles, vartojama detektoriaus efektyvumo sąvoka. Vartojamos dvi efektyvumo apibrėžtys:

1) ***absoliutusis efektyvumas*** ε_{abs} – tai užregistruotų sąveikos įvykių (detektoriaus impulsų) skaičiaus ir *visų* dalelių, kurias per tą patį laiką išspinduliavo radioaktyvusis šaltinis, skaičiaus santykis;
2) ***santykinis efektyvumas*** arba ***savitasis efektyvumas*** ε – tai užregistruotų sąveikos įvykių (detektoriaus impulsų) skaičiaus ir į detektoriaus aktyvųjį tūrį *pataikiusių* dalelių skaičiaus santykis.

Absoliutusis efektyvumas priklauso ne vien nuo detektoriaus ir spinduliuotės savybių, bet ir nuo matavimų geometrijos (ypač – nuo atstumo tarp šaltinio ir detektoriaus), nes ji lemia pataikiusių į detektorių dalelių skaičiaus ir šaltinio išspinduliuotų dalelių pilnutinio skaičiaus santykį. Santykinis efektyvumas priklauso nuo detektoriaus darbinės medžiagos, aktyviosios srities storio spinduliuotės kryptimi, spinduliuotės prigimties ir jos energijos spektro. Santykinio efektyvumo priklausomybė nuo atstumo tarp šaltinio ir detektoriaus yra daug silpnesnė negu absoliučiojo efektyvumo. Todėl, apibūdinant detektorių (žinynuose ir kt.), nurodomas santykinis efektyvumas, išskyrus tuos atvejus, kai detektorius yra skirtas veikti tiksliai apibrėžtos matavimų geometrijos sąlygomis. Jeigu spinduliuotės šaltinis yra izotropinis (t. y. dalelių srauto tankis yra vienodas visomis kryptimis), tada absoliutusis ir santykinis efektyvumai yra susiję tarpusavyje tokiu sąryšiu:

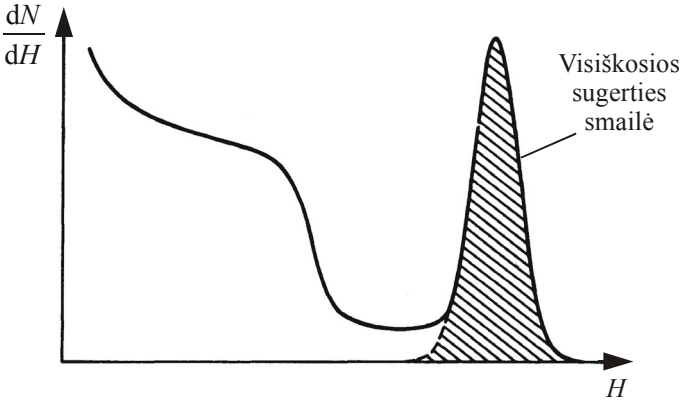
$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{abs}} \frac{4\pi}{\Omega}; \tag{15.6.1}$$

čia Ω yra erdvinis kampas, kuriuo matoma detektoriaus darbinė sritis žiūrint iš šaltinio taško. Toliau detektoriaus santykinį efektyvumą ε vadinsime tiesiog „efektyvumu“.

15.6.2. *Pilnutinis ir smailės efektyvumas*

Anksčiau pateiktose efektyvumo apibrėžtyse buvo įskaitomi visi sąveikos įvykiai detektoriuje, t. y. visi detektoriaus impulsai. Toks efektyvumas vadinamas ***pilnutiniu efektyvumu***. Jeigu yra duotas diferencialinis amplitudžių spektras (pvz., žr. 15.10 pav.), tada sąveikos įvykių skaičius (trupmenos skaitiklis skaičiuojant pilnutinį efektyvumą) yra lygus to spektro integralui nuo 0 iki ∞. Tačiau kartais efektyvumą patogiau atskirai apibrėžti tik vienai sąveikos rūšiai. Dažnai, skaičiuojant efektyvumą, įskaitomi tik tie sąveikos įvykiai detektoriuje, kurių metu krintančioji dalelė praranda *visą* energiją. Taip apibrėžtas efektyvumas vadinamas ***smailės efektyvumu*** (angl. *peak efficiency*), nes diferencialiniame

amplitudžių spektre tokie įvykiai pasireiškia kaip maksimumas („smailė“), kuris yra didžiausių amplitudžių srityje, t. y. spektro dešiniajame krašte (kaip 15.10 pav.). Šis maksimumas vadinamas ***visiškosios sugerties maksimumu*** arba ***visiškosios sugerties smaile***. Sąveikos įvykių, kurių metu buvo sugerta visa dalelės energija, skaičių galima apskaičiuoti tiesiog integravus spektro dalį ties visiškosios sugerties smaile (15.10 pav. tą integralą nusako brūkšniuotasis plotas). Sąveikos įvykiai, kurių metu dalelė aktyviajame tūryje praranda tik dalį savo energijos, pasireiškia mažesnės amplitudės impulsais, t. y. atitinka spektro dalį, kuri yra į kairę nuo visiškosios sugerties smailės. Tokie įvykiai gali atsirasti, pvz., kai dalelė išsklaidoma detektoriaus aktyviajame tūryje prarasdama jame dalį savo energijos, o paskui išeina iš detektoriaus. Be to, yra galimas vyksmas, kai dalelė praranda dalį energijos dėl sklaidos aplinkiniuose objektuose, o paskui sugeriama detektoriuje. Taigi, tokių įvykių skaičius (kartu – ir pilnutinis efektyvumas) priklauso ne tik nuo detektoriaus savybių, bet ir nuo jo aplinkos. Tuo tarpu visiškosios sugerties įvykių skaičius priklauso tik nuo detektoriaus savybių ir nepriklauso nuo jo aplinkos. Todėl vietoj pilnutinio efektyvumo dažnai patogiau vartoti smailės efektyvumą. Dar vienas dydis, kuris kartais pateikiamas žinynuose – tai smailės efektyvumo ir pilnutinio efektyvumo santykis:



15.10 pav. Visiškosios sugerties smailė diferencialiniame impulsų amplitudžių spektre

$$r = \frac{\varepsilon_{\text{smailė}}}{\varepsilon_{\text{piln}}}. \tag{15.6.2}$$

15.6.3. *Šaltinio aktyvumo matavimas, kai yra žinomas detektoriaus santykinis efektyvumas*

Žinant detektoriaus efektyvumą, galima išmatuoti radioaktyviojo šaltinio aktyvumą. Tarkime, kad detektorius, kurio efektyvumas lygus ε, per laiko vienetą detektuoja n dalelių, o šaltinis spinduliuoja daleles izotropiškai ir dalelės nėra sugeriamos tarp šaltinio ir detektoriaus. Šaltinio aktyvumą žymėsime Φ. Tarkime, kad aktyvumas kartu nusako ir per laiko vienetą iš šaltinio išlekiančių dalelių skaičių (t. y. vienas skilimas – tai viena išspinduliuota dalelė). Vadinasi, absoliutusis efektyvumas lygus $\varepsilon_{\text{abs}} = n / \Phi$. Pasinaudoję (15.6.1) sąryšiu, gauname tokią per laiko vienetą išspinduliuotų dalelių skaičiaus išraišką:

$$\Phi = n\frac{4\pi}{\varepsilon\Omega}. \tag{15.6.3}$$

Taigi, matuojant šaltinio aktyvumą, reikia žinoti Ω – erdvinį kampą, kuriuo iš šaltinio taško matoma detektoriaus darbinė sritis. Šis erdvinis kampas lygus paviršiniam integralui

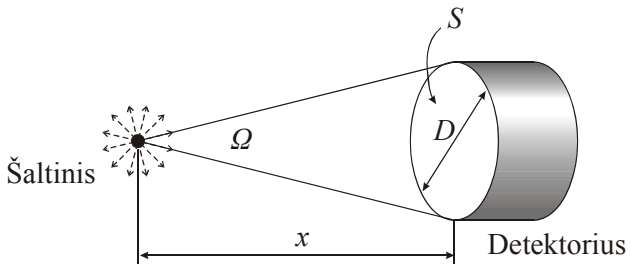
$$\Omega = \int_S \frac{\cos\eta}{r^2}\,\mathrm{d}S\,; \tag{15.6.4}$$

čia integruojama detektoriaus darbinės srities paviršiumi, kuris atsuktas į šaltinį, η yra kampas tarp to paviršiaus ploto elemento dS normalės ir krypties į šaltinio tašką, o r yra atstumas tarp ploto elemento dS ir krypties į šaltinio tašką. Reikia turėti omenyje, kad Ω išraiška (15.6.4) galioja tik vienam konkrečiam šaltinio taškui. Jeigu šaltinio negalima laikyti taškiniu (t. y. jeigu jo matmenys nėra maži, palyginti su atstumu iki detektoriaus), tada (15.6.3) reiškinyje reikia naudoti *vidutinį* erdvinį kampą, kuris gaunamas apskaičiavus (15.6.4) reiškinio vidurkį visų šaltinio tūrio elementų atžvilgiu. Tam reikia integruoti (15.6.4) reiškinį šaltinio tūrio atžvilgiu ir padalyti iš to tūrio:

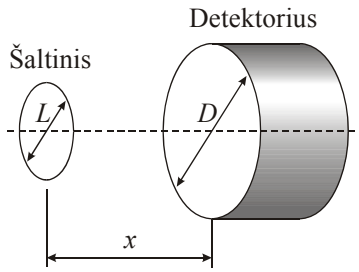
$$\Omega = \frac{1}{V}\int_V \mathrm{d}V \int_S \mathrm{d}S\,\frac{\cos\eta}{r^2}\,; \tag{15.6.5}$$

čia V yra šaltinio tūris.

Dažnai spinduliuotės šaltinis yra pakankamai mažas, kad jį būtų galima aproksimuoti taškiniu šaltiniu. Jeigu matavimų geometrija yra tokia kaip parodyta 15.11 pav., tada erdvinis kampas Ω lygus



15.11 pav. Taškinio radioaktyviojo šaltinio ir detektoriaus tarpusavio išsidėstymas



15.12 pav. Disko formos šaltinis ir detektorius

$$\Omega = 2\pi\left[1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + (D/2)^2}}\right]; \tag{15.6.6}$$

čia x yra atstumas tarp šaltinio ir detektoriaus, o D yra detektoriaus priekinio paviršiaus (arba jame esančio langelio) skersmuo. Kai $x >> D$, erdvinis kampas tampa apytiksliai lygus detektoriaus priekinio paviršiaus ploto ir atstumo kvadrato santykiui:

$$\Omega \approx \frac{S}{x^2} = \frac{\pi D^2}{4x^2}, \tag{15.6.7}$$

t. y. erdvinis kampas (ir užregistruotas α dalelių skaičius) yra apytiksliai atvirkščiai proporcingas atstumo kvadratui. Pvz., kai $x = 3D$, (15.6.7) formulės santykinė paklaida, palyginti su tikslesniąja išraiška (15.6.6), yra tik 2 %.

Kita dažnai praktikoje pasitaikanti matavimų geometrija pavaizduota 15.12 pav. Čia matome, kad šaltinis ir detektorius – tai du turintys bendrą ašį lygiagretūs diskai. Įrodyta [16], kad šiuo atveju vidutinis erdvinis kampas, kuriuo matomas detektorius iš šaltinio, yra lygus

$$\Omega = \frac{4\pi D}{L}\int_0^\infty \frac{\exp(-xk)J_1(Lk/2)J_1(Dk/2)}{k}\mathrm{d}k, \tag{15.6.8}$$

kur $J_1(x)$ yra pirmosios eilės Beselio funkcija, kuri apibrėžiama šitaip:

$$J_1(z) \equiv \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\cos(\theta - z\sin\theta)\mathrm{d}\theta \equiv \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} e^{\mathrm{i}(z\sin\theta-\theta)}\mathrm{d}\theta.$$

(15.6.8) integralo neįmanoma išreikšti analiziškai; jį galima apskaičiuoti tik skaitmeniniais metodais. Šio integralo apytikslė išraiška yra šitokia[1]:

$$\Omega = 2\pi\left[1 - \frac{1}{(1+\beta)^{1/2}} - \frac{3}{8}\frac{\alpha\beta}{(1+\beta)^{5/2}} + \alpha^2 F_1 - \alpha^3 F_2\right], \tag{15.6.9}$$

$$F_1 = \frac{5}{16}\frac{\beta}{(1+\beta)^{7/2}} - \frac{35}{64}\frac{\beta^2}{(1+\beta)^{9/2}},$$

$$F_2 = \frac{35}{128}\frac{\beta}{(1+\beta)^{9/2}} - \frac{315}{256}\frac{\beta^2}{(1+\beta)^{11/2}} + \frac{1155}{1024}\frac{\beta^3}{(1+\beta)^{13/2}};$$

čia

$$\alpha \equiv \left(\frac{L}{2x}\right)^2; \qquad \beta \equiv \left(\frac{D}{2x}\right)^2,$$

kur x yra atstumas tarp šaltinio ir detektoriaus, D yra detektoriaus langelio skersmuo, o L yra šaltinio skersmuo. Ši apytikslė formulė yra pakankamai tiksli, jeigu šaltinio ir detektoriaus matmenys (L ir D) nėra daug didesni už atstumą x. Pvz., jeigu $L = D = 5x$, tada (15.6.9) reiškinio santykinis nuokrypis nuo tiksliosios vertės (15.6.8) yra tik –1,5 %. Jeigu $L = D = 2x$, tada santykinis nuokrypis yra tik 0,2 %. Akivaizdu, kad aproksimacijos (15.6.9) tikslumas sparčiai didėja mažėjant santykiams D / x ir L / x.

[1] Pagal [16] ir pagal *Carrillo H. R. V. Erratum to "Geometrical efficiency for a parallel disk source and detector" [Nucl. Instr. and Meth. A 371 (1996) 535–537] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 538, 2005, p. 814.*

15.7. Detektoriaus neveikos trukmė

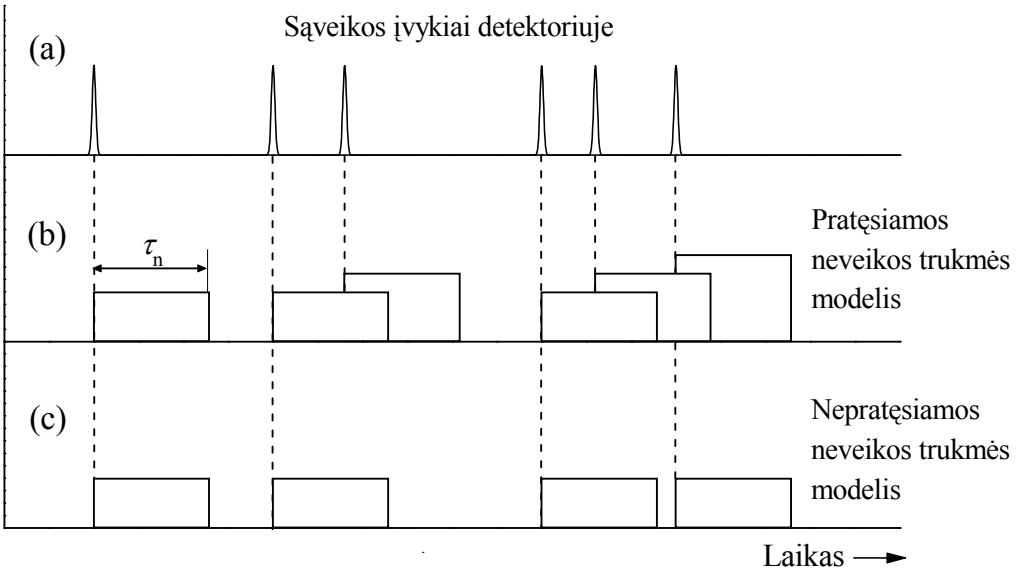
Dauguma detektorių po kiekvienos dalelės detektavimo laikinai nustoja registruoti kitas daleles. Šis laiko tarpas, kurio metu detektorius yra nejautrus spinduliuotei, vadinamas ***neveikos trukme***. Neveikos trukmė toliau bus žymima τ_n. Neveikos trukmė gali būti artima signalo trukmei, tačiau gali būti ir didesnė už ją.

15.7.1. *Neveikos trukmės modeliai*

Išsiaiškinsime, kaip pagal vidutinę skaičiavimo spartą N (signalų skaičius per laiko vienetą) apskaičiuoti tikrąjį dalelių sąveikos su detektoriaus darbine medžiaga įvykių (pvz., jonizacijos įvykių) vidutinį skaičių per laiko vienetą N_0. Dydis N_0 – tai skaičiavimo sparta, kuri būtų gauta tuo atveju, kai $\tau_n = 0$. Dydį N_0 vadinsime „tikrąja sparta“. Norint nustatyti N_0, nepakanka žinoti vien neveikos trukmę. Dar reikia žinoti, ar tai yra pratęsiamoji neveikos trukmė, ar nepratęsiamoji neveikos trukmė. Šias sąvokas iliustruoja 15.13 pav. Viršutiniame grafike (15.13a pav.) atidėti laiko momentai, kai su detektoriaus darbine medžiaga sąveikauja dalelės. Su kiekvienu sąveikos įvykiu yra susietas τ_n ilgio laiko tarpas, kurio metu detektorius negali registruoti kitų dalelių. Šie laiko tarpai yra parodyti 15.13b pav. Jeigu neveikos trukmė yra nepratęsiama, tada dalelė, kuri sąveikavo su detektoriumi neveikos intervale (pvz., dalelės Nr. 3 ir Nr. 5), nesukelia jokių pastebimų pokyčių. T. y. efektas toks pat lyg tų dalelių nebūtų (kaip 15.13c pav.). Todėl 15.13 pav. detektorius su nepratęsiamąja neveikos trukme užregistruotų 4 iš 6 dalelių (Nr. 1, Nr. 2, Nr. 4 ir Nr. 6). Jeigu neveikos trukmė yra pratęsiama, tada *kiekviena* dalelė, kuri sąveikavo su detektoriaus darbine medžiaga (įskaitant ir tas daleles, kurios pataikė į detektorių neveikos intervalo metu), pradeda naują τ_n trukmės laiko intervalą, kuriame detektorius yra nejautrus spinduliuotei. Vadinasi, jeigu sąveika įvyko neveikos intervalo metu (pvz., dalelės Nr. 3 ir Nr. 5), tada neveikos intervalas pratęsiamas. Todėl 15.13 pav. atveju detektorius su pratęsiamąja neveikos trukme neužregistruotų dalelės Nr. 6. Taigi, šiame pavyzdyje detektorius su pratęsiamąja neveikos trukme užregistruotų tik 3 iš 6 dalelių (Nr. 1, Nr. 2 ir Nr. 4).

Pratęsiamos ir nepratęsiamos neveikos trukmės modeliai tėra idealizuoti ribiniai atvejai. Realių sistemų veikimas dažnai aprašomas tarpiniu modeliu. Pvz., kaip parodyta 18.5b pav. (18.4.2 poskyryje), Geigerio ir Miulerio skaitiklio neveikos trukmė nėra pratęsiama, jeigu laiko tarpas tarp paskutiniojo impulso ir jonizacijos įvykio yra mažesnis už τ'_n (nes tada impulsas iš viso neatsiranda), tačiau yra pratęsiama, jeigu šis intervalas yra tarp τ'_n ir τ_n (nes tada atsiranda impulsas, kuris nėra užregistruojamas dėl pernelyg mažos amplitudės).

Visų pirma išvesime N ir N_0 sąryšį nepratęsiamos neveikos trukmės atveju. Tarkime, kad per laiko tarpą, kurio trukmė $t >> \tau_n$, sistema detektavo Nt dalelių. Kadangi po kiekvienos užregistruotos dalelės sistema buvo nejautri laiką τ_n, tai pilnutinis laikas, kurio metu sistema buvo nejautri, yra lygus $Nt\tau_n$. Taigi, vidutinis neužregistruotų sąveikos įvykių skaičius per matavimų trukmę yra lygus $N_0Nt\tau_n$, o tikrasis sąveikos įvykių skaičius yra lygus užregistruotų ir neužregistruotų sąveikos įvykių skaičių sumai:



15.13 pav. Pratęsiamos ir nepratęsiamos neveikos trukmės modelių aiškinimas

$$N_0 t = N_0 N t \tau_\mathrm{n} + N t$$

arba

$$N_0 = \frac{N}{1 - N\tau_\mathrm{n}}. \tag{15.7.1}$$

Taigi, kai neveikos trukmė τ_n yra žinoma, pagal išmatuotą skaičiavimo spartą N galima nesunkiai apskaičiuoti tikrąją spartą N_0. Iš (15.7.1) išplaukia, kad

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0\tau_\mathrm{n}}. \tag{15.7.2}$$

Kai $N_0 \to \infty$, šis reiškinys artėja prie $1/\tau_\mathrm{n}$. Vadinasi, nepratęsiamos neveikos trukmės atveju, didėjant tikrajai spartai N_0, skaičiavimo sparta didėja asimptotiškai artėdama prie atvirkštinės neveikos trukmės $1/\tau_\mathrm{n}$ (žr. 15.14 pav., ištisinė kreivė). (15.7.1) ir (15.7.2) formulės galioja tada, kai sistema yra nejautri laiką τ_n po *kiekvienos* užregistruotos dalelės. Praktikoje dažnai taip nėra. Jeigu matuojama kelis kartus, tada kiekvieno matavimo pradžioje skaitiklis jau būna parengtas dalelių registravimui, nors ankstesnio matavimo pabaigoje jis galėjo dar būti nejautrus (jeigu skirtumas tarp to matavimo pabaigos momento ir paskutinės dalelės užregistravimo momento buvo mažesnis už τ_n). Taigi, efektas toks, lyg skaitiklio neveikos trukmė kartais taptų mažesnė už tikrąją neveikos trukmę τ_n. Atsižvelgus į šį efektą, vietoj (15.7.2) gaunama tokia formulė[1]:

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0\tau_\mathrm{n}} + \frac{1}{2T} \cdot \frac{(N_0\tau_\mathrm{n})^2}{(1 + N_0\tau_\mathrm{n})^2}; \tag{15.7.3}$$

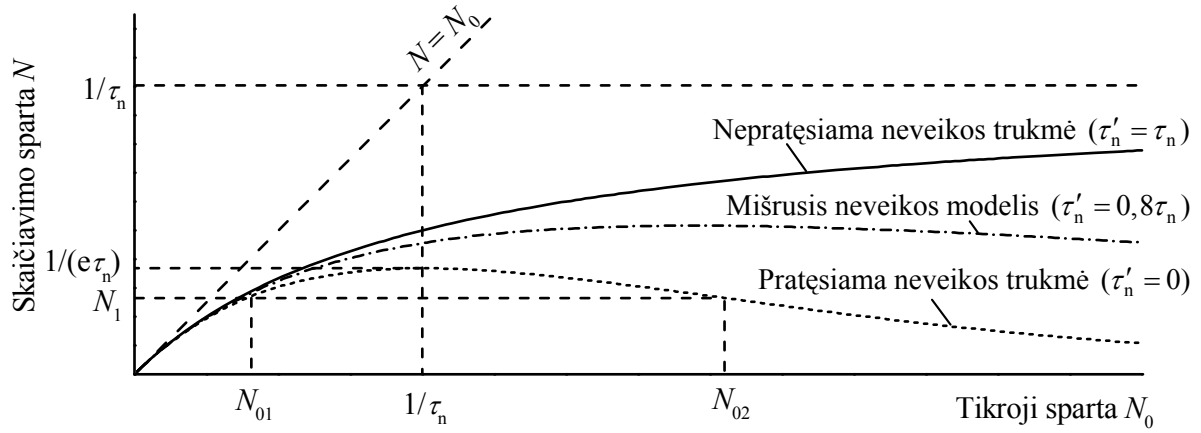
čia T yra vieno matavimo trukmė. Akivaizdu, kad antrasis dėmuo šiame reiškinyje negali būti didesnis už $1/(2T)$. Vadinasi, jeigu vidutinis dalelių skaičius per vieną matavimą (N_0T) yra daug didesnis už vienetą, o $N_0\tau_\mathrm{n}$ yra vienetų eilės arba mažesnis, tada (15.7.3) reiškinio antrojo dėmens galima nepaisyti ir (15.7.2) formulė lieka pakankamai tiksli, kad ją būtų galima taikyti praktikoje.

Esant pratęsiamai neveikos trukmei, neveikos intervalai nėra vienodos trukmės, todėl (15.7.1) ir (15.7.2) formulės negalioja. Šiuo atveju sąveikos įvykis užregistruojamas tik tada, kai laikas tarp to įvykio ir ankstesnio sąveikos įvykio yra didesnis už τ_n (nepriklausomai nuo to, ar ankstesnis sąveikos įvykis buvo užregistruotas, ar ne). Vadinasi, tikimybė, kad sąveikos įvykis bus užregistruotas, yra lygi tikimybei, kad intervalas tarp dviejų sąveikos įvykių yra didesnis už τ_n. Šią tikimybę nusako G priedo (G.9.4) formulė:

$$P(t > \tau_\mathrm{n}) = \mathrm{e}^{-N_0\tau_\mathrm{n}}. \tag{15.7.4}$$

Norint gauti dalelių skaičiavimo spartą N, reikia tikrąją spartą N_0 padauginti iš užregistruotų sąveikos įvykių santykinės dalies, kurią nusako (15.7.4) reiškinys:

$$N = N_0 \mathrm{e}^{-N_0\tau_\mathrm{n}}. \tag{15.7.5}$$



15.14 pav. Skaičiavimo spartos kitimas kintant tikrajai spartai. Pavaizduotos kreivės atitinka tris neveikos trukmės modelius: nėra pratęsimo, yra pratęsimas ir mišrusis. τ_n yra neveikos trukmė. τ'_n yra neveikos intervalo pradinė dalis, kurios metu dalelės negali sukelti neveikos intervalo pratęsimo. Dalelės, kurios sąveikauja su detektoriaus darbine medžiaga per laiko tarpą nuo τ'_n iki τ_n, pratęsia neveikos intervalą

[1] Pagal *Cantor B. I., Teicht M. C. Dead-time-corrected photocounting distributions for laser radiation // Journal of the Optical Society of America, vol. 65, no.7, 1975, p. 786–791.*

Jeigu žinomi N ir τ_n, tada (15.7.5) yra lygtis N_0 atžvilgiu. Šią lygtį galima išspręsti tik skaitmeniškai, nuosekliųjų artinių metodu. Taigi, esant pratęsiamai neveikos trukmei, neįmanoma gauti paprastos formulės (panašios į (15.7.1)), kuri išreikštų N_0, kai žinomi N ir τ_n. Didėjant N_0, (15.7.5) reiškinys iš pradžių didėja, pasiekia maksimumą, o paskui pradeda mažėti (15.14 pav., brūkšninė kreivė). Maksimumas pasiekiamas, kai $N_0 = 1/\tau_n$, o didžiausioji skaičiavimo sparta lygi $(1/e)\cdot(1/\tau_n) \approx 0{,}368/\tau_n$. Kai $N_0 >> 1/\tau_n$, neveikos intervalai yra daug kartų pratęsiami, todėl tik labai maža dalis sąveikos įvykių gali būti užregistruoti. Matome, kad pratęsiamos neveikos trukmės atveju pagal išmatuotą skaičiavimo spartą N neįmanoma vienareikšmiškai pasakyti, kokia yra tikroji sparta N_0, net jeigu yra žinoma neveikos trukmė τ_n (nes (15.7.5) lygtis turi du sprendinius). Pvz., kaip parodyta 15.14 pav., skaičiavimo spartos vertė N_1 gali reikšti, kad tikroji sparta yra lygi N_{01} arba N_{02}. Norint nustatyti, kuris iš dviejų sprendinių yra teisingas, reikia pakeisti tikrąją spartą žinoma kryptimi ir nustatyti, kuria kryptimi pasikeičia skaičiavimo sparta. Pvz., tikrąją spartą galima sumažinti padidinus atstumą tarp radioaktyviosios medžiagos ir detektoriaus. Jeigu tada skaičiavimo sparta padidėja, tai reiškia, kad tikroji sparta yra didesnė už $1/\tau_n$, t. y. teisingas sprendinys yra N_{02}.

Kaip matome 15.14 pav., esant pakankamai mažai tikrajai spartai N_0 (praktiškai – kai $N_0\tau_n < 0{,}2$), abu ribinius neveikos modelius atitinkančios kreivės beveik sutampa. Todėl, kai $N_0\tau_n < 0{,}2$, neveikos modelio pasirinkimas neturi didelės reikšmės, ir galima taikyti (15.7.1) formulę.

15.7.2. *Neveikos trukmės matavimas*

Norint pagal skaičiavimo spartą N nustatyti tikrąją spartą N_0, reikia žinoti neveikos trukmę τ_n. Neveikos trukmės matavimo metodai remiasi tuo, kad sąryšis tarp N ir N_0 yra netiesinis. T. y., padidinus N_0, skaičiavimo spartos N santykinis padidėjimas yra mažesnis už N_0 santykinį padidėjimą (žr. 15.14 pav.). Pagal šį skirtumą tarp N_0 ir N santykinių pokyčių galima apskaičiuoti τ_n.

Vienas iš dažnai taikomų neveikos trukmės matavimų metodų yra vadinamasis ***dviejų šaltinių metodas***. Taikant šį metodą, matuojamos skaičiavimo spartos su kiekvienu šaltiniu atskirai ir su abiem šaltiniais kartu. Kadangi sąryšis tarp skaičiavimo spartos ir tikrosios spartos yra netiesinis, tai skaičiavimo sparta, kuri gauta su abiem šaltiniais kartu, bus mažesnė už sumą skaičiavimo spartų, kurios gautos su kiekvienu šaltiniu atskirai. Neveikos trukmė gali būti apskaičiuota pagal šį skirtumą. Be minėtų trijų skaičiavimo spartų, praktikoje visada reikia atsižvelgti ir į natūraliąją aplinkos spinduliuotę (***foną***). Taigi, taikant dviejų šaltinių metodą, matuojamos keturios skaičiavimo spartos: 1) skaičiavimo sparta N_f, kai detektorių veikia tik aplinkos natūralioji spinduliuotė (fonas), 2) skaičiavimo sparta N_1, kai detektorius registruoja tik pirmojo šaltinio spinduliuotę ir foną, 3) skaičiavimo sparta N_{12}, kai detektorius vienu metu registruoja abiejų šaltinių ir fono spinduliuotę, 4) skaičiavimo sparta N_2, kai detektorius registruoja tik antrojo šaltinio spinduliuotę ir foną.

Išreikšime neveikos trukmę τ_n dydžiais N_f, N_1, N_2 ir N_{12}. Pagal (15.7.1) formulę

$$N_{0f} = \frac{N_f}{1 - N_f\tau_n}, \quad N_{01} = \frac{N_1}{1 - N_1\tau_n}, \quad N_{02} = \frac{N_2}{1 - N_2\tau_n}, \quad N_{012} = \frac{N_{12}}{1 - N_{12}\tau_n}; \tag{15.7.6}$$

čia N_0, N_{01}, N_{02} ir N_{012} yra atitinkamos tikrosios spartos (t. y. skaičiavimo spartos, kurios būtų gautos, jeigu neveikos trukmė būtų lygi nuliui). Laikydami, kad $N_f\tau_n << 1$, $N_1\tau_n << 1$, $N_2\tau_n << 1$ ir $N_{12}\tau_n << 1$, ir naudodamiesi apytiksle tapatybe $1/(1-x) \approx 1 + x$ (ji galioja, kai $x << 1$), vietoj (15.7.6) gauname:

$$N_{0f} \approx N_f(1 + N_f\tau_n), N_{01} \approx N_1(1 + N_1\tau_n), \quad N_{02} \approx N_2(1 + N_2\tau_n), N_{012} \approx N_{12}(1 + N_{12}\tau_n). \tag{15.7.7}$$

Kita vertus, galioja akivaizdi lygybė

$$N_{012} - N_{0f} = (N_{01} - N_{0f}) + (N_{02} - N_{0f}).$$

Šią lygybę galima užrašyti šitaip:

$$N_{012f} = N_{01f} + N_{02f} - N_{0f}. \tag{15.7.8}$$

Įrašę N_{0f}, N_{01}, N_{02} ir N_{012} išraiškas (15.7.7) į (15.7.8), išvedame lygtį τ_n atžvilgiu:

$$N_1(1 + N_1\tau_n) + N_2(1 + N_2\tau_n) - N_f(1 + N_f\tau_n) \approx N_{12}(1 + N_{12}\tau_n).$$

Šios lygties sprendinys yra

$$\tau_n \approx \frac{N_1 + N_2 - N_f - N_{12}}{N_{12}^2 - N_1^2 - N_2^2 + N_f^2}. \tag{15.7.9}$$

Neveikos trukmės išraiška (15.7.9) yra apytikslė, nes ji gauta pakeitus tiksliąsias lygybes (15.7.6) apytikslėmis lygybėmis (15.7.7). Jeigu šio pakeitimo nebūtų, tada, įrašę (15.7.6) reiškinius į (15.7.8) ir bendravardiklinę, gautume ketvirtosios eilės algebrinę lygtį τ_n atžvilgiu. Šios lygties sprendinys yra

$$\tau_{\mathrm{n}} = \frac{X(1-\sqrt{1-Z})}{Y}; \tag{15.7.10a}$$

čia

$$X = N_1 N_2 - N_{\mathrm{f}} N_{12}, \tag{15.7.10b}$$

$$Y = N_1 N_2 (N_{12} + N_{\mathrm{f}}) - N_{\mathrm{f}} N_{12} (N_1 + N_2), \tag{15.7.10c}$$

$$Z = \frac{Y(N_1 + N_2 - N_{12} - N_{\mathrm{f}})}{X^2}. \tag{15.7.10d}$$

Kadangi šis metodas remiasi skirtumo tarp dviejų labai artimų skaičių (N_{12} ir $N_1 + N_2 - N_{\mathrm{f}}$) matavimu, tai svarbu užtikrinti pakankamai didelį matavimų tikslumą. T. y. matavimai turi būti pakankamai ilgi. Be to, matuojant su kiekvienu šaltiniu atskirai, šaltinio padėtis atžvilgiu detektoriaus turi būti tiksliai tokia pat kaip ir matuojant su abiem šaltiniais vienu metu. Tai pasiekiama šitaip: išmatavus skaičiavimo spartą su pirmuoju šaltiniu (N_1), šalia jo pastatomas antrasis šaltinis (neliečiant pirmojo šaltinio), išmatuojama pilnutinė skaičiavimo sparta N_{12}, o paskui pirmasis šaltinis pašalinamas (neliečiant antrojo šaltinio) ir išmatuojama N_2.

Uždaviniai

15.1. Koks turi būti mažiausias sukurtų krūvininkų skaičius sąveikos įvykio metu, kad detektoriaus energinė skyra būtų neblogesnė už 0,5 %, jeigu detektoriaus Fano faktorius yra 0,1?

15.2. Detektoriaus impulsų apdorojimo sistemos (t. y. visų įrenginių, kurie jungiasi prie detektoriaus išėjimo) amplitudinė skyra yra 2 % (t. y., kai tos sistemos įėjimo impulsų amplitudės yra vienodos, išėjimo impulsų skirstinio santykinis plotis yra 2 %). Jeigu ši sistema naudojama su detektoriumi, kurio energinė skyra yra 4 %, kokia yra pilnutinė (detektoriaus ir impulsų apdorojimo sistemos) energinė skyra?

15.3. Taškinio γ šaltinio ir cilindrinio detektoriaus tarpusavio išsidėstymas yra toks kaip 15.11 pav. Detektoriaus skersmuo $D = 10$ cm, atstumas tarp šaltinio ir detektoriaus $x = 20$ cm, detektoriaus santykinis smailės efektyvumas esant 1 MeV γ kvanto energijai yra $\varepsilon_{\mathrm{sm}} = 12$ %. Apskaičiuokite detektoriaus užregistruotų per 100 s γ kvantų skaičių, kuris priklauso 1 MeV smailei, jeigu šaltinio aktyvumas $\Phi = 20$ kBq, o 1 MeV energijos γ kvantai išspinduliuojami po 80 % visų skilimų.

15.4. Detektorių A ir B neveikos trukmės yra atitinkamai 30 μs ir 100 μs. Neveikos trukmė yra nepratęsiama. Kokia turi būti *tikroji* sąveikos įvykių sparta, kad neužregistruotų sąveikos įvykių skaičius detektoriuje B būtų du kartus didesnis negu detektoriuje A?

15.5. Detektoriaus impulsų skaičius per 1 s yra 10000. Padėjus kitą tokį patį radioaktyvųjį šaltinį šalia pirmojo šaltinio, detektoriaus impulsų skaičius per 1 s padidėja iki 19000. Kokia yra detektoriaus neveikos trukmė, jeigu yra žinoma, kad fono impulsų skaičius lygus nuliui?

16. Jonizacijos kameros

16.1. Dujinių detektorių tipai

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

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

Šio skyriaus 16.2–16.3 poskyriuose aptariami fizikiniai vyksmai, kurie vyksta visų rūšių dujiniuose detektoriuose esant palyginti silpniems laukams (kol nepasireiškia antrinė jonizacija). 16.4–16.5 poskyriuose aptariamos jonizacijos kameros. 17 ir 18 skyriuose bus aptariami proporcingieji skaitikliai bei Geigerio ir Miulerio skaitikliai.

16.2. Dujų jonizavimas

16.2.1. *Sukurtų jonų porų skaičius*

Greitajai elektringajai dalelei judant dujose, dėl 12.2.1–12.2.3 poskyriuose aprašytų sąveikos vyksmų išilgai krintančiosios dalelės trajektorijos atsiranda jonų poros ir sužadintos molekulės. Jonai gali susidaryti arba dėl tiesioginės dujų molekulių sąveikos su krintančiąja dalele, arba dėl molekulių sąveikos su greitaisiais elektronais, kuriuos krintančioji dalelė išlaisvino iš kitų molekulių. Nepriklausomai nuo to, kuriuo konkrečiu būdu atsiranda jonų poros, praktikoje svarbiausias dydis yra pilnutinis jonų porų skaičius, kuris atsirado perėjus dalelei pro dujas.

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

$$W \equiv \frac{E_0}{\overline{N}}; \tag{16.2.1}$$

čia E_0 yra pilnutinis energijos kiekis, kurį dalelė prarado dujose dėl jonizacinių ir kitokių energijos nuostolių, o $\overline{N}$ yra vidutinis jonų porų skaičius, kurį dujose sukuria dalelė, prarasdama tiksliai apibrėžtą energijos kiekį E_0 (kaip minėta 15.5 poskyryje, net ir tuo atveju, kai dalelės energijos nuostoliai medžiagoje yra tiksliai apibrėžti, sukurtų jonų porų skaičius nėra tiksliai apibrėžtas, o yra statistiškai pasiskirstęs apie vidurkį $\overline{N}$). *Mažiausioji* energija, kurią dalelė turi perduoti dujoms, kad būtų galimas dujų moleku-

lės jonizavimas, yra lygi molekulės ***jonizacijos energijai***, t. y. silpniausiai su molekulės kamienu susijusių elektronų (valentinių elektronų) ryšio energijai. Daugumos dujų, kuriomis užpildomi dujiniai detektoriai, ši mažiausioji ryšio energija yra tarp 10 eV ir 25 eV. Tačiau krintančioji dalelė gali prarasti energiją ne vien dėl molekulių jonizavimo, bet ir kitais būdais (pvz., dėl molekulių sužadinimo į aukštesnius energijos lygmenis). Todėl *vidutinis* dalelės energijos sumažėjimas W, kuris atitinka vieną sukurtą jonų porą, visada yra didesnis už mažiausią ryšio energiją. Tikslioji W vertė priklauso nuo dujų rūšies, dalelių prigimties ir energijos. Tačiau empiriniai duomenys rodo, kad nė vienas iš šių veiksnių neturi stiprios įtakos W vertei. Kaip parodyta 16.1 lentelėje, W vertė yra apytiksliai pastovi įvairioms dujoms ir įvairių rūšių spinduliuotei. Tipiška W vertė yra 25–35 eV. Tai reiškia, kad 1 MeV energijos dalelė, praradusi visą savo energiją dujose, sukurtų maždaug 30 000 jonų porų. Jeigu dalelė praranda dujose visą savo energiją E_0, tada, žinant W vertę, dalelės energiją galima nustatyti išmatavus sukurtų jonų porų skaičiaus vidurkį $\overline{N}$:

$$E_0 = \overline{N}W \,. \tag{16.2.2}$$

16.1 lentelė. Vidutinis dalelės energijos sumažėjimas vienai jonų porai dujose (iš [16])

Dujos	Jonizacijos energija E_{jon}, eV	W, eV	
		Elektronai	α dalelės
Ar	15,7	26,4	26,3
He	24,5	41,3	42,7
H_2	15,6	36,5	36,4
N_2	15,5	34,8	36,4
Oras		33,8	35,1
O_2	12,5	30,8	32,2
CH_4	14,5	27,3	29,1

Praktikoje svarbu žinoti ne vien vidutinį jonų porų skaičių, kurį sukuria kiekviena krintančioji dalelė, bet ir to skaičiaus fliuktuacijas. Sukurtų krūvininkų porų skaičius yra atsitiktinis dydis, – net ir tada, kai krintančiųjų dalelių energija yra tiksliai apibrėžta. Šios jonų porų skaičiaus statistinės fliuktuacijos lemia mažiausią dujinių detektorių energinę skyrą. Paprasčiausiu atveju jonų porų susidarymas yra Puasono vyksmas (žr. G priedas, G.4.2 skyrelis, paskutinė pastraipa). Tada jonų porų skaičiaus standartinis nuokrypis yra lygus kvadratinei šakniai iš vidutinio jonų skaičiaus. Kaip minėta 15.5 poskyryje, daugelyje jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių sukurtųjų krūvininkų skaičiaus standartinis nuokrypis yra mažesnis už kvadratinę šaknį iš jo vidurkio. Šį sumažėjimą kiekybiškai išreiškia Fano faktorius (15.5.15). Fano faktorius turi reikšmę tik impulsinėje veikoje, todėl jo aptarimą atidėsime iki 17 skyriaus apie proporcinguosius detektorius, kuriems ypač svarbi gera energinė skyra.

16.2.2. *Neutraliųjų molekulių, jonų ir elektronų sąveika silpnuose laukuose*

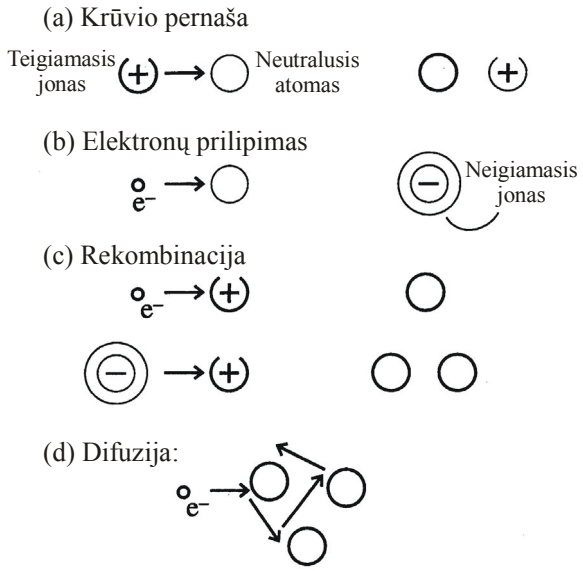
Idealiu atveju, kai visi atsiradę laisvieji krūvininkai (elektronai ir jonai) pasiekia kameros elektrodus, matuojamoji vidutinė elektros srovė yra lygi per laiko vienetą sukurtų jonų porų skaičiaus ir elementariojo krūvio e sandaugai. Tačiau laisvieji elektronai, jonai ir neutraliosios dujų molekulės nuolat chaotiškai juda (šiluminis judėjimas) ir sąveikauja (susiduria) tarpusavyje. Kai kurie vyksmai, kuriuos sukelia ši sąveika, gali sumažinti elektros srovę, palyginti su minėtuoju idealiu atveju. Svarbiausi iš šių vyksmų yra parodyti 16.1 pav.

Krūvio pernaša yra galima, kai teigiamasis jonas suartėja su neutraliąja dujų molekule. Krūvio pernašos metu elektronas pereina iš neutraliosios molekulės į joną (žr. 16.1a pav.). Šitaip jonas ir molekulė „susikeičia vaidmenimis“: jonas virsta neutraliąja molekule, o molekulė – teigiamuoju jonu. Tokia krūvio pernaša yra ypač žymi dujų mišiniuose, kuriuos sudaro kelių rūšių molekulės. Susidarius teigiamiesiems jonams tokiame mišinyje, teigiamasis krūvis pereis į dujas, kurių jonizacijos energija yra mažiausia. Taip yra todėl, kad energija, kuri išsiskiria, kai elektronas pereina iš I rūšies dujų neutraliosios molekulės į II rūšies dujų teigiamąjį joną, yra lygi II ir I rūšies dujų molekulių jonizacijos energijų skirtumui[1].

[1] Energija, kuri išsiskiria (pvz., fotono pavidalu), kai II rūšies dujų teigiamasis jonas prisijungia elektroną, yra lygi darbui, kurį reikia atlikti pašalinant elektroną iš II rūšies neutraliosios molekulės (t. y. II rūšies molekulės jonizacijos energijai). Krūvio pernašos metu išsiskyrusi energija yra lygi šios energijos ir darbo, kurį reikia atlikti pašalinant elektroną iš I rūšies dujų neutraliosios molekulės (t. y. I rūšies molekulės jonizacijos energijos) skirtumui.

Savaime gali vykti tik tokie vyksmai, kurie mažina pagrindinės būsenos energiją, t. y. kurių metu išsiskiria teigiamoji energija (tokie vyksmai vadinami „energiškai naudingais“). Vadinasi, jeigu I rūšies molekulės jonizacijos energija yra mažesnė, tada, suartėjus I rūšies neutraliajai molekulei ir II rūšies teigiamajam jonui, elektronui bus „energiškai naudinga“ pereiti į II rūšies teigiamąjį joną (kitaip sakant, teigiamasis krūvis pereis iš II rūšies molekulės į I rūšies molekulę).

Laisvieji elektronai šiluminio judėjimo metu taip pat daug kartų susiduria su jonais ir neutraliosiomis molekulėmis. Kai kurių rūšių dujose laisvajam elektronui gali būti „energiškai naudinga“ prisijungti prie neutraliosios molekulės susidarant neigiamajam jonui (žr. 16.1b pav.).Toks vyksmas vadinamas ***elektronų prilipimu***. Elektronų prilipimas yra galimas tada, kai neigiamojo jono pagrindinės būsenos energija yra mažesnė už atitinkamos neutraliosios molekulės pagrindinės būsenos energiją. Kitaip sakant, toks vyksmas yra energiškai naudingas tada, kai papildomo elektrono ryšio energija yra teigiama. Šitaip susidaręs neigiamasis jonas yra daugeliu atžvilgių panašus į tos pačios rūšies teigiamąjį joną (pvz., abiejų rūšių jonų masės ir judriai yra beveik vienodi), tačiau jų krūviai ir dreifo kryptys išoriniame lauke yra priešingi. Tokių dujų pavyzdys yra deguonis (O_2). Todėl ore atsiradę laisvieji elektronai yra sparčiai „paverčiami“ neigiamaisiais jonais. Tuo tarpu azoto (N_2), vandenilio (H_2) ir inertinių dujų – helio (He), argono (Ar), neono (Ne) – neigiamųjų jonų susidarymo tikimybė yra labai maža, todėl laisvieji elektronai, judėdami šiose dujose, normaliomis sąlygomis lieka laisvi. Neigiamųjų jonų susidarymo tikimybė priklauso ne vien nuo dujų prigimties, bet ir nuo elektrono judėjimo greičio. Ši tikimybė apibūdinama vadinamuoju ***prilipimo faktoriumi*** h, kuris apibrėžiamas kaip neigiamojo jono susidarymo skerspjūvio ir elektrono sąveikos su duotosios rūšies molekule pilnutinio skerspjūvio santykis. Deguonies ir vandens garų prilipimo faktoriaus vertės, kai yra kelios elektrinio lauko stiprio $\mathscr{E}$ ir slėgio p santykio vertės, yra pateiktos 16.2 lentelėje.



16.1 pav. Krūvininkų sąveikos vyksmai, kurie gali turėti įtakos dujinių detektorių veikimui. (a) – (c) atvejais kairėje parodytos pirminės dalelės, o dešinėje – jų sąveikos rezultatas

16.2 lentelė. Deguonies ir vandens garų prilipimo faktoriaus h vertės (iš [1])

$\mathscr{E}/p$, V/(m·Pa)	19	75	900	1500	2400
Deguonies (O_2) h	$10{,}4\cdot10^{-5}$	$2{,}2\cdot10^{-5}$	$1{,}7\cdot10^{-5}$	$7\cdot10^{-5}$	10^{-5}
Vandens garų (H_2O) h	–	–	$0{,}6\cdot10^{-5}$	$30\cdot10^{-5}$	$50\cdot10^{-5}$

Susiduriant elektronui ir teigiamajam jonui, yra galima ***elektroninė rekombinacija***, kurios metu teigiamasis jonas pagauna elektroną ir virsta neutraliąja molekule (žr. 16.1c pav.). Susiduriant neigiamajam jonui ir teigiamajam jonui, galima ***joninė rekombinacija***, kurios metu neigiamasis jonas atiduoda perteklinį elektroną teigiamajam jonui ir šitaip abu jonai yra neutralizuojami (žr. 16.1c pav.). Rekombinacija sumažina pilnutinį laisvųjų krūvininkų skaičių dujų tūryje.

Ketvirtasis vyksmas, kuris turi įtakos elektros srovei, – tai krūvininkų ***difuzija***. Difuzijos esmė yra ta, kad, esant laisvųjų krūvininkų koncentracijos gradientui, laisvieji krūvininkai dėl betvarkio šiluminio judėjimo persiskirsto erdvėje taip, kad tas gradientas sumažėtų. Kitaip sakant, kai kurios nors rūšies krūvininkų pasiskirstymas dujų tūryje nėra tolygus, tada egzistuoja tos rūšies krūvininkų srautas koncentracijos mažėjimo kryptimi. Tai reiškia, kad egzistuoja difuzinė elektros srovė. Šios srovės kryptis gali būti priešinga pilnutinės srovės krypčiai, t. y. difuzija gali mažinti pilnutinę elektros srovę.

Rekombinacija ir difuzija yra svarbiausi iš keturių anksčiau minėtų sąveikos vyksmų, nes rekombinacija ir difuzija keičia krūvininkų skaičių duotojoje erdvės srityje, o kiti du vyksmai (krūvio pernaša ir elektronų prilipimas) keičia tik krūvininkų fizikinį pavidalą, bet ne jų krūvį ir skaičių. Todėl toliau yra pateiktas smulkesnis difuzijos ir rekombinacijos aptarimas. Tačiau prieš tai reikia apibrėžti pagrindinius krūvininkų judėjimą nusakančius dydžius ir suformuluoti jų sąryšius.

16.2.3. *Pagrindiniai krūvininkų betvarkį judėjimą apibūdinantys dydžiai*

Krūvininkų judėjimą galima apibūdinti vidutiniu sąveikos su dujų molekulėmis įvykių skaičiumi per laiko vienetą (susidūrimų dažniu) f, vidutiniu atstumu, kurį nueina krūvininkas tarp dviejų susidūrimų (***vidutiniu laisvuoju keliu***) l, vidutine energija E ir greičio modulio vidurkiu υ_Σ. Indeksas „Σ“ greičio žymenyje nurodo, kad turimas omenyje *pilnutinis* greitis, kuris bendruoju atveju yra sudarytas iš dviejų komponenčių – betvarkio judėjimo greičio ir kryptingo judėjimo greičio (kryptingo judėjimo greitis – tai daugelio krūvininkų sistemos masės centro greitis). Tačiau, kaip pamatysime 16.3 poskyryje, dujiniuose detektoriuose net ir esant elektriniam laukui vidutinis betvarkio judėjimo greitis dažniausiai būna daug didesnis už vidutinį kryptingojo judėjimo greitį. Todėl vidutinę energiją E ir vidutinį pilnutinį greitį υ_Σ lemia betvarkis krūvininkų judėjimas. Susidūrimų dažnis, vidutinis greitis ir laisvasis kelias yra susiję tarpusavyje:

$$f = \upsilon_\Sigma / l \,. \tag{16.2.3}$$

Laisvojo kelio l bendroji išraiška yra (11.2.4) (šiuo atveju „n“ toje formulėje reiškia dujų molekulių koncentraciją). Pagal idealiųjų dujų būsenos lygtį

$$n = \frac{p}{kT}; \tag{16.2.4}$$

čia p yra dujų slėgis, k yra Bolcmano konstanta, o T yra absoliučioji dujų temperatūra. Įrašę šią n išraišką į (11.2.4), gauname:

$$l = \frac{kT}{p\sigma}; \tag{16.2.5}$$

čia σ yra krūvininkų sąveikos su dujų molekulėmis skerspjūvis. Taigi, laisvasis kelias l yra atvirkščiai proporcingas slėgiui p:

$$l = l_1 / p \,; \tag{16.2.6}$$

čia l_1 yra vidutinis laisvasis kelias esant vienetiniam slėgiui:

$$l_1 = \frac{kT}{\sigma} \,. \tag{16.2.7}$$

Vidutinis greitis υ_Σ yra vienareikšmiškai susijęs su krūvininko vidutine energija E ir jo mase m. Krūvininko *momentinis* greitis yra lygus $\upsilon(t) = \sqrt{2E(t)/m}$; čia $E(t)$ yra krūvininko *momentinė* energija. Todėl *vidutinis* greitis υ_Σ taip pat yra tiesiog proporcingas kvadratinei šakniai iš *vidutinės* energijos E ir atvirkščiai proporcingas kvadratinei šakniai iš masės m:

$$\upsilon_\Sigma = \alpha\sqrt{\frac{E}{m}}; \tag{16.2.8}$$

čia α yra tam tikras proporcingumo koeficientas. Koeficientas α bendruoju atveju nėra lygus $\sqrt{2}$, o priklauso nuo greičių skirstinio. Įrašę (16.2.8) į (16.2.3), išvedame:

$$f = \frac{\alpha}{l}\sqrt{\frac{E}{m}} = \alpha\frac{p}{l_1}\sqrt{\frac{E}{m}} \tag{16.2.9}$$

(užrašant antrąją lygybę, pasinaudota (16.2.6) sąryšiu).

Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis (kai dujose nėra jokių srautų ir egzistuoja tik betvarkis šiluminis judėjimas) vidutinė energija yra lygi

$$E = \frac{3}{2}kT \,, \tag{16.2.10}$$

Įrašę (16.2.10) į (16.2.8) ir (16.2.9), gauname:

$$\upsilon_\Sigma = \alpha\sqrt{\frac{3kT}{2m}} \,, \tag{16.2.11}$$

$$f = \alpha\frac{p}{l_1}\sqrt{\frac{3kT}{2m}} \,. \tag{16.2.12}$$

Kai yra termodinaminė pusiausvyra, krūvininkų greičių skirstinys yra Maksvelo skirstinys. Tada

$$\alpha = \frac{4}{\sqrt{3\pi}} \approx 1{,}303 \,. \tag{16.2.13}$$

Todėl vidutinis greitis (16.2.11) šiuo atveju lygus

$$\upsilon_{\Sigma} = 2\sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}, \tag{16.2.14}$$

o vidutinis susidūrimų dažnis (16.2.12) šiuo atveju lygus

$$f = \frac{2p}{l_1}\sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}. \tag{16.2.15}$$

Įrašę l_1 išraišką (16.2.7) į (16.2.15), matome:

$$f = 2p\sigma\sqrt{\frac{2}{\pi kTm}}. \tag{16.2.16}$$

Kitu atskiru atveju, kai krūvininkų greičio skirstinys yra Dirako delta funkcijos pavidalo (t. y. greičio modulis yra tiksliai apibrėžtas), $\alpha = \sqrt{2} \approx 1{,}414$, t. y. koeficiento α vertė yra artima (16.2.13) vertei. Apskritai, jeigu greičio skirstinys nėra labai išplitęs į didelių greičių sritį, tada koeficiento α vertė yra artima $\sqrt{2} \approx 1{,}414$ arba (16.2.13) vertei.

Krūvininkų betvarkį judėjimą dujose, kai nėra termodinaminės pusiausvyros (pvz. esant elektriniam laukui), galima apibūdinti vadinamąja „efektine temperatūra“, kurią žymėsime T_{ef}. ***Efektinė temperatūra*** – tai aplinkos temperatūra, kuriai esant duotosios rūšies krūvininkų vidutinė šiluminio judėjimo energija termodinaminės pusiausvyros sąlygomis būtų lygi duotai vidutinei krūvininkų betvarkio judėjimo energijai E, t. y.

$$E = \frac{3}{2}kT_{\text{ef}} \tag{16.2.17a}$$

arba

$$T_{\text{ef}} = \frac{2E}{3k}; \tag{16.2.17b}$$

čia E yra vidutinė krūvininko energija. Efektinė krūvininkų temperatūra bendruoju atveju skiriasi nuo dujų temperatūros T (pastaroji temperatūra įeina į laisvojo lėkio išraišką (16.2.5)). Šitaip apibrėžus krūvininkų efektinę temperatūrą, vidutinio greičio ir susidūrimų dažnio išraiškas (16.2.11) ir (16.2.12) galima naudoti ir tada, kai nėra termodinaminės pusiausvyros: pakanka tikrąją aplinkos temperatūrą T pakeisti efektine temperatūra T_{ef}. Be to, jeigu siekiama tik įvertinti tų dydžių eilę, tada galima laikyti, kad koeficientas α yra toks pat kaip Maksvelo skirstinio atveju, t. y. galima naudoti (16.2.14) ir (16.2.15) formules[1].

I priede, remiantis geometriniu artiniu, įrodyta, kad elektronų sąveikos su neutraliosiomis dujų molekulėmis skerspjūvis σ turėtų būti lygus dujų molekulės geometriniam skerspjūvio plotui, o jonų – maždaug 6 kartus didesnis už molekulės geometrinį skerspjūvio plotą (tiksliau, $4\sqrt{2} \approx 5{,}66$ karto). Molekulės geometrinis plotas yra lygus πR^2, kur R yra molekulės spindulys (daugumos dviatomių ir paprastų daugiaatomių molekulių spinduliai yra tarp 1 Å ir 2 Å). Tačiau tikrieji krūvininkų sąveikos skerspjūviai gali kelis kartus arba netgi kelias dešimtis kartų skirtis nuo tų, kuriuos numato geometrinis artinys; be to, jie priklauso nuo krūvininko energijos (žr. I priedą).

16.3 lentelėje palygintos jonų ir elektronų vidutinio greičio, tampriosios sąveikos skerspjūvio, laisvojo lėkio ir susidūrimų dažnio eilės įvairiose dujose kambario temperatūroje ($T \approx 300$ K), esant 1 atmosferos slėgiui ($p \approx 10^5$ Pa) ir krūvininkų energijoms, kurios gali būti pasiekiamos esant įvairiems elektrinio lauko stipriams (nuo 0 iki $3 \cdot 10^6$ V/m).

16.3 lentelė. Jonų ir elektronų judėjimą apibūdinančių dydžių tipiškos vertės

Dydis	Jonai	Elektronai
Energija E	nuo 0,038 eV iki 0,1 eV	nuo 0,038 eV iki 50 eV
Efektinė temperatūra	nuo 300 K iki 800 K	nuo 300 K iki $6 \cdot 10^5$ K
Vidutinis greitis υ_{Σ}	nuo 200 m/s iki 3000 m/s	nuo 10^5 m/s iki $4 \cdot 10^6$ m/s
Sąveikos skerspjūvis σ	$(200–40) \cdot 10^{-20}$ m^2	$(20–0{,}2) \cdot 10^{-20}$ m^2
Laisvasis kelias l	$(0{,}02–0{,}1) \cdot 10^{-6}$ m	$(0{,}2–20) \cdot 10^{-6}$ m
Susidūrimų dažnis f	$(0{,}5–5) \cdot 10^{10}$ s^{-1}	$(5–50) \cdot 10^{10}$ s^{-1}

[1] Susidūrimų dažnio išraišką (16.2.16) galima naudoti tik termodinaminės pusiausvyros sąlygomis, nes ji išvesta remiantis prielaida, kad krūvininkų temperatūra yra lygi dujų temperatūrai (pastaroji temperatūra įeina į laisvojo lėkio išraišką (16.2.5)).

16.2.4. *Elektronų ir jonų difuzija*

Difuzija pasireiškia tuo, kad, susidarius dalelių koncentracijos n gradientui, atsiranda dalelių srautas, kurio tankis (dalelių skaičius per laiko vienetą ploto vienetui) yra lygus

$$\Phi = -D\frac{\partial n}{\partial x}; \tag{16.2.18}$$

čia $\partial n/\partial x$ yra dalelių koncentracijos išvestinė koordinatės atžvilgiu (t. y. koncentracijos gradientas vienmačiu atveju), o D yra ***difuzijos koeficientas*** (jo matavimo vienetas yra m^2/s). Todėl laisvųjų krūvininkų telkiniai (pvz., susidarę išilgai krintančiųjų dalelių pėdsakų dėl atomų jonizavimo) išplinta. Pvz., jeigu pradiniu laiko momentu susidarė labai mažo tūrio (praktiškai taškinis) dalelių (pvz., elektronų arba jonų) telkinys, tada dėl difuzijos po tam tikro laiko t tų dalelių koncentracijos priklausomybė bet kuria kryptimi taps Gauso funkcijos pavidalo (žr. G priedas, (G.4.24) formulė), o šio pasiskirstymo standartinis nuokrypis σ_x bus lygus

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}\ . \tag{16.2.19}$$

Iš statistinės fizikos yra žinoma, kad difuzijos koeficientas yra susijęs su dalelių vidutiniu laisvuoju keliu tarp susidūrimų l ir su vidutiniu greičiu υ_Σ. Šis sąryšis yra ypač paprastas, jeigu kiekvienos dalelės greičio kryptis po kiekvieno (ir tampriojo, ir netampriojo) susidūrimo yra visiškai nesusijusi su dalelės judėjimo kryptimi prieš susidūrimą (izotropinė sklaida). Tada

$$D = l\upsilon_\Sigma / 3\,. \tag{16.2.20}$$

Įrašę (16.2.8) į (16.2.20), matome:

$$D = \frac{\alpha}{3} l\sqrt{\frac{E}{m}} = \frac{\alpha l_1}{3p}\sqrt{\frac{E}{m}} \tag{16.2.21}$$

(užrašant antrąją lygybę, pasinaudota (16.2.6) sąryšiu). Panaudojus krūvininkų efektinės temperatūros sąvoką (žr. (16.2.17a) formulę):

$$D = \frac{\alpha l_1}{p}\sqrt{\frac{kT_{\text{ef}}}{6m}}\ . \tag{16.2.22}$$

Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis, kai krūvininkų efektinė temperatūra yra lygi dujų temperatūrai T, o $\alpha = 4/\sqrt{3\pi}$ (žr. (16.2.13)), difuzijos koeficientas yra lygus

$$D = \frac{2l_1}{3p}\sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} = \frac{(2kT)^{3/2}}{3p\sigma\sqrt{\pi m}} \tag{16.2.23}$$

(užrašant antrąją lygybę, pasinaudota l_1 išraiška (16.2.7)).

Pagrindiniai veiksniai, kurie lemia jonų difuzijos koeficientą dujose, yra temperatūra ir slėgis. Kylant temperatūrai, didėja vidutinis greitis υ_Σ, todėl pagal (16.2.20) didėja difuzijos koeficientas. Mažėjant slėgiui, didėja laisvasis kelias l, todėl difuzijos koeficientas didėja. 16.4 lentelėje pateikti jonų difuzijos koeficientai įvairiose dujose esant 15ºC temperatūrai ir normaliam slėgiui ($\approx 10^5$ Pa = 10^5 N/m^2). Matome, kad teigiamųjų ir neigiamųjų jonų difuzijos koeficientai skiriasi nedaug.

16.4 lentelė. Teigiamųjų ir neigiamųjų jonų difuzijos koeficientai (iš [1])

Dujos	D^+, 10^{-5} m^2/s	D^-, 10^{-5} m^2/s
Oras	0,32	0,42
H_2	1,3	1,9
N_2	0,29	0,41
CO_2	0,25	0,26
O_2	0,3	0,41

Elektronų difuzijos koeficientas yra daug didesnis negu jonų. Taip yra visų pirma dėl to, kad difuzijos koeficientas yra atvirkščiai proporcingas kvadratinei šakniai iš krūvininko masės (žr. (16.2.21)). Be to, difuzijos koeficientas yra tiesiog proporcingas laisvajam keliui, o elektronų laisvasis kelias yra didesnis negu jonų (žr. 16.3 lentelę). Kitas veiksnys, nuo kurio priklauso elektronų difuzijos koeficientas, yra elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykis $\mathscr{E}/p$. Taip yra todėl, kad difuzijos koeficientas yra proporcingas kvadratinei šakniai iš krūvininko energijos (žr. (16.2.21)), o elektronų energija yra tiesiog proporcinga $\mathscr{E}/p$ (tai bus įrodyta 16.3.3 poskyryje). Pvz., esant normaliam slėgiui, elektronų difuzijos koeficientas

anglies diokside (CO_2), kai $\mathscr{E}/p$ = 1,5 V/(m·Pa), yra D = 0,0049 m^2/s, o kai $\mathscr{E}/p$ = 12 V/(m·Pa), D = = 0,25 m^2/s [1]. Argone, vandenilyje ir azote elektronų difuzijos koeficientas daug silpniau priklauso nuo $\mathscr{E}/p$ negu anglies diokside. Pvz., kintant $\mathscr{E}/p$ nuo 0,07 V/(m·Pa) iki 11 V/(m·Pa), elektronų difuzijos koeficientas argone beveik nesikeičia ir lieka lygus $D \approx 1$ m^2/s, o vandenilyje, kintant $\mathscr{E}/p$ nuo 0,2 V/(m·Pa) iki 40 V/(m·Pa), D kinta nuo 0,032 m^2/s iki 0,25 m^2/s [1].

16.2.5. *Rekombinacija*

Teigiamojo ir neigiamojo krūvininkų rekombinacijos tikimybė priklauso nuo jų greičio vienas kito atžvilgiu: kuo mažesnis greitis, tuo didesnė rekombinacijos tikimybė. Todėl elektroninės rekombinacijos tikimybė yra mažesnė negu joninės rekombinacijos tikimybė. Rekombinacijos spartą galima išreikšti vartojant rekombinacijos koeficiento sąvoką:

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -an^+n^- \; ; \tag{16.2.24}$$

čia dn/dt yra rekombinacijos įvykių skaičius tūrio vienete per laiko vienetą, a yra rekombinacijos koeficientas, m^3/s; n^+ ir n^- yra teigiamųjų ir neigiamųjų krūvių koncentracija (skaičius vienetiniame tūryje). Joninės rekombinacijos koeficientas yra 10^{-12} m^3/s eilės, o elektroninės rekombinacijos koeficientas yra 10^{-16} m^3/s eilės [1]. Normalaus slėgio ore joninės rekombinacijos koeficientas yra apytiksliai lygus $2{\cdot}10^{-12}$ m^3/s [1]. Rekombinacijos koeficientas priklauso nuo dujų prigimties ir nuo jonų bei elektronų vidutinės energijos.

Nustatysime krūvininkų koncentracijos priklausomybę nuo laiko, kai krūvininkai išnyksta tik dėl rekombinacijos. Tarkime, kad pradiniu laiko momentu $t = 0$ tam tikrame dujų tūryje egzistuoja teigiamieji ir neigiamieji krūvininkai, kurių koncentracijos vienodos ir lygios $n(0)$. Tada dėl rekombinacijos

$$n^+(t) = n^-(t) = n(t) = \frac{n(0)}{1 + an(0)t} \, . \tag{16.2.25}$$

Remiantis šia formule, galima apskaičiuoti didžiausią pradinę krūvininkų koncentraciją $n(0)$, kuriai esant, dar galima neatsižvelgti į rekombinacijos įtaką srovės stipriui. Tarkime, kad didžiausias laikas, per kurį krūvininkai pasiekia kameros elektrodus, yra 10^{-3} s. Be to, tarkime, kad didžiausi leistini krūvininkų nuostoliai dėl rekombinacijos yra 1 % (t. y., jeigu krūvininkų koncentracijos santykinis sumažėjimas dėl rekombinacijos yra mažesnis už 1 %, į rekombinaciją galima neatsižvelgti). Taigi, reikia apskaičiuoti pradinę krūvininkų koncentraciją $n(0)$, kuriai esant krūvininkų skaičiaus santykinis sumažėjimas $(n(0) - n(t)) / n(0)$ per laiką $t = 10^{-3}$ s yra mažesnis negu 1 %:

$$\frac{n(0) - n(t)}{n(0)} < 0.01 \text{ arba } \frac{n(t)}{n(0)} > 0.99 \, .$$

Pagal (16.2.25) pastaroji nelygybė galioja tada, kai

$$n(0) < \frac{0.01}{at} \equiv n_{\max} \; ;$$

čia $n_{\max}$ yra didžiausioji pradinė krūvininkų koncentracija, kuriai esant krūvininkų koncentracijos santykinis sumažėjimas neviršija 1 %. Kai $t = 10^{-3}$ s, tada jonų atveju (kai $a = 10^{-12}$ m^3/s) $n_{\max} = 10^{13}$ m^{-3}. Elektronų (kai $a = 10^{-16}$ m^3/s) $n_{\max} = 10^{17}$ m^{-3}.

Praktikoje *vidutinė* sukurtų jonų porų koncentracija dujinio detektoriaus aktyviajame tūryje dažniausiai būna daug mažesnė už anksčiau gautą vertę 10^{17} m^{-3}. Tai reiškia, kad esant praktiškai pasiekiamiems jonizuojančiosios spinduliuotės intensyvumams, elektronų, kuriuos sukūrė viena dalelė, rekombinacija su teigiamaisiais jonais, kuriuos sukūrė *kitos* dalelės, neturi didelės įtakos matuojamajai srovei. Tačiau arti elektringosios dalelės trajektorijos pradinė krūvininkų koncentracija gali viršyti 10^{17} m^{-3}. Todėl elektronų ir jonų, kuriuos sukūrė *ta pati* dalelė, rekombinacija gali būti svarbi pradiniu laiko momentu (iš karto po jonizavimo). Tokia rekombinacija vadinama ***pradine rekombinacija***. Krūvininkų skaičiaus santykinis sumažėjimas dėl pradinės rekombinacijos priklauso tik nuo sąlygų, kurios egzistuoja išilgai kiekvieno pėdsako, ir nepriklauso nuo tų pėdsakų susidarymo spartos.

Praktikoje, esant ypač intensyviai spinduliuotei, vidutinė jonų porų koncentracija gali viršyti kitą anksčiau gautą ribinę vertę, kuriai esant tampa svarbi joninė rekombinacija (10^{13} m^{-3}). Tada jonų, kuriuos sukūrė *skirtingos* dalelės, rekombinacija taip pat gali turėti didelę įtaką elektros srovei. Tokia rekombinacija vadinama ***tūrine rekombinacija***. Tūrinės rekombinacijos sparta pagal (16.2.24) yra proporcinga spinduliuotės intensyvumo kvadratui. Tai reiškia, kad krūvininkų skaičiaus santykinis sumažėjimas, kurį

sukelia tūrinė rekombinacija, didėja didėjant spinduliuotės intensyvumui. Tačiau, kad joninė tūrinė rekombinacija taptų svarbi, reikia dar vienos sąlygos – pakankamai didelio elektronų prilipimo koeficiento (kad didelė dalis elektronų „virstų“ neigiamaisiais jonais). Tada krūvininkų rekombinacija vyksta dviem etapais: laisvojo elektrono pagavimas, susidarant neigiamajam jonui, o paskui šio jono rekombinacija su teigiamuoju jonu.

16.3. Krūvininkų dreifas elektriniame lauke

16.3.1. *Dreifo greičio bendroji išraiška*

Kai nėra išorinio elektrinio lauko, tada dujų jonizavimo metu atsiradę laisvieji elektronai ir jonai juda chaotiškai (difunduoja), ir jų gyvavimo trukmę lemia rekombinacija. Krūvininkai tarp susidūrimų su dujų molekulėmis juda tiesiai ir pastoviu greičiu. Tačiau, jeigu tūris, kuriame jonizuojamos molekulės, yra išoriniame elektriniame lauke, tada krūvininkų judėjimas iš esmės pasikeičia. Esant elektriniam laukui, kurio stipris $\mathscr{E}$, krūvininkų judėjimo trajektorijos tarp susidūrimų yra jau ne tiesinės, o parabolinės, nes juos veikia Lorenco jėga $e\mathscr{E}$. Krūvininkai judėjimo metu nukrypsta link atitinkamų elektrodų. Taigi, šis judėjimas tampa iš dalies kryptingas. Todėl, esant elektriniam laukui, krūvininko greitis sudarytas iš dviejų komponenčių: betvarkio judėjimo komponentė ir komponentė, kuri atspindi kryptingą krūvininko judėjimą jį veikiančios jėgos kryptimi. Šis kryptingas krūvininkų judėjimas vadinamas ***dreifu***, o krūvininko greičio vektoriaus vidurkis vadinamas ***dreifo greičiu***. Toliau „dreifo greičiu“ vadinsime šio vidurkio modulį ir jį žymėsime „υ“ (tais atvejais, kai reikės skirti teigiamuosius krūvininkus nuo neigiamųjų, vartosime viršutinį indeksą „+“ arba „–“, pvz., υ^+ ir υ^-). Reikia turėti omenyje, kad anksčiau apibrėžtasis vidutinis pilnutinis greitis υ_Σ (arba vidutinė krūvininko energija E) apibūdina ir betvarkį judėjimą, ir kryptingąjį judėjimą, o dreifo greitis υ apibūdina tik kryptingąjį krūvininko judėjimą. Įjungus elektrinį lauką, palyginti greitai (per 10^{-9}–10^{-8} s) nusistovi pusiausvirasis krūvininkų judėjimas su pastoviais laisvuoju keliu l, vidutiniu susidūrimų dažniu f, vidutine energija E, vidutiniu pilnutiniu greičiu υ_Σ ir dreifo greičiu υ. Išsiaiškinsime, kaip dreifo greitis priklauso nuo lauko stiprio $\mathscr{E}$, dujų slėgio p ir kitų parametrų.

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

$$\upsilon = \frac{e\mathscr{E}}{m}\langle t\rangle = \frac{e\mathscr{E}}{mf};$$

čia pasinaudota tuo, kad $\langle t\rangle$ yra lygus atvirkštiniam susidūrimų dažniui $1/f$. Atsižvelgus į tai, kad $f = \upsilon_\Sigma/l$ (žr. (16.2.3) sąryšį),

$$\upsilon = \frac{e\mathscr{E}}{m}\frac{l}{\upsilon_\Sigma}. \tag{16.3.1}$$

Įrašę (16.2.8) į (16.3.1), gauname:

$$\upsilon = \frac{e\mathscr{E}l}{\alpha\sqrt{Em}} = \frac{e\mathscr{E}l_1}{\alpha p\sqrt{Em}} \tag{16.3.2}$$

(užrašant antrąją lygybę, pasinaudota sąryšiu $l = l_1/p$).

16.3.2. *Jonų ir elektronų judriai*

Elektrono arba jono dreifo greitį galima išreikšti šitaip:

$$\upsilon = \frac{\mu\mathscr{E}}{p}; \tag{16.3.3}$$

čia μ yra elektrono arba jono ***judris***:

$$\mu \equiv \upsilon\frac{p}{\mathscr{E}}. \tag{16.3.4}$$

Pagal (16.3.3) judrio prasmė – tai krūvininko dreifo greitis vienetinio stiprio lauke esant vienetiniam slėgiui. Įrašę dreifo greičio bendrąją išraišką (16.3.2) į judrio apibrėžtį (16.3.4), gauname judrio bendrąją išraišką:

$$\mu = \frac{el_1}{m\upsilon_\Sigma} = \frac{el_1}{\alpha\sqrt{mE}}. \tag{16.3.5}$$

Toliau bus įrodyta, kad krūvininkų dreifo greitis esant tipiškam elektrinio lauko stipriui yra daug mažesnis už betvarkio judėjimo greitį. Todėl krūvininko vidutinė energija E yra praktiškai lygi betvarkio judėjimo vidutinei energijai. Betvarkio judėjimo energiją galima nusakyti efektine temperatūra T_{ef} (žr. (16.2.17a) formulę). Todėl judrį (16.3.5) galima išreikšti šitaip:

$$\mu = \sqrt{\frac{2}{3}}\frac{el_1}{\alpha\sqrt{mkT_{\text{ef}}}}. \tag{16.3.6}$$

Susiesime judrį μ ir difuzijos koeficientą D. Tam judrio išraišką (16.3.5) padalijame iš difuzijos koeficiento išraiškos (16.2.21) ir išreiškiame judrį:

$$\mu = \frac{3epD}{2E} \equiv \frac{epD}{kT_{\text{ef}}}. \tag{16.3.7}$$

Nors į šią išraišką įeina slėgis p, tačiau reikia turėti omenyje, kad D yra atvirkščiai proporcingas slėgiui (žr. (16.2.21)), todėl (16.3.7) formulėje slėgis susiprastina. Judrio priklausomybė nuo slėgio yra silpna.

Judrio išraiškoje (16.3.5) matome, kad judris yra atvirkščiai proporcingas kvadratinei šakniai iš vidutinės energijos. Difuzijos koeficientas (16.2.21) yra tiesiog proporcingas kvadratinei šakniai iš vidutinės energijos. Didėjant elektrinio lauko stipriui $\mathscr{E}$, krūvininkų vidutinė energija E (ir efektinė temperatūra T_{ef}) didėja, todėl judris mažėja, o difuzijos koeficientas didėja. Fizikinė judrio mažėjimo, didėjant krūvininko energijai, priežastis yra ta, kad, didėjant krūvininko energijai, didėja jo betvarkio judėjimo greitis ir mažėja vidutinis laiko tarpas $\langle t\rangle$ tarp dviejų susidūrimų. Todėl mažėja ir kryptingo judėjimo greitis, kurį krūvininkas spėja įgyti per tą laiką. Be to, kintant krūvininkų energijai E, gali keistis ir laisvasis lėkis, nes l_1 yra atvirkščiai proporcingas sąveikos skerspjūviui σ (žr. (16.2.7)), kuris taip pat priklauso nuo krūvininko energijos (žr. I priedą). l_1 vertė taip pat turi įtakos judrio ir difuzijos koeficiento vertėms (žr. (16.3.5) ir (16.2.21)). Taigi, svarbiausias veiksnys, kuris lemia judrio ir difuzijos koeficiento priklausomybę nuo elektrinio lauko, yra krūvininkų vidutinės energijos priklausomybė nuo lauko.

Esant tipiškiems elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykiams $\mathscr{E}/p$ (< 20 V/(m·Pa)), iš lauko įgytoji vidutinė jonų energija būna daug mažesnė už vidutinę šiluminio judėjimo energiją, todėl jonų efektinė temperatūra artima aplinkos temperatūrai T ir praktiškai nepriklauso nuo lauko stiprio (tai bus įrodyta kitame poskyryje). Įrašę $T_{\text{ef}} = T$ į (16.3.6) ir laikydami, kad koeficientas α nusakomas (16.2.13) reiškiniu, gauname jonų judrio išraišką:

$$\mu^+ = \sqrt{\frac{2}{3}}\frac{el_1^+}{\alpha\sqrt{mkT}} = el_1^+\sqrt{\frac{\pi}{8mkT}} = \frac{e}{\sigma^+}\sqrt{\frac{\pi kT}{8m}}; \tag{16.3.8}$$

čia σ^+ yra jonų sąveikos skerspjūvis (užrašant antrąją lygybę, pasinaudota l_1 išraiška (16.2.7)). Taigi, jonų judris nepriklauso nuo $\mathscr{E}/p$, o dreifo greitis (16.3.3) yra tiesiog proporcingas santykiui $\mathscr{E}/p$. Įrašę tipišką jono masę (10^{-25} kg) ir tipišką jonų sąveikos skerspjūvį (10^{-18} m^2) į (16.3.8), gauname, kad jonų judris 300 K temperatūroje yra 10 m^2·Pa/(V·s) eilės (žr. 16.5 lentelę). Vadinasi, esant atmosferos slėgiui (maždaug 10^5 Pa) ir tipiškam lauko stipriui (maždaug 10^4 V/m), jonų dreifo greitis yra 1 m/s eilės. Todėl jonų surinkimo trukmė tipiškų matmenų detektoriuje, kuriame atstumas tarp elektrodų yra maždaug 1 cm, būtų maždaug 0,01 s. Be to, minėtasis dreifo greitis yra daug mažesnis už betvarkio šiluminio judėjimo vidutinį greitį υ_Σ (žr. 16.3 lentelę). Tai reiškia, kad jonų vidutinį greitį υ_Σ ir vidutinę energiją E lemia jų betvarkis judėjimas, o ne dreifas. Kai $\mathscr{E}/p$ > 20 V/(m·Pa), iš lauko įgytoji jonų energija jau nėra daug mažesnė už vidutinę šiluminio judėjimo energiją $3kT/2$, todėl, stiprėjant laukui, judris (16.3.5) pradeda mažėti.

16.5 lentelė. Teigiamųjų jonų judris, kai $T \approx 300$ K, $p = 130$ Pa, $\mathscr{E} =$ $= 100$ V/m (iš [1])

Dujos	Oras	H_2	He	Ar	CO_2
μ, m^2·Pa/(V·s)	13	67	51,5	13,8	7,9

Neigiamųjų jonų judris yra artimas teigiamųjų jonų judriui. Iš duomenų, kurie pateikti 16.5 lentelėje, išplaukia, kad jonų judriai yra apytiksliai atvirkščiai proporcingi kvadratinei šakniai iš jono masės. Taip yra todėl, kad, esant silpniems laukams, laisvasis kelias yra apytiksliai vienodas įvairiose dujose (jeigu jų slėgiai ir temperatūros yra vienodi).

Kadangi elektrono masė yra 4–5 eilėmis mažesnė už jono masę, o elektronų sąveikos skerspjūvis yra 1–2 eilėmis mažesnis (t. y. laisvasis lėkis 1–2 eilėmis didesnis) negu jonų, tai elektronų dreifo greitis ir judris yra 4–5 eilėmis didesnis už tos pačios energijos jonų greitį ir judrį (žr. (16.3.2) formulę). Tačiau, esant tipiškiems elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykiams, elektronų vidutinė energija yra 1–2 eilėmis didesnė už jonų vidutinę energiją; be to, elektronų vidutinė energija E yra tiesiog proporcinga santykiui $\mathscr{E}/p$ (tai bus įrodyta kitame poskyryje). Šis veiksnys sumažina elektronų ir jonų judrių santykį maždaug viena eile, tačiau elektronų judris vis tiek lieka daug (3–4 eilėmis) didesnis už jonų judrį. Tipiškas elektronų judris yra (10^4–10^5) $m^2 \cdot Pa/(V \cdot s)$ eilės. Vadinasi, esant atmosferos slėgiui (maždaug 10^5 Pa) ir tipiškam lauko stipriui (maždaug 10^4 V/m), elektronų dreifo greitis yra (10^3–10^4) m/s eilės, o tipiška elektronų surinkimo trukmė 1 cm matmenų detektoriuje yra (10^{-5}–10^{-6}) s eilės. Minėtieji dreifo greičiai yra daug mažesni už betvarkio judėjimo vidutinį greitį (žr. 16.3 lentelę). Taigi, elektronų (kaip ir jonų) vidutinį greitį υ_Σ ir vidutinę energiją E lemia jų betvarkis judėjimas, o ne dreifas. Tačiau elektronų beveik visa betvarkio judėjimo energija yra gaunama iš elektrinio lauko (laukas „įkaitina“ elektronus), o jonų energija yra susijusi tik su šiluminiu judėjimu.

16.3.3*. *Krūvininkų vidutinės energijos priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio*

Apskaičiuosime vidutinę iš elektrinio lauko įgytą krūvininko energiją ΔE. Vidutinį atstumą, kurį krūvininkas nueina *jį veikiančios jėgos kryptimi* tarp dviejų susidūrimų pažymėsime l_x. Vidutinė iš lauko įgytoji energija tarp dviejų susidūrimų yra lygi vidutiniam darbui, kurį atlieka krūvininką veikianti jėga (jos modulis lygus $e\mathscr{E}$) tarp dviejų susidūrimų, t. y. jėgos modulio ir l_x sandaugai:

$$\Delta E_1 = e\mathscr{E} l_x \,. \tag{16.3.9}$$

Nusistovėjus dinaminei pusiausvyrai (kai visi krūvininkų judėjimą apibūdinantys dydžiai nepriklauso nuo laiko), vidutinė per laiko vienetą įgyta krūvininko energija yra lygi vidutinei energijai, kurią krūvininkas per laiko vienetą atiduoda dujų molekulėms. Iš lauko įgytos energijos vidutinę santykinę dalį, kurią krūvininkas atiduoda dujų molekulei vieno susidūrimo metu, žymėsime g. Taigi, visa iš lauko įgytoji energija (ΔE) prarandama vidutiniškai po $1/g$ susidūrimų. Vadinasi, ši energija turi būti lygi vidutinės tarp dviejų susidūrimų įgytos energijos ΔE_1 ir susidūrimų skaičiaus $1/g$ sandaugai:

$$\Delta E = \Delta E_1 / g = e\mathscr{E} l_x / g \,. \tag{16.3.10}$$

Vidutinis atstumas l_x, kurį krūvininkas nueina jį veikiančios jėgos kryptimi tarp dviejų susidūrimų, yra lygus krūvininko vidutinio greičio ta kryptimi (t. y. dreifo greičio υ) ir vidutinio laiko tarp dviejų susidūrimų $\langle t \rangle$ sandaugai:

$$l_x = \upsilon \langle t \rangle = \upsilon / f \,; \tag{16.3.11}$$

čia f yra vidutinis susidūrimų dažnis. Įrašę dreifo greičio išraišką (16.3.2) ir vidutinio susidūrimų dažnio išraišką (16.2.9) į (16.3.11), išvedame:

$$l_x = \frac{e\mathscr{E} l^2}{\alpha^2 E} \,; \tag{16.3.12}$$

čia $l = l_1/p$ yra laisvasis lėkis. Įrašę (16.3.12) į (16.3.10), matome:

$$\Delta E = \frac{1}{gE}\left(\frac{e\mathscr{E} l}{\alpha}\right)^2 . \tag{16.3.13}$$

Pilnutinė energija E yra lygi vidutinės šiluminio judėjimo energijos $3kT/2$ ir iš lauko įgytosios energijos ΔE sumai:

$$E = \Delta E + \frac{3}{2} kT \,; \tag{16.3.14}$$

čia T yra aplinkos dujų temperatūra. Įrašę (16.3.14) į (16.3.13), gauname kvadratinę lygtį ΔE atžvilgiu. Šios lygties sprendinys yra

$$\Delta E = \frac{3kT}{4}\left[-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{g}\left(\frac{4e\mathscr{E} l}{3\alpha kT}\right)^2}\right] = \frac{3kT}{4}\left[-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{g}\left(\frac{4e\mathscr{E}}{3\alpha\sigma p}\right)^2}\right] \tag{16.3.15}$$

(užrašant antrąją lygybę, pasinaudota laisvojo lėkio išraiška (16.2.5). Priklausomai nuo antrojo dėmens po šaknies ženklu vertės, galima išskirti du ribinius atvejus:

1) Maža santykio $\mathscr{E}/p$ vertė, kai tas dėmuo yra daug mažesnis už vienetą. Tada $\Delta E \ll kT$.
2) Didelė santykio $\mathscr{E}/p$ vertė, kai tas dėmuo yra daug didesnis už vienetą. Tada $\Delta E \gg kT$.

Apibrėšime „kritinį“ elektrinio lauko ir slėgio santykį $(\mathscr{E}/p)_{\text{kr}}$ – tai yra tokia $\mathscr{E}/p$ vertė, kai vidutinė iš lauko įgyta krūvininko energija ΔE tampa lygi vidutinei šiluminio judėjimo energijai $3kT/2$. Taip atsitinka tada, kai (16.3.15) reiškinyje antrasis dėmuo po šaknies ženklu yra lygus 8. Iš čia akivaizdu:

$$\left(\frac{\mathscr{E}}{p}\right)_{\text{kr}} = \frac{3\alpha\sigma}{\sqrt{2}e}\sqrt{g} \approx \frac{3\sigma\sqrt{g}}{e}\,; \tag{16.3.16}$$

čia pasinaudota tuo, kad koeficiento α vertė yra artima $\sqrt{2}$ (žr. 16.2.3 poskyrį ir (16.2.13) formulę).

Kai $\mathscr{E}/p << (\mathscr{E}/p)_{\text{kr}}$, tada, skaičiuojant (16.3.15) reiškinį, galima pasinaudoti apytiksle matematine tapatybe $\sqrt{1+x} \approx 1+(x/2)$, kuri galioja, kai $x << 1$. Taigi,

$$\Delta E \approx \frac{2kT}{3g}\left(\frac{e\mathscr{E}}{\alpha\sigma p}\right)^2 << kT\,. \tag{16.3.17}$$

Šiuo atveju vidutinė krūvininko energija praktiškai nepriklauso nuo lauko stiprio ir yra lygi vidutinei šiluminio judėjimo energijai (16.2.10).

Kai $\mathscr{E}/p >> (\mathscr{E}/p)_{\text{kr}}$, tada, skaičiuojant (16.3.15) reiškinį, galima nepaisyti pirmojo dėmens laužtiniuose skliaustuose (–1) ir pirmojo dėmens po šaknies ženklu. Todėl

$$\Delta E \approx \frac{e\mathscr{E}l}{\alpha\sqrt{g}} = \frac{ekT}{\alpha\sigma\sqrt{g}}\cdot\frac{\mathscr{E}}{p} >> kT\,. \tag{16.3.18}$$

Šiuo atveju galima teigti, kad $E \approx \Delta E$, t. y. praktiškai visą energiją krūvininkas gauna iš elektrinio lauko:

$$E \approx \frac{e\mathscr{E}l}{\alpha\sqrt{g}} = \frac{ekT}{\alpha\sigma\sqrt{g}}\cdot\frac{\mathscr{E}}{p}\,. \tag{16.3.19}$$

Taigi, šiuo atveju vidutinė krūvininko energija yra proporcinga elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykiui.

Dabar apytiksliai apskaičiuosime kritinį lauko ir slėgio santykį (16.3.16), kai krūvininkai yra jonai ir kai krūvininkai yra elektronai. Tas santykis priklauso nuo sąveikos skerspjūvio σ ir nuo vieno susidūrimo metu prarandamos energijos santykinės dalies g. Apskaičiuosime g didumo eilę. Visų pirma tarkime, kad vyksta tik tamprieji susidūrimai. Vidutinę tampriojo susidūrimo metu prarastą energijos dalį galima apskaičiuoti remiantis energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniais. Tokia analizė jau buvo atlikta aptariant neutronų lėtinimą (12.4.3 poskyryje). Taikant tos analizės rezultatus krūvininkų sklaidai dujose, vidutinis santykinis krūvininko energijos sumažėjimas tampriojo susidūrimo metu yra

$$g_{\text{tampr}} = \frac{2mM}{(m+M)^2} = \frac{2m}{M}\left(1+\frac{m}{M}\right)^{-2}; \tag{16.3.20}$$

čia M yra dujų molekulės masė, o m yra krūvininko masė. Elektrono energijos vidutinį santykinį sumažėjimą po vieno tampriojo susidūrimo žymėsime g^-_{tampr}, o jono – g^+_{tampr}. Elektronų $m/M << 1$, todėl $g^-_{\text{tampr}} \approx 2m_{\text{e}}/M$ (čia m_{e} yra elektrono masė). g^-_{tampr} yra 10^{-4}–10^{-5} eilės (t. y. elektronas įgytą energiją atiduotų per 10^4–10^5 tampriųjų susidūrimų). Tačiau elektronų energijos balanse svarbus vaidmuo tenka netampriesiems susidūrimams (nors jonizacijos kamerose netampriųjų susidūrimų skerspjūvis būna daug mažesnis už tampriųjų susidūrimų skerspjūvį). Netampriųjų susidūrimų metu sužadinamos dujų molekulės[1]. Netampriojo susidūrimo metu vidutinė prarastoji elektrono energijos santykinė dalis yra daug didesnė negu tampriojo susidūrimo metu. Todėl pilnutiniai santykiniai elektronų energijos nuostoliai (įskaitant ir tampriuosius, ir netampriuosius susidūrimus) taip pat yra daug didesni už g^-_{tampr}:

$$g^- \geq 10^{-3} \tag{16.3.21}$$

(pagal [1]). Tipiška elektrono sąveikos skerspjūvio vertė yra (10^{-20}– 10^{-19}) m^2 (žr. I priedą). Įrašę $g = 10^{-3}$ ir $\sigma = (10^{-20}$–$10^{-19})$ m^2 į (16.3.16), gauname kritinio elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykio didumo eilę, kai krūvininkai yra elektronai:

[1] Vienatomėse molekulėse sužadinama elektronų posistemė (t. y. atomas peršoka į aukštesnį elektronų energijos lygmenį), o dviatomių arba daugiaatomių molekulių sužadinimas gali pasireikšti ne tik šuoliais tarp elektronų energijos lygmenų, bet ir molekulės sukimosi arba virpėjimo energijos padidėjimu. Elektroninio sužadinimo mažiausioji energija dažniausiai yra tarp 4 eV ir 15 eV (tipiška vertė – 10 eV), svarbiausiųjų virpėjimo energijos lygmenų vertės dažniausiai yra tarp 0,1 eV ir 1 eV (atžvilgiu būsenos, kurioje molekulės atomai nevirpa vienas kito atžvilgiu), o molekulės sukimosi būsenos pokyčiui reikia mažiausiai energijos (tipiškas intervalas tarp gretimų rotacinių energijos lygmenų yra 10^{-4}–10^{-3} eV eilės).

$$\left(\frac{\mathscr{E}}{p}\right)_{\mathrm{kr}}^{-} = (0{,}005\ -\ 0{,}05)\ \mathrm{V/(m\cdot Pa)}. \tag{16.3.22}$$

Jonų $m = M$, todėl $g^{+}_{\mathrm{tampr}} = 0{,}5$ (t. y. jonas energijos perteklių praranda vidutiniškai po dviejų tampriųjų susidūrimų). Netamprieji susidūrimai gali šiek tiek padidinti g^{+}, tačiau aišku, kad šis padidėjimas neturėtų būti didelis, nes didžiausia galima g vertė yra 1. Taigi, jonų vidutiniai santykiniai energijos nuostoliai vieno susidūrimo metu yra artimi vienetui (kelios dešimtosios):

$$g^{+} \approx 1. \tag{16.3.23}$$

Tipiška jono sąveikos skerspjūvio vertė yra 10^{-18} m^2 (žr. I priedą). Įrašę $g = 1$ ir $\sigma = 10^{-18}$ m^2 į (16.3.16), gauname kritinio elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykio didumo eilę jonų atveju:

$$\left(\frac{\mathscr{E}}{p}\right)_{\mathrm{kr}}^{+} \approx 20\ \mathrm{V/(m\cdot Pa)}. \tag{16.3.24}$$

Tipiški elektrinio lauko ir slėgio santykiai yra didesni už (16.3.22), tačiau mažesni už (16.3.24). Pvz., jonizacijos kamerose dažniausiai naudojamas 1 atmosferos slėgis ($p \approx 10^5$ Pa), o tipiškas elektrinio lauko stipris yra 10^4 V/m eilės[1]. Tai atitinka $\mathscr{E}/p = 0{,}1$ V/(m·Pa). Vadinasi, jonų vidutinė energija būna artima vidutinei šiluminio judėjimo energijai $3kT/2$ (t. y. maždaug 0,038 eV, kai $T \approx 300$ K), o elektronų vidutinė energija dažniausiai būna daug didesnė už vidutinę šiluminio judėjimo energiją ir yra tiesiog proporcinga lauko stipriui (pagal (16.3.19)). Kitaip sakant, jonų efektinė temperatūra yra artima aplinkos temperatūrai, o elektronų efektinė temperatūra būna daug didesnė už aplinkos temperatūrą (elektrinis laukas „įkaitina“ elektronus). Įrašę tipišką elektronų sąveikos skerspjūvį ($\sigma \approx 3\cdot 10^{-20}$ m^2) ir tipišką santykinį elektrono energijos sumažėjimą vieno susidūrimo metu ($g \approx 10^{-3}$) į energijos išraišką (16.3.19), gauname elektronų vidutinės energijos didumo eilę esant tipiškiems lauko stiprio ir slėgio santykiams ($\mathscr{E}/p = (0{,}1–1)$ V/(m·Pa)): $E = (10^2–10^3)kT$. Tai reiškia, kad tipiškomis dujinių detektorių veikimo sąlygomis elektronų efektinė temperatūra yra kelias dešimtis arba kelis šimtus kartų didesnė negu aplinkos temperatūra, o elektrono vidutinė energija yra elektronvoltų arba dešimčių elektronvoltų eilės.

16.3.4*. *Elektronų judrio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio*

Anksčiau įsitikinome, kad įprastinėmis dujinių detektorių darbo sąlygomis jonų vidutinė energija yra artima vidutinei šiluminio judėjimo energijai $3kT/2$, o jonų judris praktiškai nepriklauso nuo elektrinio lauko stiprio ir nusakomas (16.3.8) reiškiniu. Dabar išvesime elektronų dreifo greičio ir judrio priklausomybes nuo lauko stiprio. Elektronų vidutinė energija yra daug didesnė už kT ir nusakoma (16.3.19) reiškiniu. Įrašę šią energijos išraišką į bendrąją dreifo greičio išraišką (16.3.2), gauname:

$$\upsilon^{-} = \sqrt{\frac{el_1^{-}\sqrt{g^{-}}}{\alpha m_{\mathrm{e}}}}\cdot\sqrt{\frac{\mathscr{E}}{p}} = \sqrt{\frac{ekT\sqrt{g^{-}}}{\alpha m_{\mathrm{e}}\sigma^{-}}}\cdot\sqrt{\frac{\mathscr{E}}{p}}; \tag{16.3.25}$$

čia m_{e} yra elektrono masė, o σ^{-} yra elektrono sąveikos skerspjūvis (užrašant antrąją lygybę, buvo panaudota l_1 išraiška (16.2.7)). Jeigu σ^{-} silpnai priklauso nuo elektrono energijos, tada elektronų dreifo greitis yra proporcingas kvadratinei šakniai iš santykio $\mathscr{E}/p$:

$$\upsilon^{-} \sim \sqrt{\frac{\mathscr{E}}{p}}. \tag{16.3.26}$$

Atitinkamai pagal judrio apibrėžtį (16.3.4) stipriuose laukuose elektronų judris yra atvirkščiai proporcingas lauko stiprio ir slėgio santykiui:

$$\mu^{-} \sim \sqrt{\frac{p}{\mathscr{E}}}. \tag{16.3.27}$$

Matome, kad elektronų judris mažėja didėjant lauko stipriui $\mathscr{E}$. 16.6 lentelėje pateikti elektronų dreifo greičiai kai kuriose dujose esant įvairiems santykiams $\mathscr{E}/p$. 16.2 pav. yra pavaizduota elektronų dreifo greičio gryname metane (CH_4) ir dujų mišinyje Ar (90 %) + CH_4 (10 %) priklausomybė nuo $\mathscr{E}/p$. Matome, kad tikroji priklausomybė kartais skiriasi nuo tos, kurią numato teorinis proporcingumo sąryšis

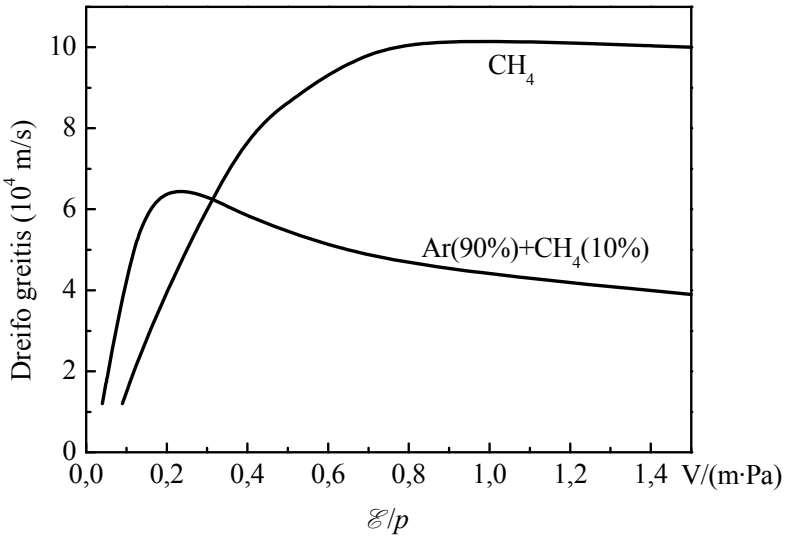
[1] Čia turimas omenyje *vidutinis* elektrinio lauko stipris tarp elektrodų. Jeigu laukas yra nevienalytis (pvz., cilindriniuose detektoriuose), tada kai kuriose detektoriaus srityse jis gali būti eile arba dviem eilėmis didesnis už vidutinį lauką. Tačiau tų sričių matmenys būna daug mažesni už atstumą tarp detektoriaus elektrodų, todėl krūvininkai tose srityse išbūna daug trumpiau negu likusiame detektoriaus tūryje.

(16.3.26). Taip yra todėl, kad elektronų sąveikos skerspjūvis σ^- ir santykinis energijos sumažėjimas vieno susidūrimo metu g^-, kurie įeina į dreifo greičio išraišką (16.3.25), taip pat priklauso nuo elektrono energijos (ir kartu – nuo $\mathscr{E}/p$). Pvz., gryname metane matomas elektronų dreifo greičio įsisotinimas, kai $\mathscr{E}/p$ viršija 0.8 V/(m·Pa), o argono ir metano mišinyje elektronų dreifo greitis netgi pradeda mažėti, kai $\mathscr{E}/p$ viršija 0,2 V/(m·Pa). Tačiau apskritai nuokrypis nuo teorinės priklausomybės (16.3.26) nėra didelis: padalijus visas 16.6 lentelėje pateiktąsias dreifo greičių vertes iš $\sqrt{\mathscr{E}/p}$, gautieji skaičiai bus apytiksliai vienodi, su santykine paklaida ±(10–20)%.

16.6 lentelė. Elektronų dreifo greičiai įvairiose dujose, 10^4 m/s (iš [1])

$\mathscr{E}/p$, V/(m·Pa)	Oras	H_2	He	N_2	O_2	Ar	CO_2	CH_4	Ar(90 %)+ +CH_4(10 %)
0,09	–	0,27	0,30	–	–	0,31	–	1,2	3,9
0,19	0,65	0,51	0,50	0,51	1,5	0,33	–	3,3	6,2
0,38	1,0	0,72	0,57	0,62	2,0	0,35	–	7,4	5,9
0,75	1,3	1,0	0,9	0,87	2,7	0,40	–	10	4,7
1,50	1,7	1,4	1,3	1,3	2,9	0,50	32	10	3,9
3,8	2,9	2,4	4,5	2,7	4,6	1,7	57	–	–
7,5	5,1	3,9	–	4,3	7,8	–	–	–	–
15,0	8,3	6,8	–	7,5	12,5	–	–	–	–

Jonizacijos kamerų impulsinėje veikoje naudinga didinti elektronų dreifo greitį, nes tada sumažėja elektronų surinkimo trukmė ir padidėja skaitiklio greitaeigiškumas. Esant tipiškoms dydžio $\mathscr{E}/p$ vertėms ((0,1–1) V/(m·Pa)), „greičiausios“ dujos yra metanas CH_4 ir anglies dioksidas CO_2 (pagal [1]). Esant minėtosioms $\mathscr{E}/p$ vertėms, elektronų dreifo greitis Ar ir CO_2 mišinyje, kuriame yra tik keli procentai CO_2, yra kelis kartus didesnis negu gryname argone[1] arba gryname CO_2. Išsiaiškinsime šio svarbaus praktikoje reiškinio priežastis.



16.2 pav. Elektronų dreifo greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykio

Pagal (16.3.25) norint padidinti dreifo greitį υ esant duotai santykio $\mathscr{E}/p$ vertei reikia mažinti elektronų sąveikos skerspjūvį σ^- ir didinti vidutinę vieno susidūrimo metu prarandamą energijos dalį g^- (mažėjant σ, didėja laisvasis lėkis, o didėjant g, mažėja vidutinė energija E). Sąveikos skerspjūvis priklauso nuo elektrono energijos. Grynajame argone esant tipiškoms elektrinio lauko vertėms elektronų vidutinė energija yra palyginti didelė (maždaug 10 eV). Taip yra todėl, kad elektrono energiją lemia argono atomo mažiausioji sužadinimo energija. Kai elektrono energija prilygsta pirmojo sužadintojo lygmens energijai, tampa galima atomo ir elektrono netamprioji sąveika. Šios sąveikos metu elektrono kinetinė energija virsta atomo sužadinimo energija. Argono atomo pirmojo sužadintojo lygmens energija yra palyginti didelė (11,5 eV), todėl ir elektronų energija artima 10 eV. Esant tokiai elektronų energijai, jų sąveikos su argono atomais skerspjūvis yra palyginti didelis – maždaug 10^{-19} m^2 (žr. I priedą), todėl elektronų dreifo greitis yra palyginti mažas (žr. 16.6 lentelę). Tuo tarpu CO_2 molekulės turi didelį skaičių virpėjimo energijos lygmenų ties 1 eV. Todėl, pvz., kai įterpta 10 % CO_2 esant $\mathscr{E}/p$ = 1 V/(m·Pa) vidutinė elektronų energija sumažėja nuo 10 eV iki 1 eV. Atitinkamai elektronų sąveikos su Ar atomais skerspjūvis sumažėja nuo 10^{-19} m^2 iki 10^{-20} m^2 (žr. I priedą). Antra

[1] Pagal *Kucerovsky Z. Electron Mobility in Argon and Carbon Dioxide // IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 42, no. 4, 2006, p. 900–908*.

vertus, toks CO_2 kiekis yra pakankamai mažas, kad *pilnutinį* sąveikos skerspjūvį σ^-, kuris įeina į dreifo greičio išraišką (16.3.25), lemtų susidūrimai su Ar atomais. Todėl σ^- taip pat sumažėja nuo 10^{-19} m^2 iki 10^{-20} m^2. Tuo pat metu g^- padidėja maždaug 10 kartų.

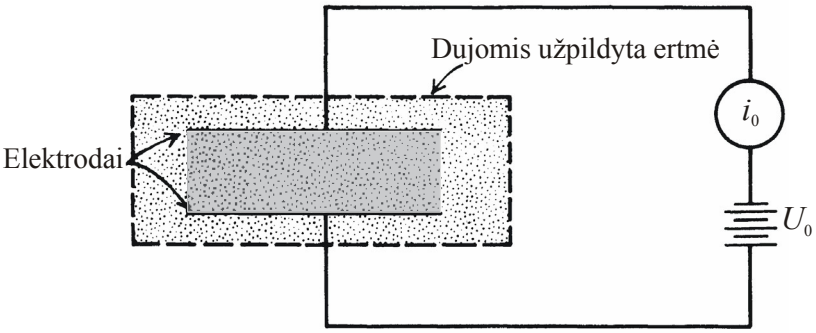
Išsiaiškinsime, kodėl padidėja g. Tarkime, kad, elektrono energijai viršijus dujų sužadinimo energiją, elektronas labai greitai (po kelių susidūrimų) praranda beveik visą savo energiją sužadindamas kurią nors dujų molekulę. Kadangi tampriųjų susidūrimų metu elektrono energijos nuostoliai yra labai maži, tai tarp dviejų sužadinimo įvykių elektrono energija beveik nepasikeičia. Taigi, g yra atvirkštinis tampriųjų susidūrimų skaičiui, kuris įvyksta per laiką, per kurį elektrono energija padidėja iki dujų molekulės sužadinimo energijos. Tarkime, šis susidūrimų skaičius yra 10^3, t. y. $g = 10^{-3}$ (tipiška vertė). Tada gryname argone vidutinis elektrono energijos prieaugis tarp dviejų susidūrimų yra $g \cdot 11{,}5$ eV $\approx 10^{-2}$ eV. Vadinasi, kad elektronas įgytų 1 eV energiją, kuri reikalinga CO_2 molekulių sužadinimui, reikia maždaug 10^2 susidūrimų su argono molekulėmis. Todėl, įterpus 10 % CO_2 (šis CO_2 kiekis yra pakankamai mažas, kad elektronai daug rečiau susidurtų su CO_2 molekulėmis negu su Ar atomais, tačiau pakankamai didelis, kad susidūrimai su CO_2 molekulėmis būtų daug dažnesni už Ar atomų jonizavimo įvykius), g padidėja nuo 10^{-3} iki 10^{-2}. Šis g padidėjimas turi mažesnę įtaką dreifo greičio υ pokyčiui negu σ sumažėjimas, nes $\upsilon \sim g^{1/4}$ (žr. (16.3.25) formulę). T. y., padidėjus g 10 kartų, υ padidėja tik $10^{1/4} \approx 1{,}8$ karto.

Kadangi σ^- sumažėja eile, o g^- padidėja eile, tai pagal (16.3.25) formulę dreifo greitis padidėja kelis kartus. Tačiau, dar labiau didinant CO_2 koncentraciją, elektronų dreifo greitis pradeda mažėti, nes 1 eV energijos elektronų sąveikos su CO_2 molekulėmis skerspjūvis yra maždaug 10 kartų didesnis negu tos pačios energijos elektronų sąveikos su Ar atomais skerspjūvis[1].

16.4. Jonizacijos kameros nuolatinės srovės veika

16.4.1. *Jonizacijos srovės ir jonizacijos spartos sąryšis*

Pagrindinės jonizacijos kameros dalys yra parodytos 16.3 pav. Ją sudaro dujomis užpildyta hermetiška ertmė, kurioje yra du elektrodai (16.3 pav. elektrodai yra plokšti, tačiau jie gali būti ir cilindriniai arba sferiniai). Prijungus įtampos U_0 šaltinį prie elektrodų, tarp jų atsiranda elektrinis laukas. Laisvieji krūvininkai, kurie atsirado dėl išorinio jonizuojančiojo poveikio (elektronai, teigiamieji jonai ir neigiamieji jonai), veikiami minėto elektrinio lauko, juda link atitinkamų elektrodų sukurdami srovę i, kurią matuoja ampermetras. Erdvės sritį, iš kurios surenkami krūvininkai, vadinsime kameros ***aktyviąja sritimi*** (16.3 pav. ta sritis yra tamsesnė). Aktyviosios srities tūrį vadinsime „aktyviuoju tūriu“ arba tiesiog „kameros tūriu“.



16.3 pav. Jonizacijos kameros pagrindinės dalys. Tamsesnė sritis yra „aktyvioji sritis“, iš kurios surenkami krūvininkai.

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

$$i_0 = en_0V\,. \tag{16.4.1}$$

Taigi, jonizacijos srovė vienareikšmiškai nusako jonizacijos spartą n_0:

[1] Pagal *Buckman S. J., Brunger M. J. A Critical Comparison of Electron Scattering Cross Sections measured by Single Collision and Swarm Techniques // Australian Journal of Physics, vol. 50, 1997, p. 483–509.*

$$n_0 = \frac{i_0}{eV}. \tag{16.4.2}$$

Jonizacijos kameros nuolatinės srovės veikos esmė yra jonizacijos srovės i_0 matavimas ir jonizacijos spartos n_0 skaičiavimas pagal (16.4.2).

Visų pirma aptarsime paprasčiausią jonizacijos kameros srovės modelį, kuriame įskaitoma tik dreifo srovė (toks modelis tinka esant pakankamai didelei įtampai tarp kameros elektrodų). Paskui apskaičiuosime krūvininkų difuzijos ir rekombinacijos įtaką srovei.

16.4.2. *Dreifo srovė. Krūvininkų koncentracijų priklausomybė nuo koordinatės*

Nagrinėsime plokščią jonizacijos kamerą, kurios elektrodų plotas S, o atstumas tarp elektrodų d. Kadangi tokios kameros tūris $V = Sd$, tai jonizacijos srovės išraišką (16.4.1) galima užrašyti šitaip:

$$i_0 = en_0Sd. \tag{16.4.3}$$

Jeigu difuzija ir rekombinacija neturi didelės įtakos srovei (pvz., esant pakankamai stipriam elektriniam laukui), tada elektros srovės stiprį lemia vien tik krūvininkų dreifas. Apskaičiuosime šios srovės komponentes, kurios nusako teigiamųjų ir neigiamųjų krūvininkų dreifą. Tam pilnutinę srovę (16.4.3) išreiškiame šitaip:

$$i_0 = (j^+ + j^-)S; \tag{16.4.4}$$

čia j^+ ir j^- yra atitinkamų dreifo srovių tankiai, kuriuos galima išreikšti teigiamųjų ir neigiamųjų krūvininkų dreifo greičiais υ^+ ir υ^-:

$$j^+ = n^+e\upsilon^+, \quad j^- = n^-e\upsilon^-; \tag{16.4.5}$$

čia n^+ ir n^- yra abiejų ženklų krūvininkų koncentracijos, o e yra elementarusis elektros krūvis. Kaip žinome, yra dviejų rūšių neigiamieji krūvininkai – elektronai ir neigiamieji jonai. Toliau teigiame, kad jonizacijos kameroje egzistuoja tik vienos rūšies neigiamieji krūvininkai – elektronai. Tačiau visos toliau pateiktos formulės tinka ir tada, kai neigiamieji krūvininkai yra jonai (pakanka pakeisti elektronų parametrus atitinkamais neigiamųjų jonų parametrais).

Norint apskaičiuoti j^+ ir j^-, reikia apskaičiuoti n^+ ir n^-. Tarkime, kad elektrinis laukas nukreiptas x didėjimo kryptimi (teigiamasis elektrodas yra taške $x = 0$, o neigiamasis – taške $x = d$). Išnagrinėsime krūvininkų skaičiaus balansą sluoksnyje, kuris yra intervale nuo x iki $x + \Delta x$ (žr. 16.4 pav.). Tame sluoksnyje per laiko vienetą atsiranda $n_0\Delta x$ jonų porų. Tuo pat metu teigiamieji jonai išeina iš to sluoksnio pro jo kraštą $x + \Delta x$ ir įeina į jį pro kraštą x. Analogiškai elektronai išeina iš to sluoksnio pro jo kraštą x ir įeina į jį pro kraštą $x + \Delta x$. Jonų srauto tankis taške x yra lygus $n^+(x)\upsilon^+$, o elektronų srauto tankis lygus $n^-(x)\upsilon^-$. Nusistovėjus dinaminei pusiausvyrai, duotosios rūšies krūvininkų kūrimo sparta duotajame tūryje turi būti lygi jų išėjimo spartai. T. y. galioja sąryšiai

$$n_0\Delta x = n^+(x+\Delta x)\upsilon^+ - n^+(x)\upsilon^+,$$

$$n_0\Delta x = -n^-(x+\Delta x)\upsilon^- + n^-(x)\upsilon^-.$$

Padaliję šių lygybių abi puses iš Δx ir perėję prie ribos $\Delta x \to 0$, matome:

$$\frac{\mathrm{d}n^+}{\mathrm{d}x} = \frac{n_0}{\upsilon^+}, \tag{16.4.6a}$$

$$\frac{\mathrm{d}n^-}{\mathrm{d}x} = -\frac{n_0}{\upsilon^-}. \tag{16.4.6b}$$

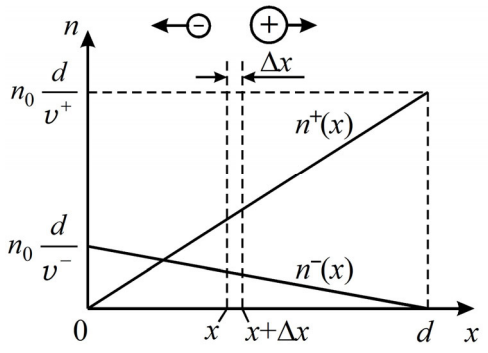
Integravę (16.4.6a) nuo 0 iki x, o (16.4.6b) – nuo x iki d, išvedame:

$$n^+(x) - n^+(0) = \frac{n_0x}{\upsilon^+},$$

$$n^-(d) - n^-(x) = -\frac{n_0(d-x)}{\upsilon^-}.$$

Tačiau $n^+(0) = n^-(d) = 0$, nes jonai atsiranda tik į dešinę nuo plokštumos $x = 0$ ir juda taip pat į dešinę (t. y. nė vienas jonas negali kirsti plokštumos $x = 0$), o elektronai atsiranda tik į kairę nuo plokštumos $x = d$ ir juda taip pat į kairę (t. y. nė vienas elektronas negali kirsti plokštumos $x = d$). Vadinasi,

$$n^+(x) = n_0\frac{x}{\upsilon^+}, \quad n^-(x) = n_0\frac{d-x}{\upsilon^-}. \tag{16.4.7}$$



16.4 pav. Teigiamųjų jonų ir elektronų koncentracijų priklausomybės nuo koordinatės plokščioje jonizacijos kameroje nepaisant difuzijos ir rekombinacijos

Įrašę (16.4.7) į dreifo srovės tankių išraiškas (16.4.5) ir apskaičiavę pilnutinę srovę (16.4.4), gauname anksčiau užrašytą išraišką (16.4.3).

Matome, kad krūvininkų koncentracijos tiesiškai priklauso nuo koordinatės: judant nuo teigiamojo elektrodo link neigiamojo, jonų koncentracija tiesiškai didėja nuo nulio iki $n_0 d/\upsilon^+$, o elektronų koncentracija tiesiškai mažėja nuo $n_0 d/\upsilon^-$ iki nulio (žr. 16.4 pav.). Žinome, kad jonų dreifo greitis υ^+ yra daug (3 eilėmis) mažesnis už elektronų dreifo greitį. Todėl teigiamųjų jonų didžiausioji koncentracija yra daug didesnė už elektronų didžiausiąją koncentraciją:

$$n^+_{\max} = n_0 \frac{d}{\upsilon^+} >> n_0 \frac{d}{\upsilon^-} = n^-_{\max} .$$

Taigi, esant elektriniam laukui, teigiamųjų jonų skaičius kameros tūryje yra daug didesnis už elektronų skaičių[1].

16.4.3. *Jonizacijos kameros voltamperinės charakteristikos bendrasis pavidalas*

Jeigu nebūtų difuzijos ir rekombinacijos, tada jonizacijos kameros srovė nuolatinėje veikoje būtų lygi (16.4.3), t. y. ji priklausytų tik nuo jonų porų kūrimo spartos n_0 ir nepriklausytų nuo įtampos tarp kameros elektrodų. Tačiau tikrovėje jonizacijos kameros srovė i yra mažesnė už didžiausią įmanomą srovę i_0 (16.4.3) ir priklauso nuo įtampos tarp kameros elektrodų. Šią įtampą žymėsime U_0. Trumpai aptarsime šio srovės sumažėjimo ir jo priklausomybės nuo U_0 fizikines priežastis.

Kaip matome 16.4 pav., abiejų ženklų krūvininkų koncentracijos gradiento kryptis sutampa su jų dreifo kryptimi. Kadangi difuzinio srauto kryptis yra *priešinga* gradiento krypčiai (žr. (16.2.18) formulę), tai difuzija sumažina elektros srovę. Be to, koncentracijų išraiškose (16.4.7) akivaizdu, kad difuzijos įtaka srovės stipriui turėtų didėti mažėjant įtampai U_0: tada mažėja lauko stipris ($\mathscr{E} = U_0/d$) ir krūvininkų dreifo greitis ($\upsilon = \mu\mathscr{E}/p$), todėl didėja koncentracijos gradientas (t. y. 16.4 pav. pavaizduotų tiesių polinkis). Vadinasi, mažėjant įtampai U_0 tarp elektrodų, jonizacijos kameros srovė i turėtų mažėti (tikslesnė difuzijos įtakos srovei analizė bus pateikta 16.4.4 poskyryje).

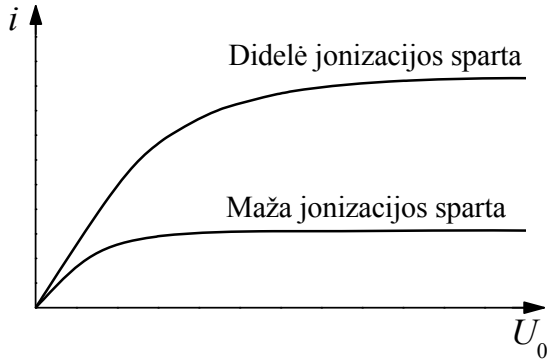
Rekombinacija taip pat mažina srovės stiprį. Šis sumažėjimas taip pat didėja mažėjant įtampai U_0. Kaip ir srovės sumažėjimo dėl difuzijos, srovės sumažėjimo dėl rekombinacijos priklausomybė nuo įtampos yra susijusi su tuo, kad, mažėjant įtampai, mažėja krūvininkų dreifo greitis υ: kuo mažesnis dreifo greitis, tuo ilgiau krūvininkai išbūna kameros aktyviajame tūryje, tuo didesnės krūvininkų koncentracijos (tai akivaizdu ir koncentracijų išraiškose (16.4.7)). Kadangi rekombinacijos sparta yra proporcinga krūvininkų koncentracijų sandaugai (žr. (16.2.24) formulę), tai tūrinės rekombinacijos sparta (ir srovės sumažėjimas dėl jos) didėja mažėjant įtampai U_0 (tikslesnė tūrinės rekombinacijos įtakos srovei analizė bus pateikta 16.4.5 poskyryje).

Koncentracijų išraiškos (16.4.7) galioja tik tada, kai difuzijos ir rekombinacijos vaidmuo yra mažas. Todėl, kai įtampa yra ypač maža, (16.4.7) formulės nustoja galioti. Kai įtampa lygi nuliui, visi krūvininkai, kurie susidaro dėl spinduliuotės jonizacinio poveikio, išnyksta dėl rekombinacijos ir difuzijos, o elektros srovė yra lygi nuliui.

Jonizacijos kameros srovės i priklausomybė nuo įtampos U_0 tarp elektrodų yra vadinama jonizacijos kameros ***voltamperine charakteristika***. Remiantis tuo, kas anksčiau pasakyta, bendrasis šios charakteristikos pavidalas turėtų būti toks kaip parodyta 16.5 pav. Kaip matome, ši charakteristika turi dvi sritis: mažų įtampų sritis, kurioje i didėja didėjant įtampai U_0, ir soties sritis, kurioje i praktiškai nepriklauso nuo U_0. Ši ribinė srovės vertė vadinama ***soties srove***. Soties sritis atitinka normalią jonizacijos kameros veiką. Šios veikos srovės sumažėjimas dėl difuzijos ir tūrinės rekombinacijos yra nedidelis, todėl soties srovė yra artima didžiausiai galimai vertei i_0 (16.4.3).

[1] Tai reiškia, kad, esant elektriniam laukui, kameros tūris nėra elektriškai neutralus: jame egzistuoja perteklinis teigiamas erdvinis krūvis. Elektrinio lauko, kurį sukuria erdvinis krūvis, stipris priklauso nuo koordinatės. Atitinkamai ir krūvininkų dreifo greičiai priklauso nuo x. Todėl anksčiau pateikta dreifo analizė (kuri rėmėsi prielaida, kad dreifo greičiai υ^+ ir υ^- yra konstantos) nėra tiksli. Tačiau jonizacijos kamerose šio erdvinio krūvio sukurtasis elektrinis laukas būna daug mažesnis už išorinio įtampos šaltinio sukurtąjį elektrinį lauką, todėl erdvinio krūvio įtaka krūvininkų dreifui yra nedidelė. Šis teigiamųjų jonų erdvinis krūvis turi esminę įtaką Geigerio ir Miulerio skaitiklio įtampos impulso amplitudei (apie tai bus kalbama 18 skyriuje).

Soties srityje srovė i yra šiek tiek mažesnė už i_0 ir lėtai didėja didėjant įtampai U_0, asimptotiškai artėdama prie i_0. Taigi, čia nėra tikrojo srovės įsisotinimo. Taip yra dėl pradinės rekombinacijos (žr. 16.2.5 poskyrį), kurios įtaką pašalinti sunkiau negu tūrinės rekombinacijos įtaką. „Tikrąją“ soties srovę i_0 galima tiksliai nustatyti pratęsus išmatuotąją atvirkštinės srovės $1/i$ priklausomybę nuo atvirkštinės įtampos $1/U_0$ iki susikirtimo su $1/i$ ašimi (šio susikirtimo taškas atitinka begalinį elektrinio lauko stiprį, t. y. $1/U_0 = 0$) [16].



16.5 pav. Nuolatinės veikos jonizacijos kameros srovės priklausomybė nuo jos elektrodų potencialų skirtumo, esant pastoviai jonizacijos spartai

Kadangi tūrinės rekombinacijos sparta yra proporcinga jonų porų koncentracijos kvadratui (žr. (16.2.24)), o soties srovė i_0 yra proporcinga tos koncentracijos pirmam laipsniui (žr. (16.4.5)), tai, didėjant jonizacijos spartai n_0, srovės sumažėjimas, kurį sukelia rekombinacija, didėja greičiau negu soties srovė i_0. Todėl, esant didesnei jonizacijos spartai, padidėja įtampa, kurią reikia viršyti, kad srovė įsisotintų (žr. 16.5 pav.).

16.4.4*. *Elektros srovės santykinis sumažėjimas dėl difuzijos*

Kadangi kiekvienos rūšies krūvininkų koncentracija priklauso nuo koordinatės (žr. (16.4.7)), tai atsiranda abiejų rūšių krūvininkų difuziniai srautai (16.2.18). Todėl atsiranda ***difuzinė elektros srovė***, kurios tankis lygus difuzinio srauto tankio ir atitinkamo krūvininko elektros krūvio ($\pm e$) sandaugai:

$$j_{\text{dif}}^{\pm} = \mp D^{\pm} e \frac{\mathrm{d}n^{\pm}}{\mathrm{d}x}; \tag{16.4.8}$$

čia viršutinis ženklas atitinka teigiamuosius jonus, o apatinis – elektronus (kaip ir anksčiau, teigiame, kad neigiamųjų jonų nėra). Šią difuzinę elektros srovę reikia pridėti prie dreifo srovės (16.4.5):

$$j^{\pm} = en^{\pm}\upsilon^{\pm} + j_{\text{dif}}^{\pm} = en^{\pm}\upsilon^{\pm} \mp D^{\pm} e \frac{\mathrm{d}n^{\pm}}{\mathrm{d}x}. \tag{16.4.9}$$

Tarkime, kad difuzijos ir rekombinacijos įtaka krūvininkų koncentracijoms ir srovei yra maža, todėl krūvininkų koncentracijas galima išreikšti (16.4.7) formulėmis. Įrašę krūvininkų koncentracijų išraiškas (16.4.7) į (16.4.9), matome:

$$\begin{cases} j^{+} = en_0 x - D^{+} en_0 / \upsilon^{+}, \\ j^{-} = en_0 (d - x) - D^{-} en_0 / \upsilon^{-}. \end{cases} \tag{16.4.10}$$

Taigi, atsižvelgus į difuziją, srovės stipris lygus

$$i = en_0 Sd - eS\left(\frac{n_0}{\upsilon^{+}} D^{+} + \frac{n_0}{\upsilon^{-}} D^{-}\right). \tag{16.4.11}$$

Iš čia galime įvertinti santykinį srovės sumažėjimą, kurį sukelia jonų ir elektronų difuzija:

$$-\left(\frac{\Delta i}{i}\right)_{\text{dif}} = \frac{D^{+}}{\upsilon^{+} d} + \frac{D^{-}}{\upsilon^{-} d}. \tag{16.4.12}$$

Išreiškę dreifo greičius ir difuzijos koeficientus atitinkamais judriais pagal (16.3.3) ir (16.3.7) ir įrašę gautąsias išraiškas į (16.4.12), gauname:

$$-\left(\frac{\Delta i}{i}\right)_{\text{dif}} = \frac{kT_{\text{ef}}^{+}}{U_0 e} + \frac{kT_{\text{ef}}^{-}}{U_0 e}. \tag{16.4.13}$$

Čia $U_0 = \mathscr{E} d$ yra įtampa tarp kameros elektrodų, o T_{ef}^{+} ir T_{ef}^{-} yra teigiamųjų jonų ir elektronų efektinės temperatūros (efektinės temperatūros sąvoka buvo apibrėžta 16.2.3 poskyryje). Bendruoju atveju T_{ef}^{+} ir T_{ef}^{-} yra didesnės už aplinkos temperatūrą T, t. y. krūvininkų vidutinė energija yra didesnė už vidutinę šiluminio judėjimo energiją termodinaminės pusiausvyros sąlygomis. Tačiau jonų T_{ef}^{+} mažai skiriasi nuo T, o elektronų T_{ef}^{-} gali viršyti aplinkos temperatūrą T kelis šimtus kartų. Taigi, elektros srovės nuostolius dėl difuzijos lemia antrasis dėmuo (16.4.13) lygybės dešiniojoje pusėje. Kai $U_0 = 100$V, o $T_{\text{ef}}^{-} \approx 10^5$ K, šie nuostoliai siekia kelis procentus.

16.4.5*. *Elektros srovės santykinis sumažėjimas dėl tūrinės rekombinacijos*

Dabar apskaičiuosime santykinį srovės sumažėjimą dėl krūvininkų tūrinės rekombinacijos. Į elektroninę tūrinę rekombinaciją galima neatsižvelgti (žr. 16.2.5 poskyrį). Taigi, galima laikyti, kad vyksta tik neigiamųjų ir teigiamųjų jonų tarpusavio rekombinacija. Tarsime, kad pilnutinė neigiamų krūvininkų (elektronų ir neigiamųjų jonų) koncentracija lygi n^-, o neigiamųjų jonų koncentracija lygi ξn^-; čia ξ yra pastovus faktorius ($\xi \leq 1$). Tada pagal (16.2.24) rekombinuojančių per laiko vienetą jonų porų skaičius tūrio vienete yra lygus $\xi a n^+(x) n^-(x)$. Santykinį srovės sumažėjimą dėl rekombinacijos apibrėšime kaip pilnutinio rekombinuojančių per laiko vienetą jonų porų skaičiaus visame kameros tūryje ir pilnutinio susidarančių kameroje per laiko vienetą jonų porų skaičiaus santykį. Norint apskaičiuoti pilnutinį rekombinuojančių per laiko vienetą jonų porų skaičių, reikia integruoti reiškinį $\xi a n^+(x) n^-(x)$ nuo 0 iki d ir padauginti iš elektrodų ploto S. Pilnutinis susidarančių per laiko vienetą jonų porų skaičius lygus $n_0 S d$. Todėl santykinis srovės sumažėjimas dėl teigiamųjų ir neigiamųjų jonų rekombinacijos yra lygus

$$-\left(\frac{\Delta i}{i}\right)_{\text{rek}} = \frac{S\xi \int_0^d a n^+(x) n^-(x) \mathrm{d}x}{n_0 S d}. \tag{16.4.14}$$

Kaip ir anksčiau, remsimės prielaida, kad difuzijos ir rekombinacijos įtaka krūvininkų koncentracijoms ir srovei yra maža, todėl teigiamųjų ir neigiamųjų jonų koncentracijas galima išreikšti (16.4.7) formulėmis. Įrašę jonų koncentracijų išraiškas (16.4.7) į (16.4.14) ir apskaičiavę integralą, išvedame:

$$-\left(\frac{\Delta i}{i}\right)_{\text{rek}} = \frac{a\xi n_0 d^2}{6\upsilon^+\upsilon^-} = \frac{a\xi n_0 p^2 d^4}{6\mu^+\mu^- U_0^2}. \tag{16.4.15}$$

Čia reikia atkreipti dėmesį į tai, kad υ^- ir μ^- yra neigiamųjų jonų (o ne elektronų) dreifo greitis ir judris, kurie yra daug mažesni už atitinkamus elektronų parametrus ir apytiksliai lygūs atitinkamiems teigiamųjų jonų parametrams ($\upsilon^- \approx \upsilon^+$ ir $\mu^- \approx \mu^+$).

Iš (16.4.15) formulės išplaukia, kad srovės nuostoliai, kuriuos sukelia krūvininkų tūrinė rekombinacija, stipriai priklauso nuo kameros matmenų: šie nuostoliai proporcingi atstumo tarp elektrodų ketvirtam laipsniui. Rekombinaciniai srovės nuostoliai gali būti dideli tuo atveju, kai didelę dalį laisvųjų elektronų pagauna neutraliosios dujų molekulės (taip susidaro neigiamieji jonai). Pvz., apskaičiuosime santykinį srovės sumažėjimą dėl rekombinacijos šiomis sąlygomis: visi neigiamieji krūviai egzistuoja neigiamųjų jonų pavidalu ($\xi = 1$), jonizacijos kamerą užpildo atmosferos slėgio oras ($p = 10^5$ Pa), jonizacijos sparta yra tokia, kad per vieną sekundę 1 cm^3 oro susidaro krūvis $1{,}67 \cdot 10^{-11}$ C (t. y. ekspozicinės dozės galia lygi 0,05 R/s arba 180 R/h, kur „R“ žymi ekspozicinės dozės nesisteminį vienetą – rentgeną), o kitų parametrų vertės yra tokios: $d = 3$ cm, $U_0 = 300$ V, $a = 2 \cdot 10^{-6}$ cm^3/s, $\mu^+ = \mu^- = 13$ m^2·Pa/(V·s). Įrašę šias vertes į (16.4.15) ir apskaičiavę, nustatome, kad santykinis srovės sumažėjimas dėl rekombinacijos yra lygus 2 %.

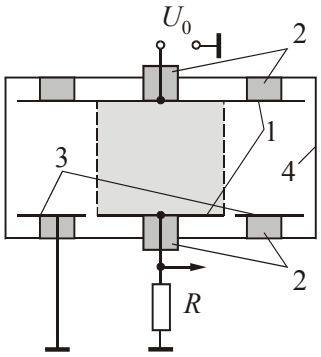
16.4.6. *Jonizacijos kameros sandara*

Jonizacijos kameros gali būti labai įvairios sandaros (plokščios, cilindrinės, sferinės) ir gali būti labai įvairaus tūrio (nuo kubinio centimetro dalių iki šimtų litrų). Optimalus kameros tūris priklauso nuo matuojamos jonizacijos spartos n_0 dydžio. Nuolatinėje veikoje jonizacijos (soties) srovė yra proporcinga jonizacijos spartai n_0 ir jonizacijos kameros tūriui V (žr. (16.4.1)). Srovės (ir kartu – jonizacijos spartos n_0) matavimų tikslumas yra tuo didesnis, kuo didesnė srovė. Vadinasi, kuo mažesnis n_0, tuo didesnis kameros tūris reikalingas norint išmatuoti n_0 reikiamu tikslumu.

Plokščiosios jonizacijos kameros sandara pavaizduota 16.6 pav. Tame pačiame paveiksle pavaizduota ir kameros prijungimo prie srovės matuoklio schema. 16.7a pav. pavaizduotas cilindrinės kameros skerspjūvis.

Nors kameros elektrodai yra atskirti izoliatoriumi, tačiau izoliatorių laidis niekada nebūna tiksliai lygus nuliui, todėl išorinėje grandinėje teka tam tikra maža srovė net ir tada, kai dujose nėra laisvųjų krūvininkų. Ši srovė vadinama ***nuotėkio srove***. Naudojant 16.3 pav. arba 16.7a pav. konstrukcijos jonizacijos kameras, matuojamoji srovė – tai jonizacijos ir nuotėkio srovių suma. Todėl nuotėkio srovė sukelia tam tikrą matavimo paklaidą. Idealiuoju atveju ši pašalinė srovės komponentė turėtų būti daug mažesnė už jonizacijos srovę. Apskaičiuosime mažiausią galimą jonizacijos srovę. Šią srovę lemia medžiagų natūralusis radioaktyvumas ir kosminė spinduliuotė. Krūvis, kurį 100 cm^3 tūrio kameroje sukuria kosminė spinduliuotė ir grunto natūralusis radioaktyvumas, atitinka maždaug 10^{-16} A srovę. Be to, daugelis

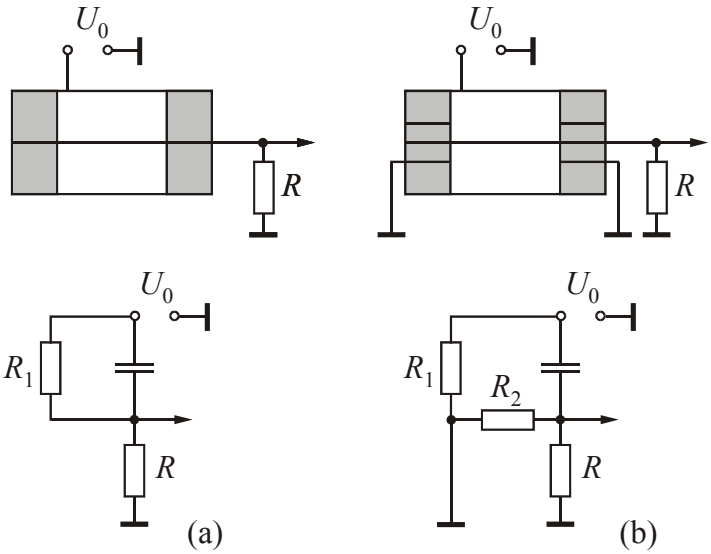
medžiagų spinduliuoja α daleles. Pvz., nuo 100 cm^2 plieno per 1 h išspinduliuojamos vidutiniškai 3 α dalelės, o nuo 100 cm^2 lydmetalio per 1 h išspinduliuojama vidutiniškai 300 α dalelių. Viena α dalelė, jonizuodama medžiagą, sukuria kelis šimtus tūkstančių jonų porų. Taigi, jeigu per vieną 1 h atsiranda viena α dalelė, tada teka maždaug 10^{-17} A stiprumo elektros srovė.



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

Iš to, kas anksčiau pasakyta, išplaukia, kad idealiu atveju 100 cm^3 tūrio jonizacijos kameros nuotėkio srovė turėtų būti daug mažesnė už 10^{-16} A. Tačiau tokią mažą nuotėkio srovę pavyktų gauti tik tada, jeigu nebūtų paviršinių nuotėkio srovių. Nors izoliatorių tūrinis laidis yra toks mažas, kad jį galima laikyti praktiškai lygiu nuliui, tačiau daugelio izoliatorių *paviršinis* laidis yra daug didesnis. Jis ir sąlygoja nuotėkio srovę. Paviršinis laidis priklauso nuo paviršiaus apdirbimo kokybės, temperatūros ir drėgmės.

Paviršinių nuotėkio srovių įtaką matuojamai srovei galima sumažinti naudojant papildomą elektrodą (16.6 pav. jis pažymėtas 3). Papildomas elektrodas yra sujungtas su korpusu. Jis supa elektrodą, prie kurio prijungta apkrovos varža, todėl kartais yra vadinamas ***apsauginiu žiedu*** (t. p. žr. 16.7b pav., kuriame pavaizduota cilindrinė kamera su apsauginiu žiedu). 16.7 pav. pavaizduotos jonizacijos kameros ekvivalentinės schemos be apsauginio žiedo (a) ir su juo (b). Kaip matome, kai apsauginio žiedo nėra (16.7a pav.), izoliatoriaus nuotėkio srovė teka apkrovos varža, todėl iškraipo matavimų rezultatus. Apsauginio žiedo vaidmuo yra tas, kad jis nukreipia nuotėkio srovę į korpusą, todėl apkrovos varža teka tik srovė, kurią sukuria elektroduose surinktieji krūvininkai (žr. 16.7b pav.). Kita apsauginio žiedo funkcija – tai elektrinio lauko išlyginimas. Matuojant jonizacijos spartą n_0, svarbu žinoti ne tik srovės stiprį i, bet ir tūrį V, iš kurio buvo surinkti krūvininkai (žr. (16.4.2)). Be to, reikia, kad visame tame tūryje elektrinis laukas būtų pakankamai stiprus, kad srovė įsisotintų (t. y. kad nepasireikštų krūvininkų rekombinacija ir difuzija). Naudojant tokią kameros konstrukciją, kaip pavaizduota 16.6 pav., apsauginis žiedas tiksliai apriboja kameros aktyvųjį tūrį (t. y. erdvės sritį, iš kurios surenkami elektronai ir jonai), ir visame šiame tūryje elektrinio lauko stipris yra praktiškai pastovus ir lygus savo didžiausiai vertei.



16.7 pav. Cilindrinės kameros be apsauginio žiedo (a) ir su juo (b) sandara ir ekvivalentinės schemos. $R_1 + R_2$ – kameros izoliatorių varža; R – apkrovos varža

Nuolatinės srovės veikoje nėra svarbu, ar neigiamieji krūvininkai yra elektronai, ar neigiamieji jonai. Todėl nuolatinės srovės jonizacijos kamerose gali būti naudojamos praktiškai bet kokios dujos – net ir tos, kurių molekulės turi didelį elektronų prilipimo faktorių (žr. 16.2.2 poskyrį). Jeigu neigiamieji krūvininkai yra jonai, tada srovės sumažėjimas dėl rekombinacijos yra didesnis negu tuo atveju, kai neigiamieji krūvininkai yra elektronai (žr. 16.2.5 ir 16.4.5 poskyrius), tačiau srovės sumažėjimas dėl difuzijos yra mažesnis, nes jonų efektinė temperatūra yra daug mažesnė negu elektronų (žr. 16.4.4 poskyrį). Dažniausiai jonizacijos kameros užpildomos oru. Jeigu siekiama padidinti jonizacijos spartą, naudojamos didesnio tankio dujos, pvz., argonas. Dujų slėgis dažniausiai būna lygus 1 atmosferai ($\approx 10^5$ Pa), tačiau kartais naudojamas didesnis slėgis siekiant padidinti kameros jautrį. Kelių centimetrų matmenų jonizacijos kamerose srovė įsisotina esant kelių dešimčių arba kelių šimtų voltų įtampai.

16.5. Jonizacijos kameros impulsinė veika

Jonizacijos kameros dažniausiai naudojamos nuolatinėje veikoje, kurioje matuojama vidutinė jonizacijos sparta. Tačiau, kaip ir daugelis kitų jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių, jonizacijos kameros gali būti naudojamos impulsinėje veikoje, kurioje kiekviena krintančioji dalelė sukuria atskirą srovės impulsą. Tada galima skaičiuoti atskiras daleles, kurios pateko į detektoriaus aktyviąją sritį matavimo metu. Be to, kaip minėta 15.2.2 poskyryje, impulsinėje veikoje galima matuoti krintančiųjų dalelių energijas. Nors pastaruoju metu radiacinėje spektroskopijoje daug dažniau naudojami puslaidininkiniai detektoriai, tačiau impulsinės jonizacijos kameros vis dar yra naudojamos kaip didelio ploto α dalelių spektrometrai bei neutronų detektoriai.

16.5.1. *„Elektroninio impulso“ ir „joninio impulso“ sąvokos*

Detektorių impulsinės veikos bendroji analizė buvo atlikta 15.2.2 poskyryje. Jame buvo minėta, kad detektoriaus impulso formą ir trukmę lemia krūvininkų surinkimo trukmė t_c ir kameros trukmės konstanta $\tau = RC$, o impulso amplitudė yra proporcinga detektoriaus srovei $i(t)$, kuri susijusi su krūvininkų kryptingu judėjimu, arba tos srovės integralui (t. y. pilnutiniam surinktajam krūviui Q), priklausomai nuo santykio τ / t_c (žr. 15.5 pav.). Žinoma, šios bendrosios išvados galioja ir jonizacijos kamerai. Tačiau yra vienas veiksnys, kuris šiek tiek komplikuoja jonizacijos kameros impulsinės veikos analizę, palyginti su paprasčiausiu atveju, kuris buvo aptartas 15.2.2 poskyryje. Jonizacijos kameroje skirtingų ženklų krūvininkų (teigiamųjų jonų ir elektronų) surinkimo trukmės labai skiriasi: jonų surinkimo trukmė yra 10^{-3} s eilės, o elektronų – 10^{-6} s eilės (žr. 16.3.2 poskyrį). Todėl pilnutinis impulsas $U(t)$ – tai suma dviejų impulsų, kurių trukmės ir amplitudės labai skiriasi: vienas impulsas ($U^-(t)$) atitinka elektronų surinkimą (šį įtampos impulsą vadinsime „elektroniniu impulsu“), o kitas ($U^+(t)$) – teigiamųjų jonų surinkimą (šį įtampos impulsą vadinsime „joniniu impulsu“):

$$U(t) = U^-(t) + U^+(t)\,. \tag{16.5.1}$$

Kiekvieną iš šių impulsų nusako (15.2.8a,b) formulės, t. y.

$$U^{\pm}(t) = \begin{cases} i_0^{\pm} R\left[1 - \exp\left(-\dfrac{t}{RC}\right)\right], & \text{kai } 0 \le t \le t^{\pm}; \quad (16.5.2a) \\ i_0^{\pm} R\left[1 - \exp\left(-\dfrac{t^{\pm}}{RC}\right)\right]\exp\left(-\dfrac{t - t^{\pm}}{RC}\right), & \text{kai } t > t^{\pm}; \quad (16.5.2b) \end{cases}$$

čia $i_0^{\pm}$ yra stačiakampio srovės impulso, kurį sukuria teigiamųjų jonų arba elektronų dreifas, amplitudė, o $t^{\pm}$ yra to impulso trukmė (t. y. teigiamųjų jonų arba elektronų surinkimo trukmė).

16.5.2. *Krūvininkų dreifo srovės impulso išraiška*

Plokščiosios jonizacijos kameros jungimo impulsinėje veikoje schema yra parodyta 16.8a pav. Išreikšime detektoriaus srovę i, kurią sukelia duotojo ženklo krūvininkų dreifas. Pasinaudosime energijos tvermės dėsniu. Elektriniame lauke, kurio stipris $\mathscr{E}$, krūvį Q veikia jėga $Q\mathscr{E}$. Tarkime, kad to krūvio poslinkis per nykstamąjį laiką dt yra lygus dx. Tame kelyje ta jėga atliko darbą $Q\mathscr{E}\mathrm{d}x$. Šiam darbui eikvojama įtampos šaltinio vidinė energija. Todėl pagal energijos tvermės dėsnį įtampos šaltinio vidinė energija per laiką dt turi sumažėti tuo pačiu dydžiu $Q\mathscr{E}\mathrm{d}x$. Įtampos šaltinio vidinės energijos sumažėjimas yra lygus jo įtampos U_0 ir pro jį pratekėjusio krūvio $i\mathrm{d}t$ sandaugai. Vadinasi,

$$Q\mathscr{E}\mathrm{d}x = U_0 i \mathrm{d}t\,. \tag{16.5.3}$$

Išreiškę i, matome:

$$i = \frac{Q\mathscr{E}\upsilon}{U_0}; \tag{16.5.4}$$

čia $\upsilon = \mathrm{d}x/\mathrm{d}t$ yra krūvininkų dreifo greitis[1].

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

Detektoriaus srovės išraiška (16.5.4) yra bendra; ji galioja ne vien plokščiojoje jonizacijos kameroje, bet ir kitų rūšių detektoriuose. Bendruoju atveju (pvz., cilindriniame detektoriuje) lauko stipris $\mathscr{E}$ ir dreifo greitis υ, kurie įeina į srovės išraišką (16.5.4), priklauso nuo krūvininko koordinatės. Tačiau plokščiojoje jonizacijos kameroje elektrinio lauko stipris visame aktyviajame tūryje yra apytiksliai pastovus ir lygus

$$\mathscr{E} = \frac{U_0}{d}; \tag{16.5.5}$$

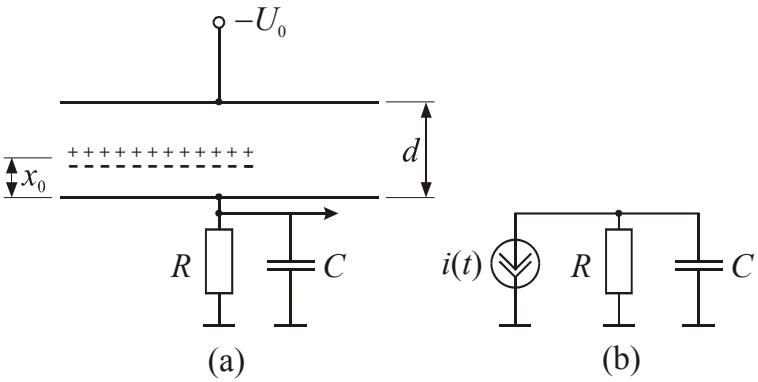
čia d yra atstumas tarp kameros elektrodų. Įrašę (16.5.5) į (16.5.4), gauname, kad, duotojo ženklo krūvininkams dreifuojant plokščiojoje jonizacijos kameroje, elektros srovė yra pastovi ir lygi

$$i_0 = \frac{Q\upsilon}{d}. \tag{16.5.6}$$

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

$$i_0^{\pm} = N\frac{e\upsilon^{\pm}}{d}; \tag{16.5.7}$$

čia viršutinis indeksas nusako krūvininko ženklą, o $\upsilon^{\pm}$ reiškia dreifo greičio *modulį*. Kad būtų paprasčiau, tarkime, kad visos jonų poros buvo sukurtos vienodu atstumu x_0 nuo teigiamojo elektrodo, t. y. krintančiosios dalelės trajektorija yra lygiagreti su elektrodų paviršiumi (žr. 16.8a pav.). Srovė $i^{\pm}(t)$ yra lygi (16.5.7) vertei tik tol, kol krūvininkai nepasiekė kameros elektrodo. Krūvininkams pasiekus elektrodą, srovė tampa lygi nuliui. Elektronai pasiekia anodą per laiką



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

$$t^- = \frac{x_0}{\upsilon^-}, \tag{16.5.8a}$$

o teigiamieji jonai pasiekia katodą per laiką

$$t^+ = \frac{d - x_0}{\upsilon^+}. \tag{16.5.8b}$$

Vadinasi, elektronų dreifas sukelia stačiakampį srovės impulsą:

$$i^-(t) = \begin{cases} Ne\upsilon^- / d, & \text{kai } 0 < t \le t^-; \\ 0, & \text{kai } t \le 0 \text{ arba } t > t^-, \end{cases} \tag{16.5.9a}$$

o teigiamųjų jonų dreifas sukelia stačiakampį srovės impulsą

$$i^+(t) = \begin{cases} Ne\upsilon^+ / d, & \text{kai } 0 < t \le t^+; \\ 0, & \text{kai } t \le 0 \text{ arba } t > t^+. \end{cases} \tag{16.5.9b}$$

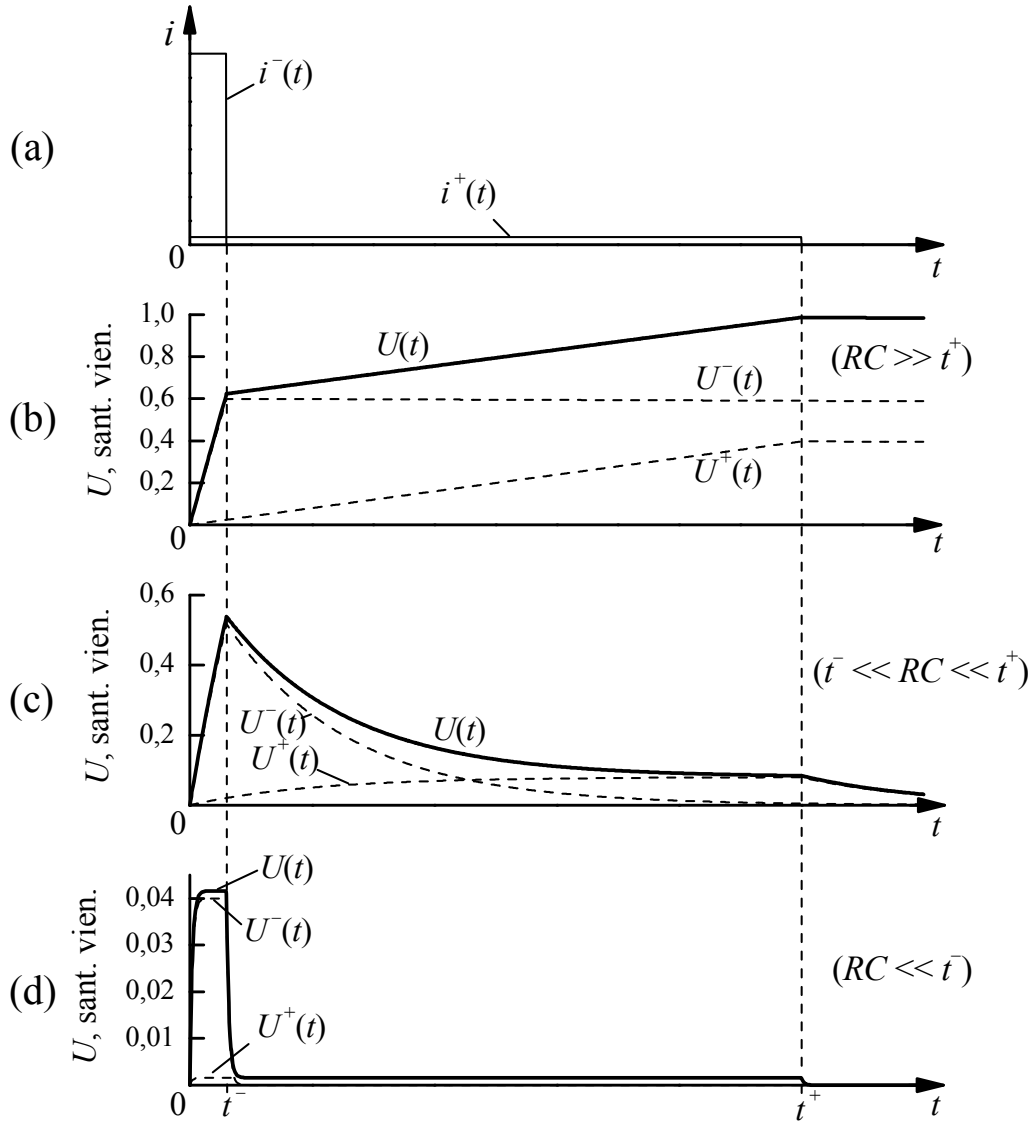
Kadangi $\upsilon^- >> \upsilon^+$, tai $t^- << t^+$, išskyrus retus atvejus, kai pirminė jonizacija būna prie pat neigiamojo elektrodo. Srovių i^- ir i^+ priklausomybės nuo laiko yra pavaizduotos 16.9a pav., viršutiniame grafike (kad būtų vaizdžiau, 16.9 pav. grafikai nubraižyti, remiantis prielaida, kad elektronų dreifo greitis yra tik 25 kartus didesnis už jonų dreifo greitį, nors tikrovėje elektronų ir jonų dreifo greičių santykis yra 10^3 eilės). Pilnutinė detektoriaus srovė yra lygi šių dviejų srovių sumai:

$$i(t) = i^+(t) + i^-(t). \tag{16.5.10}$$

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

1) didelė trukmės konstanta ($t^- << t^+ << RC$),
2) tarpinė trukmės konstanta ($t^- << RC << t^+$),
3) maža trukmės konstanta ($RC << t^- << t^+$).

Šiuos tris atvejus aptarsime atskirai.



16.9 pav. (a) Plokščiosios jonizacijos kameros srovės impulso komponentės. Laikoma, kad elektronų dreifo greitis υ^- yra 25 kartus didesnis už jonų dreifo greitį υ^+ (nors tikrovėje $\upsilon^-/\upsilon^+ \approx 10^3$), o $x_0/d = 0{,}6$, todėl jonų ir elektronų surinkimo trukmių santykis $t^+ / t^- = (\upsilon^- / \upsilon^+) \cdot (d - x_0) / x_0 = 25 \cdot 0{,}4 / 0{,}6 \approx 17$.

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

(c) Tų pačių dydžių kaip (b) atveju priklausomybė nuo laiko, kai yra tarpinė trukmės konstanta ($t^- << RC << t^+$). Grafiko skaitinės vertės atitinka $RC = 0{,}2t^+ \approx 3{,}3t^-$; čia talpa C tokia pat kaip (b) atveju.

(d) Tų pačių dydžių kaip (b) atveju priklausomybė nuo laiko, kai kameros trukmės konstanta yra maža ($RC << t^-$). Grafiko skaitinės vertės atitinka $RC \approx 0{,}067t^-$; čia talpa C tokia pat kaip (b) atveju.

16.5.3. *Didelė trukmės konstanta ($RC >> t^+ >> t^-$)*

Jonizacijos kameros, kurių trukmės konstanta yra daug didesnė už jonų surinkimo trukmę ($RC >> t^+ \approx d/\upsilon^+$), yra vadinamos ***joninio surinkimo jonizacijos kameromis***. Kai trukmės konstanta RC yra tokia didelė, galima teigti, kad per laiko tarpą $0 < t < t^\pm$, kurio metu kameros tūryje yra duoto ženklo laisvųjų krūvininkų, kiekvienas iš dviejų įtampos impulsų yra išreiškiamas (15.2.10) formule:

$$U^\pm(t)\Big|_{t<t^\pm} \approx \frac{i_0^\pm t}{C} = \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^\pm}{d}t\,. \qquad (16.5.11)$$

Taigi, per šį laiko tarpą įtampa $U^\pm(t)$ tiesiškai didėja (žr. dvi brūkšnines kreives 16.9b pav.). Laiko momentu $t = t^\pm$ įtampa $U^\pm(t)$ pasiekia savo didžiausią vertę $U^\pm_{\max}$. Elektroninio ir joninio įtampos impulsų amplitudės yra

$$U_{\max}^{-} = \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^{-}}{d}t^{-} = \frac{Ne}{C}\frac{x_0}{d}, \tag{16.5.12a}$$

$$U_{\max}^{+} = \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^{+}}{d}t^{+} = \frac{Ne}{C}\frac{d-x_0}{d}; \tag{16.5.12b}$$

čia pasinaudota laikų $t^{\pm}$ išraiškomis (16.5.8a,b).

Kai $t > t^{\pm}$, įtampa $U^{\pm}(t)$ eksponentiškai mažėja su trukmės konstanta RC:

$$U(t)\big|_{t>t^{\pm}} = U_{\max}^{\pm}\exp\left(-\frac{t-t^{\pm}}{RC}\right). \tag{16.5.13}$$

Tačiau, kadangi $RC >> t^{+}$, per laiką tarpą $t^{-} < t < t^{+}$ įtampa $U^{-}(t)$ nespėja labai sumažėti ir lieka apytiksliai lygi $U_{\max}^{-}$ (žr. 16.9b pav.). Todėl pilnutinio įtampos impulso $U(t)$ didžiausioji vertė, kuri pasiekiama laiko momentu $t = t^{+}$, yra apytiksliai lygi

$$U_{\max} \approx U_{\max}^{-} + U_{\max}^{+} = \frac{Ne}{C}\frac{x_0}{d} + \frac{Ne}{C}\frac{d-x_0}{d} = \frac{Ne}{C}. \tag{16.5.14}$$

Pagrindinis joninio surinkimo kamerų privalumas yra tas, kad impulso amplitudė nepriklauso nuo krūvininkų atsiradimo taško x_0, o priklauso tik nuo sukurtų jonų porų skaičiaus N (žr. (16.5.14)). Tačiau didelė impulso trukmė reiškia, kad reikalingas labai mažas impulsų dažnis (siekiant išvengti skirtingų impulsų persiklojimo laike). Todėl joninio surinkimo kameras galima naudoti tik palyginti mažo krintančiųjų dalelių srauto sąlygomis.

16.5.4. *Tarpinė trukmės konstanta ($t^{-} << RC << t^{+}$)*

Jonizacijos kameros, kurių trukmės konstanta yra daug mažesnė už jonų surinkimo trukmę ($RC << t^{+} \approx d/\upsilon^{+}$), yra vadinamos ***elektroninio surinkimo jonizacijos kameromis***. Visų pirma aptarsime elektroninio surinkimo jonizacijos kameras, kurių trukmės konstanta yra daug didesnė už elektronų surinkimo trukmę: $t^{-} << RC << t^{+}$. Šią nelygybę nesunku realizuoti praktikoje, nes elektronų dreifo greitis υ^{-} yra 10^3 m/s eilės, o jonų dreifo greitis υ^{+} yra tik 1 m/s eilės, t. y. 3 eilėmis mažesnis už elektronų dreifo greitį. Kadangi $t^{-} << RC$, tai per laiko tarpą $0 < t < t^{-}$ abi įtampos komponentės didėja tiesiškai, o jų priklausomybės nuo laiko nusakomos (16.5.11) reiškiniu:

$$U^{\pm}(t)\big|_{t<t^{-}} \approx \frac{i_0^{\pm}t}{C} = \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^{\pm}}{d}t. \tag{16.5.15}$$

Laiko momentu $t = t^{-}$ įtampa $U^{-}(t)$ pasiekia savo didžiausią vertę:

$$U_{\max}^{-} = U^{-}(t^{-}) \approx \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^{-}}{d}t^{-}, \tag{16.5.16a}$$

o įtampa $U^{+}(t)$ pasiekia vertę

$$U^{+}(t^{-}) \approx \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^{+}}{d}t^{-}, \tag{16.5.16b}$$

Paskui įtampa $U^{-}(t)$ pradeda mažėti, eksponentiškai artėdama prie nulio, o įtampa $U^{+}(t)$ toliau didėja ir per RC eilės laiką (jis apytiksliai lygus $3RC$) pasiekia soties vertę:

$$U_{\max}^{+} = i_0^{+}R = N\frac{e\upsilon^{+}}{d}R \tag{16.5.17}$$

(žr. brūkšnines kreives 16.9c pav.). Ši soties vertė yra daug didesnė už joninės komponentės $U^{+}(t)$ vertę laiko momentu $t = t^{-}$, kurią nusako (16.5.16b) formulė. Norint tuo įsitikinti, pakanka apskaičiuoti (16.5.17) ir (16.5.16b) reiškinių santykį:

$$\frac{U_{\max}^{+}}{U^{+}(t^{-})} = \frac{RC}{t^{-}} >> 1. \tag{16.5.18}$$

Iš (16.5.15) išplaukia, kad laiko momentu $t = t^{-}$ įtampų U^{-} ir U^{+} santykis yra lygus $\upsilon^{-}/\upsilon^{+}$, t. y. 10^3 eilės. Vadinasi, pilnutinė įtampa laiko momentu $t = t^{-}$ yra apytiksliai lygi $U_{\max}^{-}$:

$$U(t^{-}) \approx U_{\max}^{-}. \tag{16.5.19}$$

Tačiau tai dar nereiškia, kad pilnutinė įtampa $U(t)$ laiko momentu $t = t^-$ pasiekia savo didžiausią vertę. Kad tas laiko momentas atitiktų ne tik elektroninės komponentės, bet ir pilnutinės įtampos maksimumą, reikia, kad, kai $t \geq t^-$, pilnutinės įtampos kitimo sparta, kuri yra lygi

$$\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} \equiv \frac{\mathrm{d}U^-}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}U^+}{\mathrm{d}t}, \tag{16.5.20}$$

būtų neigiama. T. y. elektroninės komponentės $U^-(t)$ mažėjimo sparta, kuri lygi

$$-\left.\frac{\mathrm{d}U^-}{\mathrm{d}t}\right|_{t \geq t^-} = \frac{1}{RC} U^-(t), \tag{16.5.21}$$

turi būti didesnė už joninės komponentės $U^+(t)$ didėjimo spartą, kuri lygi

$$\left.\frac{\mathrm{d}U^+}{\mathrm{d}t}\right|_{t < t^+} = \frac{1}{RC}(U^+_{\max} - U^+(t)). \tag{16.5.22}$$

Laiko momentu $t = t^-$ šių dviejų spartų išraiškos yra

$$-\left.\frac{\mathrm{d}U^-}{\mathrm{d}t}\right|_{t=t^-} = \frac{1}{RC} U^-(t^-) = \frac{U^-_{\max}}{RC}, \tag{16.5.23a}$$

$$\left.\frac{\mathrm{d}U^+}{\mathrm{d}t}\right|_{t=t^-} = \frac{1}{RC}(U^+_{\max} - U^+(t^-)) \approx \frac{U^+_{\max}}{RC} \tag{16.5.23b}$$

(užrašant paskutiniąją apytikslę lygybę, pasinaudota (16.5.18) nelygybe). Vadinasi, elektroninės ir joninės įtampos komponenčių kitimo spartų santykis yra lygus atitinkamų *amplitudžių* santykiui $U^-_{\max}/U^+_{\max}$, kuris pagal (16.5.16a) ir (16.5.17) yra lygus

$$\frac{U^-_{\max}}{U^+_{\max}} \approx \frac{\upsilon^-}{\upsilon^+}\frac{t^-}{RC}. \tag{16.5.24}$$

Įsitikinsime, kad šis santykis dažniausiai yra didesnis už vienetą. Tam dreifo greičius $\upsilon^\pm$ išreiškiame atitinkamomis surinkimo trukmėmis $t^\pm$ pagal (16.5.8a,b) ir įrašome į (16.5.24):

$$\frac{U^-_{\max}}{U^+_{\max}} \approx \frac{x_0}{d - x_0}\frac{t^+}{RC}. \tag{16.5.25}$$

Santykis $x_0/(d - x_0)$, kuris įeina į (16.5.25), dažniausiai būna vienetų eilės. Kadangi pagal prielaidą $RC << t^+$, tai (16.5.25) lygybės dešinioji pusė dažniausiai yra didesnė už vienetą. Tam, kad ji taptų mažesnė už vienetą, reikia, kad jonų poros būtų sukurtos daug arčiau anodo negu katodo, t. y. atstumas x_0 turėtų atitikti sąlygą $x_0/(d - x_0) < RC/t^+$. Tokie įvykiai yra labai reti (tokio įvykio tikimybė lygi $RC/t^+ << 1$). Vadinasi, dažniausiai elektroninio impulso amplitudė yra didesnė už joninio impulso amplitudę, t. y. elektroninio impulso amplitudė lemia pilnutinio impulso amplitudę $U_{\max}$ (tai akivaizdu 16.9c pav.):

$$U_{\max} \approx U^-_{\max} \approx \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^-}{d}t^- = \frac{Ne}{C}\frac{x_0}{d}; \tag{16.5.26}$$

čia pasinaudota elektronų surinkimo trukmės t^- išraiška (16.5.8a).

(16.5.26) formulėje matome, kad impulso amplitudė priklauso nuo jonų porų atsiradimo koordinatės x_0. Jonų poros susidaro išilgai krintančiosios dalelės pėdsako. Tikrovėje krintančiosios dalelės pėdsakas nebūtinai yra lygiagretus su kameros elektrodais, todėl jonų porų, kurias sukūrė viena dalelė, koordinatės x_0 gali kisti tam tikrame intervale (to intervalo vienas kraštas atitinka dalelės pėdsako pradžią, o kitas – dalelės pėdsako pabaigą). Atitinkamai ir elektronų surinkimo trukmė t^- kinta tam tikrame intervale. Todėl realieji impulsai neturi tokių aštrių viršūnių kaip parodyta 16.9c pav., o yra „suapvalinti“ (pvz., kaip parodyta 15.5c pav.).

Tipiškų elektroninio surinkimo kamerų trukmės konstanta RC atitinka sąlygą $t^- << RC << t^+$ ir būna 10^{-5} s eilės. Kadangi išėjimo impulso mažėjimo (užpakalinio fronto) trukmė yra RC eilės, o priekinio fronto trukmė yra $t^- << RC$, tai elektroninio impulso trukmė taip pat yra RC eilės, t. y. dešimčių mikrosekundžių eilės. Joninio impulso trukmę lemia jonų surinkimo trukmė t^+, kuri yra 10^{-3} s eilės, todėl jonų surinkimas pasireiškia palyginti ilgais impulsų užpakaliniais frontais (žr. 16.9c pav.). Tačiau užpakalinį frontą galima sutrumpinti naudojant įvairius impulso formavimo įtaisus (pvz., nuosekliai sujungtus įtampos diferenciatorių ir įtampos integratorių). Šitaip pasiekiama, kad galutinio impulso trukmė būtų

10^{-6}–10^{-5} s eilės. Taigi, elektroninio surinkimo kamerų impulso trukmė yra daug mažesnė už joninio surinkimo kamerų impulso trukmę (kuri, kaip minėta, yra 10^{-3} s eilės). Todėl elektroninio surinkimo kameros gali būti naudojamos esant daug didesniam sąveikos įvykių dažniui negu joninio surinkimo kameros. Tačiau, palyginti su joninio surinkimo kameromis, elektroninio surinkimo kameros turi vieną svarbų trūkumą: impulso amplitudė priklauso ne vien nuo sukurtų jonų porų skaičiaus N, bet ir nuo jonų porų atsiradimo koordinatės x_0 (žr. (16.5.26) formulę). Todėl įtampos impulso amplitudė priklauso nuo dalelės pataikymo į kamerą taško ir nuo dalelės judėjimo krypties. Ši priklausomybė vadinama ***indukciniu efektu***. Šis efektas yra ypač nepageidautinas tuo atveju, kai pagal impulsų amplitudes tiriamas elektringųjų dalelių energijos spektras, nes vienodos energijos dalelės sukelia skirtingų amplitudžių impulsus, priklausomai nuo dalelių pataikymo vietos ir judėjimo krypties.

16.5.5. *Maža trukmės konstanta ($RC << t^-$)*

Anksčiau minėtą indukcinį efektą galima sumažinti naudojant dar mažesnes trukmės konstantas: $RC << t^-$. Šiuo atveju per laiko tarpą $0 < t < t^-$ įtampa $U(t)$ „suspėja“ įsisotinti (įsisotinimo trukmė, kaip minėta, yra artima $3RC$), o įtampos impulsas yra maždaug tokios pačios formos kaip detektoriaus srovės impulsas, t. y. apytiksliai stačiakampis (žr. 16.9d pav.). Impulso amplitudė yra

$$U_{\max} = U^-_{\max} + U^+_{\max} \approx U^-_{\max} = i_0^- R = N\frac{e}{d}R\upsilon^- . \qquad (16.5.27)$$

Ši amplitudė jau nepriklauso nuo taškų, kuriuose susidarė jonų poros, koordinačių x_0.

Tačiau, kadangi koordinatė x_0 gali įgyti vertes nuo 0 iki d, o elektronų surinkimo trukmė t^- yra proporcinga x_0 (žr. (16.5.8a) formulę), tai kai kurių sąveikos įvykių metu (kai $x_0 << d$) sąlyga $RC << t^-$ negalios. Išreikšime santykinę dalį kameros tūrio, kuriame sąlyga $RC << t^-$ galioja (t. y. indukcinis efektas nepasireiškia). Tam pasinaudosime tuo, kad per laiką $3RC$ įtampa praktiškai įsisotina (tiksliau, padidėja iki $0{,}95U_{\max}$). Vadinasi, kad indukcinis efektas beveik nepasireikštų, reikia, kad elektronų surinkimo trukmė būtų didesnė už $3RC$:

$$\frac{x_0}{\upsilon^-} > 3RC$$

arba

$$\frac{x_0}{d} > \frac{3RC\upsilon^-}{d} .$$

Šios nelygybės dešinioji pusė – tai kameros tūrio santykinė dalis, kurioje pasireiškia indukcinis efektas (t. y. įtampos impulsai, kuriuos sukelia elektronų surinkimas iš šios srities, yra mažesni už $0{,}95U_{\max}$, kur įtampą $U_{\max}$ nusako (16.5.27) reiškinys). Vadinasi, kameros tūrio santykinė dalis, kurioje indukcinis efektas beveik nepasireiškia, yra lygi

$$1 - \frac{3RC\upsilon^-}{d} .$$

Pvz., jeigu reikia, kad indukcinis efektas nepasireikštų bent 90 % kameros tūrio, trukmės konstanta RC turi būti tokia, kad galiotų nelygybė

$$1 - \frac{3RC\upsilon^-}{d} \geq 0.9$$

arba

$$RC \leq \frac{0.1d}{3\upsilon^-} . \qquad (16.5.28)$$

Įrašę tipiškas vertes ($d = 0{,}01$ m ir $\upsilon^- = 4\cdot10^3$ m/s), gauname $RC \leq 8\cdot10^{-8}$ s.

Pagrindinis tokių elektroninio surinkimo jonizacijos kamerų (su $RC << t^-$) trūkumas yra maža įtampos impulso amplitudė. Taip yra todėl, kad soties įtampa (16.5.27) yra proporcinga varžai R, o ši proporcinga trukmės konstantai RC. Žinoma, trukmės konstantą RC būtų galima sumažinti iki reikalingų verčių, ne vien mažinant R, bet ir mažinant C, tačiau praktikoje talpą C lemia išorinių įrenginių talpa, kurią neįmanoma sumažinti iki mažesnės negu tam tikra riba (tipiškos C vertės yra 10^{-10} F eilės [16]). Todėl praktikoje trukmės konstantos mažinimas yra susijęs su apkrovos varžos R ir impulso amplitudės $U_{\max}$ mažėjimu. Elektroninio surinkimo kameros soties įtampos (16.5.27) ir joninio surinkimo kameros impulso amplitudės (16.5.14) santykis yra lygus

$$\frac{RC_{\text{jon}}}{d}\upsilon^{-};$$

čia C_{jon} yra *joninio* surinkimo kameros ekvivalentinės RC grandinės talpa, o R yra *elektroninio* surinkimo kameros ekvivalentinės RC grandinės varža. Jeigu talpa C_{jon} yra lygi elektroninio surinkimo kameros talpai C, tada minėtasis amplitudžių santykis yra

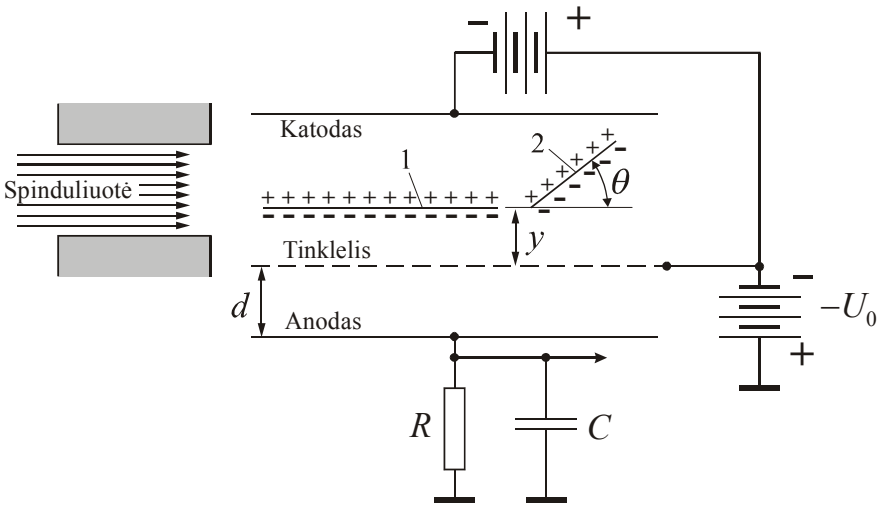
$$\frac{RC}{d}\upsilon^{-}.$$

Galiojant (16.5.28) sąlygai, šis santykis yra mažesnis už 0,1/3, t. y. elektroninio surinkimo kameros impulso amplitudė yra bent 30 kartų mažesnė už joninio surinkimo kameros amplitudę.

16.9b–d pav. grafikai nubraižyti remiantis prielaida, kad visais atvejais talpa C yra vienoda. Matome, kad tada, mažėjant trukmės konstantai RC, mažėja ir impulso amplitudė (16.9d pav. impulso amplitudė yra maždaug 25 kartus mažesnė negu 16.9b pav.). Kuo mažesnė impulso amplitudė, tuo sudėtingiau ją tiksliai išmatuoti. Todėl praktikoje trukmės konstanta RC dažniausiai atitinka sąlygą $t^{-} << RC << t^{+}$, o indukcinio efekto išvengiama naudojant specialios konstrukcijos jonizacijos kameras (žr. kitą poskyrį).

16.5.6. *Jonizacijos kamera su tinkleliu*

Indukcinį efektą galima beveik visai pašalinti naudojant jonizacijos kamerą su tinkleliu. Tokios kameros sandara ir jungimo schema parodytos 16.10 pav. Jonizacijos kameros tūris (erdvė tarp anodo ir katodo) yra padalytas į dvi sritis, kurias skiria trečiasis elektrodas – metalinis tinklelis. Tinklelio potencialas yra didesnis už kameros katodo potencialą, tačiau mažesnis už anodo potencialą. Visas išorinės spinduliuotės srautas nukreipiamas į sritį, kuri yra tarp tinklelio ir katodo. Šioje srityje susidarę teigiamieji jonai dreifuoja link katodo, o laisvieji elektronai – link tinklelio. Didžioji dauguma elektronų, pasiekę tinklelį, pereina jį ir toliau dreifuoja link anodo. Kadangi tinklelio potencialas yra pastovus, tai jis pilnai ekranuoja abi kameros sritis vieną nuo kitos. Todėl krūvininkų judėjimas tarp tinklelio ir katodo neturi jokios įtakos elektriniam laukui tarp tinklelio ir anodo. Tai reiškia, kad, krūvininkams judant tarp tinklelio ir katodo, elektros srovė indukuojama tik tinklelio ir katodo grandinėje, bet ne anodo grandinėje, kuriai priklauso apkrovos varža R (žr. 16.10 pav.). Kadangi teigiamieji jonai nepatenka į sritį tarp tinklelio ir anodo, tai joninis impulsas šiuo atveju nesusidaro. Taigi, visą matuojamą įtampą sąlygoja perėjusių pro tinklelį elektronų dreifas nuo tinklelio iki anodo. Visi šie elektronai toje kameros srityje nueina vienodą atstumą (tai yra atstumas tarp tinklelio ir anodo). Skaičiuojant įtampos priklausomybę nuo laiko $U(t)$, galima taikyti (16.5.15) formulę, kurioje t atskaitomas nuo laiko momento, kai elektronai pasiekia tinklelį:



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

$$U(t)\big|_{t<t^{-}} = U^{-}(t)\big|_{t<t^{-}} \approx \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^{-}}{d}t. \qquad (16.5.29)$$

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

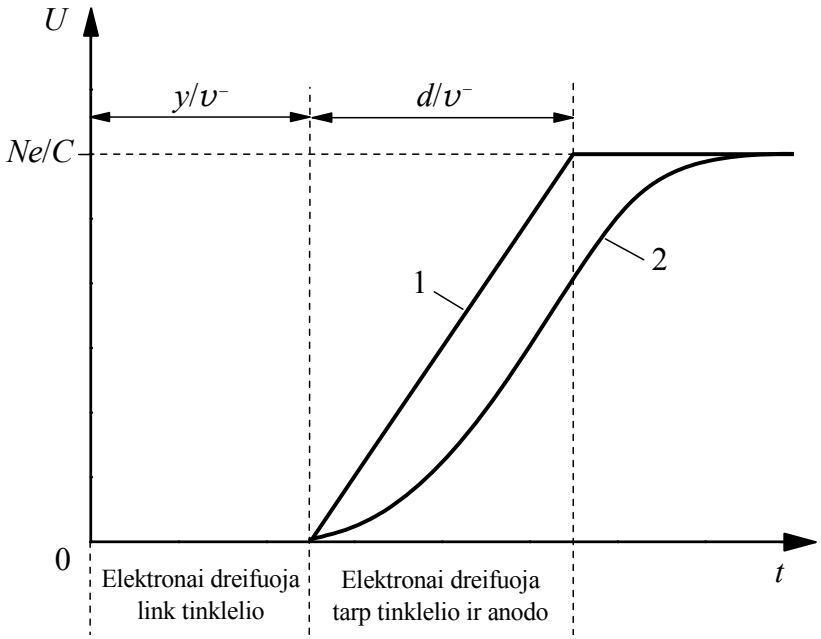
$$t^{-} = \frac{d}{\upsilon^{-}}. \qquad (16.5.30)$$

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

$$U(t^-) = U_{\max} = \frac{Ne}{C}\frac{\upsilon^-}{d}t^- = \frac{Ne}{C}. \qquad (16.5.31)$$

Matome, kad šiuo atveju įtampos impulso amplitudė nepriklauso nuo pirminės jonizacijos taško koordinačių ir yra tokia pati kaip joninio surinkimo jonizacijos kameroje (žr. (16.5.14) formulę). Tačiau, kadangi $RC << t^+$, kameros su tinkleliu įtampos impulso trukmė yra daug mažesnė negu joninio surinkimo kameros (t. y. daug didesnis greitaeigiškumas).

Jonizacijos kameroje su tinkleliu impulsas šiek tiek vėluoja atžvilgiu sąveikos įvykio (pirminės jonizacijos) momento. Vėlinimo trukmė – tai elektronų dreifo nuo pirminės jonizacijos taško iki tinklelio trukmė. Pažymėjus raide y atstumą nuo pirminės jonizacijos taško iki tinklelio, vėlinimo trukmė yra lygi y/υ^- (žr. 16.11 pav.). Jeigu krintančiųjų dalelių pėdsakai yra lygiagretūs su tinkleliu, tada visi elektronai, kuriuos sukūrė viena krintančioji dalelė, nueina vienodą atstumą. Tada visų elektronų vėlinimas yra vienodas, o impulso forma yra aprašoma (16.5.29) reiškiniu (laikas t tame reiškinyje atskaitomas nuo impulso pradžios momento, o ne nuo sąveikos įvykio momento). Šį impulsą vaizduoja 1 kreivė 16.11 pav. Tačiau bendruoju atveju krintančiųjų dalelių pėdsakai gali būti ir nelygiagretūs su tinkleliu (pvz., žr. antrąjį pėdsaką 16.10 pav.). Tada skirtingi elektronai, kuriuos sukūrė viena krintančioji dalelė, nueina skirtingą atstumą iki tinklelio, todėl ir tų elektronų sukuriamų impulsų vėlinimas yra skirtingas. Matuojamasis impulsas yra impulsų, kuriuos sukūrė atskiri elektronai, suma. Jeigu tie elektronai pasiekė tinklelį skirtingais laiko momentais, tada matuojamasis impulsas neturi aštrių lūžio taškų, o jo priekinio fronto trukmė yra didesnė (žr., 16.11 pav., 2 kreivė). Jeigu dalelė krinta kampu θ (žr. 16.10 pav.), o jos pėdsako ilgis lygus l' ir pėdsakas yra tiesus, tada impulso priekinio fronto trukmė yra $1 + (l'/d)\sin\theta$ kartų didesnė negu tuo atveju, kai dalelės pėdsakas yra lygiagretus su elektrodais [1]. Todėl, matuojant impulsų priekinių frontų trukmių skirstinį, galima nustatyti krintančiųjų dalelių krypčių skirstinį (jeigu yra žinomas siekis l'). Antra vertus, jeigu visų krintančiųjų dalelių judėjimo kryptis yra vienoda ir nėra lygiagreti su elektrodais ($\theta > 0°$), tada kiekvieno impulso priekinio fronto *formą* lemia dalelės ilginė stabdymo geba įvairiuose pėdsako taškuose. Tokiu atveju pagal impulso priekinio fronto formą galima nustatyti vadinamąją Brego kreivę – ilginės stabdymo gebos priklausomybę nuo dalelės nueito kelio (Brego kreivės pavyzdys yra pateiktas 12.2.3 poskyryje, 12.3 pav.). Todėl tokia impulso priekinio fronto formos analizė yra vadinama ***Brego kreivės spektroskopija***. Brego kreivės spektroskopijai patogiausia panaudoti jonizacijos kameras, kurios pritaikytos registruoti daleles, kurių judėjimo kryptis yra statmena elektrodams ($\theta = 90°$), nes tada impulso priekinio fronto trukmė yra didžiausia ir todėl lengviausia tirti jo formą.



16.11 pav. Plokščiosios jonizacijos kameros su tinkleliu impulso forma, kai $RC >> d/\upsilon^-$, esant dviem kampo θ vertėms (žr. 16.10 pav.): 1 kreivė atitinka $\theta = 0°$ (t. y. pėdsakas yra lygiagretus su elektrodais), o 2 kreivė atitinka $\theta = 45°$

16.5.7. *Jonizacijos kameros impulso amplitudė ir ribinė energinė skyra*

Jonizacijos kameros su tinkleliu impulsų amplitudės beveik nepriklauso nuo dalelės kritimo kampo θ ir yra nusakomos (16.5.31) reiškiniu. Nustatysime šių amplitudžių didumo eilę. Pvz., tarkime, kad į kamerą pateko α dalelė, kurios energija $E_0 = 5$ MeV, ir kad ta dalelė savo energiją prarado kameros aktyviajame tūryje. Turint omenyje, kad vidutinė energija, kuri išeikvojama vienai jonų porai sukurti ore, yra lygi $W = 35$ eV (žr. 16.1 lentelę), galima teigti, kad kameroje atsirado $N = 5\,000\,000 / 35 \approx 140\,000$ jonų porų. Tada surinktasis krūvis lygus $Q = Ne = 140\,000 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C $= 2{,}2 \cdot 10^{-14}$ C. Tarkime, kad

ekvivalentinė talpa yra $C \approx 10^{-10}$ F (tipiška vertė). Tada įtampos impulso amplitudė lygi $U_{max} = Q/C = 2{,}2\cdot10^{-14}/10^{-10}$(V) $= 2{,}2\cdot10^{-4}$ V. Tokios mažos amplitudės impulsų matavimui reikalinga palyginti sudėtinga impulsų formavimo ir stiprinimo įranga.

Iš impulso amplitudės išraiškos (16.5.31) išplaukia, kad, matuojant impulsų amplitudžių U_{max} skirstinį, galima nustatyti vienos dalelės sukurtųjų jonų porų skaičiaus N skirstinį. Pagal jonų porų skaičiaus skirstinį galima nustatyti dalelių energijos spektrą (žr. (16.2.2) formulę). 15.5.4 poskyryje buvo minėta, kad mažiausioji įmanoma energinė skyra yra lygi

$$R_{min} = 2.35\sqrt{\frac{F}{\overline{N}}}\,; \qquad (16.5.32)$$

čia $\overline{N}$ yra vidutinis jonų porų skaičius, kurį sukuria viena duotosios energijos dalelė, o F yra Fano faktorius. Imant tą patį pavyzdį kaip ir ankstesniojoje pastraipoje, $\overline{N} \approx 140\,000$. Todėl, teigiant, kad $F = 0{,}15$ (pagal [16]), iš (16.5.32) gauname tokią mažiausios energinės skyros vertę: $R_{min} \approx 0{,}243$ %. Jeigu $E_0 = 5$ MeV, tada minėta R_{min} vertė atitinka visiškosios sugerties smailės energinį plotį $\Delta E = R_{min}E_0 = 0{,}00243\cdot5\cdot10^6$ eV = 12,2 keV. Praktikoje, naudojant jonizacijos kameras, sunku pasiekti tokią mažą energinę skyrą, nes ΔE vertė, kurią lemia įvairūs elektroniniai triukšmai, dažniausiai būna didesnė už minėtą mažiausiąją vertę.

Uždaviniai

16.1. Apskaičiuokite teigiamųjų jonų (arba elektronų) krūvį, kuris sukuriamas, kai 5,5 MeV energijos α dalelė yra sustabdoma helio dujose. Apskaičiuokite atitinkamą soties jonizacijos srovę, kuri teka helio užpildytoje jonizacijos kameroje, jeigu į kamerą patenka 300 α dalelių per sekundę.

16.2. Beta dalelių, kurias spinduliuoja anglies izotopas ^{14}C, vidutinė energija yra 49 keV. Apskaičiuokite soties jonizacijos srovę didelio tūrio jonizacijos kameroje, kuri užpildyta argono dujomis, į kurias įterpta 150 kBq ^{14}C (anglies dioksido CO_2 pavidalu).

16.3. Toliau pateiktos jonizacijos kameros įtampos ir srovės vertės, kai yra pastovi apšvita:

Įtampa (V)	Srovė (pA)
10	18,72
20	19,41
50	19,93
100	20,12

Panaudoję pratęsimo metodą, kuris aprašytas 16.4.3 poskyryje, nustatykite soties jonizacijos srovę. Kokia turi būti mažiausia įtampa, kad srovės santykinis nuokrypis nuo soties vertės neviršytų 5 %?

16.4. Atstumas tarp jonizacijos kameros elektrodų yra 5 cm. Jonizacijos kamera užpildyta grynu metanu. Dujų slėgis $p = 10^5$ Pa, maitinimo įtampa $U_0 = 1000$ V. Remdamiesi duomenimis, kurie pateikti 16.2 pav., apskaičiuokite elektronų surinkimo trukmę.

16.5. 150 pF talpos elektroninio surinkimo jonizacijos kameroje su plokščiais elektrodais buvo sukurta 1000 jonų porų 2 cm atstumu nuo anodo. Apskaičiuokite įtampos impulso amplitudę, jeigu atstu-mas tarp elektrodų yra 5 cm.