

BRANDUOLINĖS ENERGETIKOS FIZIKINIAI PAGRINDAI

Viktorija Tamulienė

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas

2015–2018 rudenio
IX paskaita

1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- Jonizaciniai nuostoliai
- Tamprioji sklaida
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- Jonizaciniai nuostoliai
- Tamprioji sklaida
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- Jonizaciniai nuostoliai
- Tamprioji sklaida
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

Branduolinės spinduliuotės sudėtis

Anksčiausiai pradėta tirti radioaktyviųjų elementų skleidžiamų α , β ir γ spindulių ir medžiagos sąveika. Šių spindulių energijos nebuvo didesnės negu 10 MeV. Laikui bėgant, buvo atrastos naujos dalelės, išplėtoti dalelių greitinimo ir γ spindulių gavimo metodai, todėl dabar registruojama visų rūšių spindulių energija daug didesnė, net iki 100 GeV. Šioje apžvalgoje viskas bus nagrinėjama bendrai, nesigilinant į tai, iš kokio šaltinio ar kokiomis priemonėmis spinduliai gauti, ir viskas bus vadinama bendru vardu – branduolinė spinduliuotė.

Spinduliuotės sąveikos su medžiaga, kuria ji sklinda, tyrimas yra labai svarbus ir praktiniu, ir moksliniu teoriniu požiūriu. Sąveikos pažinimas yra būtinas konstruojant spinduliuotės registravimo prietaisus, numatant apsaugos būdus. Iš visų šios sąveikos pasireiškimų galima spręsti apie medžiagos, branduolių ir elementariųjų dalelių sandarą.

Branduolinės spinduliuotės sudėtis

Pagal savo prigimtį ir svarbiausias charakteristikas branduolinė spinduliuotė skirstoma į 3 grupes:

- 1 sunkiosios elektringos dalelės (protonai, deutonai, α dalelės ir kt.)
- 2 lengvosios elektringos dalelės (elektronai ir pozitronai);
- 3 γ kvantai

Šių 3 grupių sąveika su medžiaga yra iš esmės skirtinga ir bus nagrinėjama kiekviena atskirai.

Branduolinės spinduliuotės sudėtis

Kaip žinome, iš keturių sąveikų, jei atmesime gravitacinę, kuri mūsų atveju yra labai maža, lieka dar trys galimos sąveikos rūšys:

- 1 stiprioji, pasireiškianti tarp nukleonų, mezonų ir sunkiausiųjų dalelių – hiperonų;
- 2 elektromagnetinė, veikianti tarp dalelių, turinčių krūvius, ir γ kvantų;
- 3 silpnoji sąveika, pasireiškianti vykstant β skilimui, E pagavai ir kai kuriems kitiems skilimams.

Iš visų čia išvardytųjų branduolinei spinduliuotei sklindant medžiaga labiausiai pasireiškia elektromagnetinė sąveika.

Branduolinės spinduliuotės sudėtis

Galutinį sąveikos rezultatą lemia šie pagrindiniai veiksniai:

- dalelės: masė, krūvis, energija;
- medžiagos: tankis, atominis skaičius Z , vidutinė jonizacijos energija.

Kiti veiksniai – dalelės sukinyvis, medžiagos temperatūra, kietumas – praktiškai neturi įtakos.

1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- Jonizaciniai nuostoliai
- Tamprioji sklaida
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika

Elektringosios dalelės, kurios sudaro branduolinę spinduliuotę, dažniausiai yra elektronai (e), protonai (p), deutonai (d), α dalelės (α). Pereidamos per medžiagą, jos nustoja energijos dėl elektromagnetinės sąveikos su medžiagos elektronais. Sąveikos metu elektronai sužadunami arba jonizuojami, o dalelė, praradusi visą savo energiją, sustabdoma. Dalelės *siekiu* vadiname visą nuotolį, kurį dalelė nulekia medžiagoje iki tos akimirkos, kai jos energija sumažėja iki nulio.

Greitosios dalelės energija yra prarandama dėl dviejų priežasčių:

- 1 atomams jonizuoti ir elektronams sužadinti, tai vadinsime *jonizaciniais nuostoliais* ir žymėsime $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{jon}}$;
- 2 dėl dalelės stabdymo atsirandant elektromagnetinei spinduliuotei, kuri vyksta eikvojant dalelės energiją, tai vadinamieji *radiaciniai nuostoliai*, žymimi $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}$.

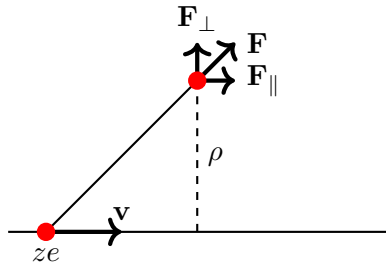
1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- **Jonizaciniai nuostoliai**
- Tamprioji sklaida
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

Jonizaciniai nuostoliai

Įvairios dalelės nevienodai jonizuoja. Labiausiai jonizuoja sunkiosios didesnio krūvio dalelės, pavyzdžiui α . Pereidama per medžiagą tokia dalelė savo elektriniu lauku veikia aplinkinius elektronus, praskina tarp jų kelią, o pati beveik nepakeičia savo krypties, todėl jos trajektorija praktiškai lieka tiesė. Tuo tarpu lengvosios dalelės kiekvieno susidūrimo metu gali smarkiai pakeisti savo judėjimo kryptį.

Dalelei pralekiant pro elektroną, kurį tą trumpą akimirką galima laikyti nejudančiu ir laisvu, sąveikos eigą ir elektronui suteiktą energiją (kurią prarado dalelė) apytiksliai galima aprašyti taip, kaip parodyta paveiksle.



Jonizaciniai nuostoliai

Jei dalelės greitis yra \mathbf{v} , krūvis ze ir taikymo nuotolis ρ , tai per visą pralėkimo trukmę elektronui suteiktas judesio kiekis bus

Suteiktas judesio kiekis

$$\mathbf{p} = \int \mathbf{F} dt; \quad (1)$$

čia \mathbf{F} yra elektroną veikianti jėga. Ją galima išskaidyti į 2 dedamąsias F_{\perp} ir F_{\parallel} . Lygiagrečių dedamųjų poveikis kompensuojasi, nes dalelei artėjant ir po to jai tostant judesio kiekis yra priešingo ženklo (dalelės greitis pertą laiką laikomas nepakitusiu), tuo tarpu statmenosios jėgos F_{\perp} suteikiamas judesio kiekis visą laiką sumuojamas. Šį judesio kiekį galima įvertinti taip (kita skaidrė):

Jonizaciniai nuostoliai

Suteiktas judesio kiekis

$$\mathbf{p} = \int \mathbf{F} dt = (\text{elektrostatinė jėga}) \times (\text{pralėkimo trukmė}), \quad (2)$$

$$\mathbf{p} \approx \frac{ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0\epsilon\rho^2} \cdot \frac{2\rho}{v} = \frac{ze^2}{2\pi\epsilon_0\epsilon\rho v}. \quad (3)$$

Elektrono įgyta energija

Elektrono įgyta energija

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2 \rho^2 v^2 m}. \quad (4)$$

Panašių susidūrimų skaičius priklauso nuo to, kiek yra elektronų arti dalelės trajektorijos. Jei 1 cm^3 elektronų yra $n = NZ$, N – atomų skaičius 1 cm^3 , Z – atominis skaičius, tai integruojant visų efektyvių susidūrimų energijos nuostolius ir įskaitant elektronų reliatyvistinius sąryšius, gaunama tokia savitųjų jonizacijos nuostolių formulė (kita skaidrė):

Jonizaciniai nuostoliai

Savitųjų jonizacijos nuostolių energija

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{jon}} = \frac{z^2 e^4 n}{4\pi \epsilon_0^2 \epsilon^2 m v^2} \ln \frac{m v^2}{I(I - \beta^2)}; \quad (5)$$

$\beta = v/c$, o $I \approx 13,5Z$ eV yra vidutinė medžiagos atomų jonizacijos energija.

Gautasis sąryšis vadinamas **Boro formule**. Pagrindinis jos rezultatas, kuris faktiškai jau pastebimas (4) formulėje, gali būti trumpai užrašytas taip:

Savitųjų jonizacijos nuostolių energija

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{jon}} \sim \frac{1}{v^2} z^2 Z; \quad (6)$$

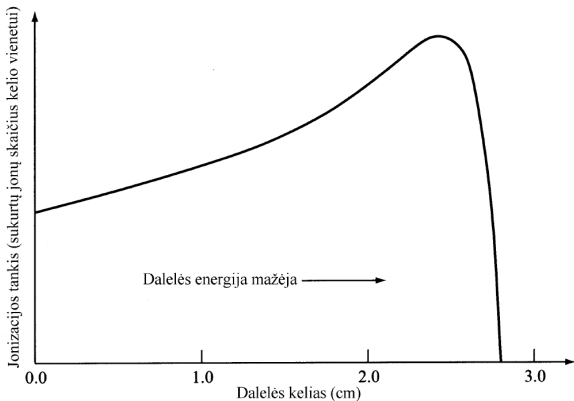
čia z yra dalelės, o Z – medžiagos branduolių krūviai e vienetais.

Jonizaciniai nuostoliai

Atkreipkime dėmesį į kai kurias išvadas iš paskutiniojo sąryšio. Pastebime, kad jonizaciniai nuostoliai priklauso nuo nedaugelio dalykų: dalelių greičio, jų krūvio ir elektrono skaičiaus tūrio vienete. Silpnai priklauso nuo vidutinio medžiagos jonizacijos potencialo (logaritminė prieklausa), būdinga prieklausa nuo dalelės greičio ($1/v^2$). Lėtesnės dalelės stipriau jonizuoja. Todėl Vilsono kameroje arba fotografinėse emulsijose dalelių pėdsakai daug storesni (daugiau jonų) gale, kur greitis mažesnis. Taip pat stipri prieklausa nuo dalelės krūvio, pvz., α dalelė jonizuoja 4 kartus daugiau negu panašaus greičio protonas.

Jonizaciniai nuostoliai

Čia pavaizduota vadinamoji **Brego kreivė**. Jei paimtume kitą radioaktyvųjį elementą su mažesne pradinės energijos α dalelėmis, gautume tos kreivės tik trumpesnę dalį.



1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- Jonizaciniai nuostoliai
- **Tamprioji sklaida**
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

Tamprioji sklaida

Tamprioji sklaida – tai toks dviejų dalelių sąveikos procesas, kai bendroji abiejų dalelių kinetinė energija nepasikeičia ir tik kitaip pasiskirsto tarp sąveikaujančių dalelių, o dalelės pakeičia savo judėjimo kryptis.

Šios sklaidos priežastis gali būti Kulono arba branduolinės jėgos. Kulono kėgos yra toliaveikės, gali taip pat atsirasti judant mažesnių energijų dalelėms, o branduolinės jėgos, būdamos artiveikės, reikalauja didelių sąveikaujančių dalelių suartėjimų ir jų poveikis pastebimas tik esant didelėms energijoms.

Tamprioji sklaida

α dalelių tampriosios sklaidos tyrimas suvaidino pagrindinį vaidmenį aiškinant branduolinę atomų sandarą. Tyrimus atliko E. Rezerfordas su savo bendradarbiais. Tiriant didelės energijos α dalelių pereigą per plonas metalines folijas, buvo pastebėta jų sklaida kartais labai dideliu kampu. Apie šį eksperimentą kalbėjome pirmojoje paskaitoje. Jis leido atsirasti atomo branduolio idėjai.

Užrašysime Rezerfordo formulę:

Rezerfodo formulė

$$y = \frac{Qntb^2}{16r^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\Phi}{2}}. \quad (7)$$

Q yra bendras krintančių į foliją dalelių skaičius, y – išsklaidytų dalelių skaičius, n – atomų tankis folijoje, t – jos storis, $b = \frac{Ze \cdot q}{2\pi\epsilon_0 \epsilon MV^2}$, Ze – branduolio krūvis, M – krentančios dalelės masė, V – jos greitis, Φ – sklaidos kampas.

Tampriji sklaida

Iš šios formulės gaunama sąryšių, kuriuos galima patikrinti eksperimentiškai. Svarbiausias iš jų ir labiausiai įtikinantis yra $y \sim \frac{1}{\sin^4 \frac{\Phi}{2}}$, nes jis gali būti taikomas labai dideliame intervale. Tikrinta buvo nuo $\Phi = 5^\circ$, kai $\frac{1}{\sin^4 \frac{\Phi}{2}} = 276000$, iki $\Phi = 150^\circ$, kai $\frac{1}{\sin^4 \frac{\Phi}{2}} = 1,5$. Eksperimentas parodė, kad šiame labai plačiame diapazone

Sąryšis

$$y \cdot \sin^4 \frac{\Phi}{2} = \text{const.} \quad (8)$$

Kiti sąryšiai, kurie plaukia iš (7) formulės, buvo taip pat eksperimentiškai patvirtinti. Būtent, $y \sim t$, t.y. išsklaidytų dalelių skaičius buvo proporcingas folijos storiui, ir $y \sim b^2$, iš čia gaunama $y \sim \frac{1}{(MV^2)^2} \sim \frac{1}{V^4}$. Ši formulė buvo patikrinta sklaidant įvairaus greičio α daleles.

Tamprioji sklaida

Iš pradžių buvo atviras branduolio krūvio klausimas. Šis dydis Z_e įeina į Rezerfordo formulę (7). Iš ankstesnių eksperimentų buvo galima daryti išvadą, kad tų atomų, kurių atominė masė didesnė negu aliuminio, branduolio krūvis Z , išreikštas vienetais e , maždaug lygus $\frac{1}{2}A$, t.y. pusei masės skaičiaus. Po to van den Brukas (A. van den Broek) padarė prielaidą (1913 m.), kad skaičius Z gali būti lygus periodinės sistemos elemento numeriui. Šią prielaidą patvirtina sklaidos eksperimentai.

Van den Bruko prielaida pasinaudojo N. Boras savo teorijoje, o dar labiau ją patvirtino H. Mozlis (H. G. J. Moseley) įvairių elementų Rentgeno spektrų tyrimais (Mozlio dėsnis). Šį pagrindinį atomo ir branduolio fizikos klausimą dar kartą labai rūpestingai nagrinėjo Dž. Čedvikas. Jo tyrimų, atliktų su vario ($Z = 29$), sidabro ($Z = 47$) ir platinos ($Z = 78$) folijomis parodė, kad atominis skaičius ir eksperimentinis krūvis e vienetais sutampa paklaidų ribose. Visa tolesnė fizikos raida patvirtina van den Bruko prielaidos teisingumą.

1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- Jonizaciniai nuostoliai
- Tamprioji sklaida
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

Dalelių siekiai

Tiriant dalelių pereigą medžiaga, nustatomas dalelių siekis joje (jei energijos nedidelės – tai ore), o iš jo išskaičiuojama dalelės energija. Todėl sąryšys tarp siekio ir energijos yra labai svarbus. Dalelės *siekiu* vadiname dalelės nulėktą kelią medžiagoje iki visiško sustojimo.

Ankstesniame branduolinės fizikos periode ypač daug dėmesio buvo skiriama α dalelėms ir jų siekiams, kurie visada nurodomi ore normaliomis sąlygomis. Štai kokie siekiai (R nuo žodžio *range*), išmatuoti kai kuriems α radioaktyviems elementams:

Dalelių siekiai

Elementas	Žymuo	Nuklidas	R , cm
Toris C	ThC	$({}_{83}^{212}\text{Bi})$	4,69
Toris C'	ThC'	$({}_{84}^{212}\text{Po})$	8,53
Radis C	Ra	$({}_{88}^{226}\text{Ra})$	3,26
Radonas	Rn	$({}_{86}^{222}\text{Rn})$	4,01
Uranas	UI	$({}_{92}^{238}\text{U})$	2,69

Sąryšį tarp siekio R ir energijos E sunkioms dalelėms galima rasti remiantis jonizacinių nuostolių formule. Tam tikroje aplinkoje dalelės jonizaciniai nuostoliai priklauso tik nuo dalelės greičio arba yra tik energijos funkcija (kita skaidrė):

Dalelių siekiai

Jonizaciniai nuostoliai

$$-\frac{dE}{dx} = f(E), \quad (9)$$

o iš čia

Siekio išvedimui

$$dx = -\frac{dE}{f(E)}. \quad (10)$$

Jei suintegruosime šį reiškinį nuo pradinės energijos E_0 iki dalelės sustojimo $E = 0$, gauname dalelės siekį:

Siekis

$$R = \int_0^R dx = -\int_{E_0}^0 \frac{dE}{f(E)} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{f(E)}. \quad (11)$$

Dalelių siekiai

Sunkiųjų dalelių jonizaciniai nuostoliai pakankamu tikslumu

Jonizaciniai nuostoliai

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{jon.}} = f(E) \sim \frac{1}{v^2} \sim \frac{1}{E}. \quad (12)$$

Tuomet (11) integralas

Siekis

$$R \sim \int_0^{E_0} \frac{dE}{1/E} = \int_0^{E_0} E dE \sim \frac{E_0^2}{2} \sim v^4. \quad (13)$$

Ši formulė galioja dideliems greičiams ir energijoms, kai $R > 7$ cm.

Gamtinėms dalelėms, kurių siekiai ir energijos nėra dideli, iki 8 MeV, geriau tinka formulė (kita skaidrė)

Dalelių siekiai

formulė

Siekis

$$R \sim E^{3/2} \sim v^3, \quad (14)$$

branduolio fizikoje vadinama Geigerio dėsniumi, empiriškai nustatytu α dalelėms, kurių siekiai $3 < R < 7$ cm.

Vienos tikslios formulės, tinkančios visiems atvejams, nėra; laipsnio rodiklis įvairuoja, atsižvelgiant į dalelių rūšį ir energijų sritį.

Dalelių siekiai

Įvairių energijų greitų protonų ir α dalelių siekiai ore pateikti lentelėje.

Energija, MeV	Protonų siekis	α dalelių siekis, cm
1	2,3 cm	0,5
5	34 cm	3,5
10	1,15 m	10,6
20	3,96 m	34,4
100	71 m	
1000	2 km	
10000	25 km	

lentelė: Greitų protonų ir α dalelių siekiai ore.

Dalelių siekiai

Eksperimentiniuose tyrimuose yra svarbus sunkiųjų dalelių energijos matavimas pagal jų siekius storasluoksnių fotoplokštelių emulsijose. Empiriškai nustatytas toks sąryšys tarp protono energijos E_p ir jo siekio R :

Energijos ir siekio sąryšys

$$E_p = \alpha R_p^n = 0,25 R_p^{0,58}. \quad (15)$$

Šioje formulėje E_p išreiškiama megaelektronvoltais (MeV), o protonų siekis R_p – mikrometrais (μm). Panaši formulė pritaikyta ir kitų dalelių energijai iš pėdsakų fotoemulsijoje skaičiuoti:

Energijos ir siekio sąryšys

$$E = \alpha \left(\frac{m}{m_p} \right)^{1-n} z^{2n} R^n; \quad (16)$$

čia: m – dalelės masė, z – jos krūvis e vienetais, o $\alpha = 0,25$ ir $n = 0,58$.

1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- Jonizaciniai nuostoliai
- Tamprioji sklaida
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė

Greitas elektringas daleles, pralekiančias pro branduolius, veikia branduolių krūvių elektriniai laukai, todėl dalelės įgyja tam tikrus pagreičius. Iš elektrodinamikos žinoma: jei elektrinis krūvis įgyja pagreitį, prasideda elektromagnetinis spinduliavimas. Šiam spinduliavimui eikvojama dalelės energija, ir todėl atsiranda vadinamieji *radiaciniai nuostoliai*. Pati spinduliuotė vadinama *stabdomąja*.

Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė

Dėl greitėjančio dalelės judėjimo per 1 s išspinduliuotos energijos kiekis (spinduliuotės galia) išreiškiamas tokia elektrodinamikoje žinoma formule:

Spinduliuotės galia

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{c^3} \bar{\mathbf{x}}^2; \quad (17)$$

čia $\bar{\mathbf{x}}$ yra vidutinis dalelės pagreitis.

Kadangi dėl jėgos poveikio įgytas pagreitis $\mathbf{\ddot{x}} = \frac{\mathbf{F}}{m}$ yra atvirkščiai proporcingas dalelės masei m , iš (17) matome, kad stabdomosios spinduliuotės intensyvumas yra atvirkščiai proporcingas dalelės masės kvadratui. Todėl, jei palyginsime, pvz., protono ir elektrono tų pačių jėgų sąlygojamą stabdomąją spinduliuotę, protonams bus $(M_p/m_e)^2$, apytiksliai $1836^2 = 3,4 \cdot 10^6$ kartų mažesnio intensyvumo. Matome, kad sunkiųjų dalelių radiaciniai nuostoliai yra nepaprastai maži ir jų galima nepaisyti. Jie turi įtakos tik lengvosios dalelės – elektronams.

Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė

Elektronų radiacinius nuostolius teoriškai skaičiavo H. Betė (H. A. Bethe) ir Heitleris (V. Heitler) ir gavo tokį rezultatą:

Radiaciniai nuostoliai

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{rad}} = NEZ^2\varphi(E); \quad (18)$$

čia: N – stabdančiosios medžiagos atomų tankis, E – elektrono energija, Z – stabdančiųjų branduolių atominis skaičius ir $\varphi(E)$ – tam tikra nepriklausanti nuo Z ir nedaug kintanti $\ln E$ funkcija. Svarbiausia šios formulės išvada: elektronų radiaciniai nuostoliai tiesiog proporcingi E ir Z^2 .

Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė

Sunkesniųjų elementų (didesnių Z) medžiagoje greitųjų elektronų radiaciniai nuostoliai daug didesni ir smarkiai pranoksta jonizacinius. Šių abiejų nuostolių palyginimas išreiškiamas tokiu paprastu sąryšiu:

Radiacinių ir jonizacinių nuostolių santykis

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{rad}} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{jon}} = \frac{ZE(\text{MeV})}{800}. \quad (19)$$

Šioje formulėje elektrono energija turi būti išreiškiama megaelektronvoltais.

Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė

Energija, kuriai esant abu nuostoliai susilygina, vadinama krizine energija E_{kr} . Ji randama iš sąlygos

Krizinės energijos sąlyga

$$\frac{ZE_{\text{kr}}}{800} = 1, \quad (20)$$

arba

Krizinė energija

$$E_{\text{kr}} = \frac{800}{Z}, \quad (21)$$

ir yra tuo mažesnė, kuo didesnis Z . Pvz., ore ($Z = 8$) $E_{\text{kr}} = 100$ MeV, švine ($Z = 82$) $E_{\text{kr}} \simeq 10$ MeV. Radiaciniai nuostoliai yra didesni už jonizacinius, kai dalelių energija didesnė už krizinę.

1 Branduolinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

- Branduolinės spinduliuotės sudėtis
- Elektringųjų dalelių ir medžiagos sąveika
- Jonizaciniai nuostoliai
- Tamprioji sklaida
- Dalelių siekiai
- Radiaciniai nuostoliai. Stabdomoji spinduliuotė
- Čerenkovo spinduliavimas

Čerenkovo spinduliavimas

Praeitame skyriuje buvo minėta, kad elektronai arba kitos elektringos dalelės, judėdamos su pagreičiu, skleidžia elektromagnetinę spinduliuotę, kurios vidutinė galia apibrėžiama (17) formule. Elektronams lėtėjančiai judant antikatode yra sukuriama Rentgeno spinduliuotė. Taip įsivyravo požiūris, kad elektromagnetinis spinduliavimas yra visada susijęs su lėtėjančiu arba greitėjančiu judėjimu.

Tačiau yra vienas įdomus atvejis, kai elektromagnetines bangas sužadina tolygiai judantis krūvis. Taip yra tada, kai krūvis juda medžiagoje greičiu, didesniu negu šviesos greitis toje medžiagoje. Vakuume toks atvejis negalimas, nes pagal reliatyvumo teoriją jokia dalelė negali pasiekti šviesos greičio $c = 3 \cdot 10^8$ m/s. Tačiau medžiagoje šviesos greitis yra mažesnis, o dalelės greitis gali būti visai artimas c , ir todėl susidaro sąlygos tokiam spinduliavimui.

Čerenkovo spinduliavimas

Šios rūšies bangos fizikos srityse yra gerai žinomos, jos yra matomos ant vandens paviršiaus, judant laivui arba girdimos ore, judant kulka arba lėktuvui greičiu, didesniu negu garso. Panašus reiškinys vyksta ir judant jelektrintai dalelei medžiagoje. Šitokias elektromagnetines bangas aptiko P. Čerenkovas (P. A. Čerenkov) ir jos vadinamos Čerenkovo spinduliais.

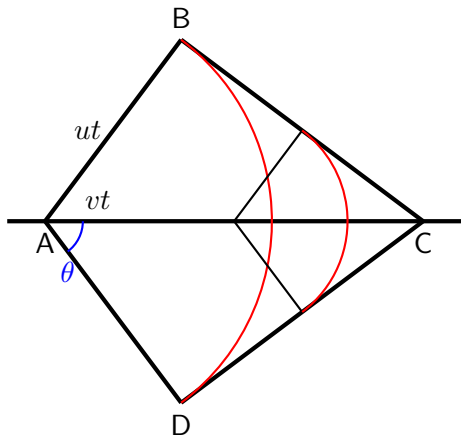
Įdomi yra Čerenkovo spindulių atradimo istorija. Seniai fizikai, dirbę radioaktyvumo srityje, stebėjo radioaktyviųjų elementų tirpalų silpną švytėjimą. Manyta, kad tas švytėjimas yra liuminescencija, sužadinta branduolinės γ spinduliuotės. Tačiau S. Vavilovas (S. I. Vavilov) atkreipė dėmesį, kad šis švytėjimas kai kuo skiriasi nuo liuminescencijos. Žinoma, kad liuminescenciją gesina (silpnina) tam tikrų junginių priemaišos, kurios taip pat paveikia ir švytėjimo poliarizaciją. Viso to radioaktyviųjų elementų tirpalų švytėjime nerasta. Tai ištirti pavesta P. Čerenkovui.

Čerenkovo spinduliavimas

Čerenkovas, atlikęs daugybę eksperimentų, konstatavo, kad šį švytėjimą sužadina ne elektromagnetinė γ spinduliuotė, o greitos β dalelės, ir kad ši spinduliuotė skleidžiama tik tam tikromis kryptimis, susijusiomis su β dalelės judėjimo kryptimi. Galutinai teoriškai šį spinduliavimą išaiškino 1937 m. I. Frankas (I. M. Frankas) ir I. Tamas (I. E. Tamm).

Terpėje, kurios lūžio rodiklis n , šviesos greitis yra mažesnis negu tuštumoje: $u = c/n$. Tegu toje terpėje greičiu $v > u$ juda elektringoji dalelė. Dėl terpės molekulių sutrikdymo iš kiekvieno jos taško, kuriame buvo lekianti dalelė, greičiu u sklinda rutulinės bangos, kurios atsilieka nuo dalelės. Pagal Hiuigenso (Ch. Huygens) principą iš visų šių pavienių bangų susidaro bendras kūgio pavidalo bangos frontas, kuris susikerta su brėžinio plokštuma tiesėmis BC is DC (kita skaidrė). Bangos sklidimo kryptis yra statmena bangos frontui, taigi spinduliai sklinda tam tikro kūgio, kurio viršūnės kampas 2θ , paviršiumi.

Čerenkovo spinduliavimas



Čerenkovo spinduliavimas

Jei per laiką t dalelė nulekia kelią $AC = vt$, o banga iš taško A per tą patį laiko tarpą kelią $AB = ut$, tai

Kampo θ kosinusas

$$\cos \theta = \frac{ut}{vt} = \frac{u}{v} = \frac{c}{vn} = \frac{1}{n\beta}; \quad (22)$$

čia $\beta = \frac{v}{c}$.

Geometrinė sąlyga reikalauja, kad

Greičių santykis

$$\frac{u}{v} \leq 1, \text{ arba } \frac{1}{n\beta} \leq 1, \text{ arba } \beta \geq \frac{1}{n}. \quad (23)$$

Čerenkovo spinduliavimo nebus, jei $v \leq \frac{c}{n}$. Antra vertus, santykis v/c negali būti didesnis už 1, tad Čerenkovo spinduliavimo sąlyga yra (kita skaidrė):

Čerenkovo spinduliavimas

Čerenkovo spinduliavimo sąlyga

$$\frac{1}{n} < \beta < 1, \text{ arba } u \leq v < c. \quad (24)$$

Pavyzdžiui, stikle arba plastike, kurio $n = 1,5$, ribinis santykis

β_{\min} stikle

$$\beta_{\min} = \frac{1}{1,5} = 0,67, \quad (25)$$

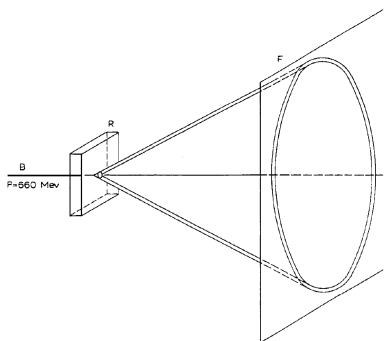
o tai atitinka dalelės greitį 200000 km/s. Tuomet Čerenkovo bangos frontas juda kartu su dalele ($u = v$) kampu $\theta = 0^\circ$. Kitas kraštutinis atvejis yra $\beta = 1$, tada $\cos \theta = 1/n = 1/1,5 = 0,67$ ir $\theta_{\max} = 48,2^\circ$.

Čerenkovo spinduliavimas

Atitinkamai vandenyje, kur $n = 1,33$, maksimalus spinduliavimo kampas gaunamas iš lygties

$\cos \theta = 1/1,33 = 0,75$ ir yra lygus $\theta = 41,5^\circ$.

Dabar, kai dideliuose greitintuvuose susidaro intensyvūs labai greitų dalelių srautai, Čerenkovo spinduliavimo sužadinimas ir akivaizdus demonstravimas yra palyginti nesudėtingi dalykai. Schemoje labai greitų protonų pluoštas ($E = 660 \text{ MeV}$, $v = 2,8 \cdot 10^8 \text{ m/s}$) buvo leidžiamas per plokštelę R, kurioje buvo žadinamas Čerenkovo spinduliavimas.



Eksperimento schema.

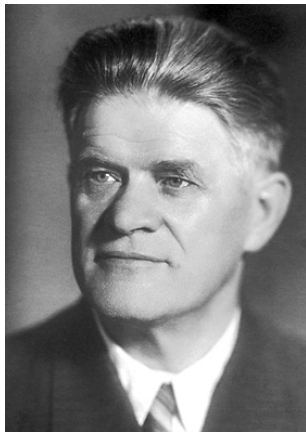
Jis sklido kūgio formos paviršiumi, ir ant plokštelės F susidarė žiedo pavidalo pėdsakas.

Čerenkovo spinduliavimas

Čerenkovo spinduliavimo reikšmė fizikoje ne iš karto buvo įvertinta. Kadangi čia nuo greitosios dalelės atsiranda šviesos signalas ir jis sklinda tam tikro apibrėžto kampo kūgiu aplink dalelės kryptį, pagal tą kampą θ galima spręsti apie dalelės greitį. Todėl branduolio fizikoje atsirado vadinamieji Čerenkovo skaitikliai, kuriuose dalelės sužadintas šviesos impulsas registruojamas fotodaugintuvais. Jie įtaisyti taip, kad registruotų tik tam tikru apibrėžtu kampu einančius šviesos signalus. Žinant kampą, kuris gali būti keičiamas, galima nustatyti fotodaugintuvais užregistruotos dalelės greitį ir energiją.

Čerenkovo spinduliavimas

Tai buvo labai didelis greitų dalelių registracijos, t.y. skaitiklių technikos, pasiekimas. Šis Čerenkovo spinduliavimo taikymas taip padidino paties reiškinio reikšmę, kad 1958 m. (praėjus 24 metams nuo jo atradimo) spinduliavimo atradėjui P. Čerenkovui ir dviem fizikams teoretikams, kurie pagrindė ir išaiškino šio spinduliavimo mechanizmą – I. Tamui ir I. Frankui – buvo pripažinta Nobelio premija.



P. Čerenkovas. 1958 Nobelio premija.