

# BRANDUOLINĖS ENERGETIKOS FIZIKINIAI PAGRINDAI

Viktorija Tamulienė

Vilniaus universitetas  
Fizikos fakultetas

2015–2018 rudenio  
VII paskaita

# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškiny

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškinys

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

## $\alpha$ skilimas

- Tik atradus radioaktyvumą, pirmiausia buvo tiriami  $\beta$  spinduliai, kurių skvarbumas ir siekiai buvo didesni, juos lengviau užlenkdavo magnetinis laukas.  $\alpha$  dalelių tyrimas prasidėjo vėliau, kai buvo gauti didesni radžio šaltiniai.
- 1903 m. E. Rezerfordas ištyrė  $\alpha$  dalelių pluošto nuokrypį elektriniame ir magnetiniame laukuose ir įvertino jų savitąjį krūvį, t.y. santykį  $q/m$ ; čia  $q$  yra dalelės krūvis,  $m$  – jos masė. Tie pirmieji matavimai (jie nebuvo labia tikslūs) parodė, kad  $\alpha$  dalelių  $q/m$  santykis yra apytiksliai dvigubai mažesnis negu vandenilio branduolių, o iš to jau buvo galima spręsti, kad  $\alpha$  dalelė yra  $\text{He}^{++}$  dvikrūviai jonai. Tą išvadą patvirtino vėlesnieji tikslesni pluoštų nuokrypių matavimai. 1909 m. tiesioginiu eksperimentu buvo spektroskopiškai įrodyta, kad surinkus  $\alpha$  daleles į vamzdelį ir sužadinus jame išlydį, pasirodo He spektras.

## $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelę sudaro 2 protonai ir 2 neutronai:  $\alpha = 2p + 2n$ , jos ryšio energija, lyginant su kitais lengvaisiais nuklidais, yra labai didelė – 28 MeV (savitoji - apie 7 MeV/nukl.), todėl radioaktyvumo reiškiniuose ji elgiasi kaip nedaloma labai stipriai susieta dalelė. Ji labai smarkiai jonizuoja orą, Vilsono kameroje palieka labai storus pėdsakus.
- $\alpha$  skilimas yra virsmas, būdingas sunkiausiems nuklidams su dideliu protonų skaičiumi. Dabar žinoma daugiau kaip 220  $\alpha$  radioaktyviųjų nuklidų su  $Z > 82$  ir jų pasiskirstymas yra šitoks:

$Z = 81$	(Tl)	nėra
$Z = 82$	(Pb)	yra tik 1
$Z = 83$	(Bi)	yra 8
$Z = 84$	(Po)	yra 31
$Z = 85$	(At)	yra 20 ir t.t.

lentelė:  $\alpha$  radioaktyvieji elementai.

## $\alpha$ skilimas

- Kadangi  $\alpha$  skilimas mažina visus nuklidų apibrėžiančius skaičius:  $A$  – masės ( $\Delta A = -4$ ),  $Z$  – protonų ( $\Delta Z = -2$ ),  $N$  – neutronų ( $\Delta N = -2$ ), iš pateikto pasiskirstymo matome, kad jis stengiasi priartinti branduolių protonų skaičių prie magiškojo skaičiaus  $Z = 82$ .
- Be to, dar yra nedaug  $\alpha$  radioaktyviųjų retųjų žemių elementų, kurių  $A$  yra tarp 140 ir 160. Lengviausieji iš jų yra  ${}_{60}^{144}\text{Nd}$  ir  ${}_{61}^{145}\text{Pm}$ . Abu jie turi po 84 neutronus, ir  $\alpha$  skilimas pakeičia jų neutronų skaičių magiškuoju  $N = 82$ .
- Įdomu, kad tarp minėtųjų retųjų žemių elementų yra net 12, turinčių po 84 neutronus, ir tai paaiškina tos elementų grupės  $\alpha$  radioaktyvumą.

# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškinys

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

## $\alpha$ dalelių energija ir siekis

- Pradinis  $\alpha$  dalelių, išlekiančių iš branduolių radioaktyviojo skilimo metu, greitis yra labai didelis: nuo 5 iki 17 proc. šviesos greičio, arba nuo 1,4 iki  $2,25 \cdot 10^7$  m/s, siekis ore nedidelis: 3–8 cm, skvarbumas nedidelis, jas sulaiko rašomojo popieriaus lapas.
- Nagrinėjant branduolių savybes, svarbi yra ne tik  $\alpha$  dalelės, bet ir bendra  $\alpha$  skilimo energija, kuri yra visada didesnė.  $\alpha$  dalelė yra palyginti didelės masės, todėl išlėkdama iš branduolio suteikia jam atatrąkos energiją, kurią galima apskaičiuoti iš energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnių.  $\alpha$  skilimo energija  $Q_\alpha$  yra lygi  $\alpha$  dalelės energijos  $E_\alpha$  ir branduolio atatrąkos energijos  $E_{br}$  sumai:

### Energija

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_{br}. \quad (1)$$



## $\alpha$ dalelių energija ir siekis

Pažymėję  $\alpha$  dalelės masę  $m$ , greitį  $v$  ir atitinkamai branduolio (po skilimo)  $M$  ir  $V$ , iš judesio kiekio tvermės dėsnio gauname

### Judesio kiekis

$$MV = mv, \text{ arba } V = \frac{m}{M}v. \quad (2)$$

Skilimo energija

### Skilimo energija

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= E_\alpha + E_{br} = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}MV^2 = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}M\left(\frac{m}{M}v\right)^2 = \\ &= \frac{1}{2}mv^2 + \frac{m}{M}\frac{1}{2}mv^2 = E_\alpha + \frac{m}{M}E_\alpha = \frac{M+m}{M}E_\alpha = \frac{M_{pirm}}{M_{antr}}E_\alpha; \end{aligned} \quad (3)$$

čia  $M_{pirm}$  ir  $M_{antr}$  – atitinkamai pirminio ir antrinio branduolių masės.

## $\alpha$ dalelių energija ir siekis

Nors praktiškai skirtumas tarp  $Q_\alpha$  ir  $E_\alpha$  nėra didelis, bet energijos skaičiavimams jis yra svarbus. Pvz.,  $^{226}\text{Ra} \xrightarrow{\alpha} ^{222}\text{Rn}$  skilimo atveju turime  $E_\alpha = 4,78 \text{ MeV}$ ;  $Q_\alpha = \frac{226}{222} \cdot E_\alpha = 4,87 \text{ MeV}$ . Skilimo energija yra apytiksliai 2 proc. didesnė.

Nuklidai	Pusamžis	$E_\alpha$ , MeV	$Q_\alpha$ , MeV
$^{212}\text{Po}$	$3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$	8,78	8,95
$^{214}\text{Po}$	$1,6 \cdot 10^{-4} \text{ s}$	7,69	7,83
$^{219}\text{Ra}$	$10^{-3} \text{ s}$		
$^{218}\text{Po}$	3,1 min.	6,00	6,12
$^{222}\text{Rn}$	3,8 paros	5,49	5,59
$^{225}\text{Ac}$	10 parų		
$^{226}\text{Ra}$	$1,6 \cdot 10^3 \text{ m.}$	4,78	4,87
$^{229}\text{Th}$	$7 \cdot 10^3 \text{ m.}$		
$^{239}\text{Pu}$	$2,4 \cdot 10^4 \text{ m.}$	5,15	
$^{234}\text{U}$	$2,5 \cdot 10^5 \text{ m.}$	4,77	4,86
$^{238}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9 \text{ m.}$	4,20	4,27
$^{232}\text{Th}$	$1,4 \cdot 10^{10} \text{ m}$	4,00 ir 3,98	

Kai kurių radioaktyviųjų elementų  $\alpha$  skilimo duomenys.

## $\alpha$ dalelių energija ir siekis

Pradinis  $\alpha$  dalelių greitis skiriasi nedaug, o siekio ir energijos skirtumai yra didesni. H. V. Geigeris (H. W. Geiger) empiriškai nustatė apytikslių sąryšių tarp  $\alpha$  dalelių pradinio greičio  $v$  ir jų siekio ore  $R$ :

### Siekis

$$R = \alpha v^3; \quad (4)$$

čia  $\alpha$  yra tam tikra konstanta. Šis sąryšis galioja siekiams, kurie yra intervale  $3 \text{ cm} < R < 7 \text{ cm}$ . Jeigu  $R < 1,5 \text{ cm}$ , jis yra proporcingas  $v^{3/2}$ , o jeigu  $R > 7 \text{ cm}$ , galio proporcingumas  $R \sim v^4$ . Sąryšis (4) vadinamas *Geigerio dėsnium*.

Iš lentelės matome, kad  $\alpha$  dalelių energijų intervalas visai nedidelis:  $4 \text{ MeV} < E_\alpha < 9 \text{ MeV}$ , tuot tarpu atitinkamų nuklidų pusamžiai  $T$  sparčiai mažėja didėjant energijai ir išsidėsto nepaprastai plačiame intervale:  $10^{-7} \text{ s} < T < 10^{10} \text{ m}$ . ( $1 \text{ m.} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ s}$ ).

## $\alpha$ dalelių energija ir siekis

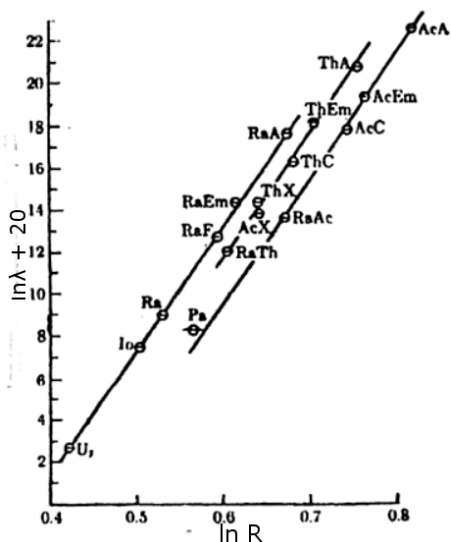
Panašūs santykiai pastebėti ir tarp  $\alpha$  dalelių siekių ir skilimo konstantų  $\lambda$ . Siekiui  $R$  nedaug padidėjus, labai (dešimtis ar šimtus kartų) sumažėja pusamžis  $T$  ir padidėja skilimo konstanta  $\lambda$ . H. V. Geigeris ir Dž. M. Netolas (J. M. Nuttal) 1911 m. empiriškai nustatė paprastą sąryšį tarp šių dydžių:

### Geigerio ir Netolo dėsnis

$$\ln \lambda = A \ln R + B. \quad (5)$$

Konstanta  $A$  yra vienoda visoms 3 gamtinėms radioaktyviosioms šeimoms, konstanta  $B$  – skirtinga. Grafiškai gaunamos 3 lygiagrečios tiesės. Šis sąryšis vadinamas *Geigerio ir Netolo dėsniu*. Toliau bus paaiškinta, kaip jį grindžia kvantinė mechanika.

# $\alpha$ dalelių energija ir siekis



Geigerio ir Netolo dėsnis.

# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškiny

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

## Smulkioji $\alpha$ spektrų sandara. Tolsiekių $\alpha$ dalelių prigimtis

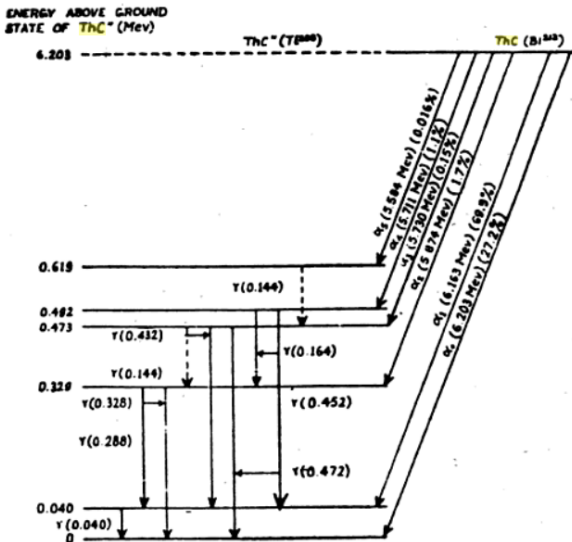
- Tiriant  $\alpha$  dalelių siekius ir energijas iš pradžių atrodė, kad visų dalelių, skleidžiamų to paties nuklido, energija ir siekiai yra vienodi. Kartais pastebimi nedideli skirtumai, susiję su atsitiktiniais nuokrypiais nuo vidurkių arba su energijos fluktuacijomis. Kad iš tikrųjų yra ne taip, rodė labai retos vadinamosios *tolsiekės  $\alpha$  dalelės*, randamos tarp ThC' ir RaC' skleidžiamų dalelių. Jos pastebimos Vilsono kameros nuotraukose, jei  $\alpha$  dalelių preparatai yra tokie stiprūs, kad bendras  $\alpha$  dalelių skaičius labai didelis. Tada tarp daugelio įprastinių  $\alpha$  dalelių pėdsakų pastebimas vienas kitas ilgas tolsiekės  $\alpha$  dalelės pėdsakas.

# Smulkioji $\alpha$ spektrų sandara. Tolsiekių $\alpha$ dalelių prigimtis

- Viskas paaiškėjo, kai  $\alpha$  dalelių energijai tirti buvo pritaikytas magnetinės analizės metodas. Jo esmė yra  $\alpha$  dalelių energijos spektro tyrimas magnetiniu spektrografu, išrastu anksčiau ir vartotu iš pradžių  $\beta$  spektrams tirti. Jis bus smulkiau aprašytas skyrelyje apie  $\beta$  spektrus.  $\alpha$  dalelėms tirti reikalingi labai stiprūs ir vienalyčiai dideliame tūryje magnetiniai laukai. Tokiame didelio elektromagneto lauke, kurio magnetinė indukcija iki 6 T, įtaisytu spektrografu S. Rozenbliumas (S. Rosenblum) Paryžiuje ištyrė  $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$  skilimo  $\alpha$  dalelių vadinamąjį magnetinį spektrą ir gavo nuotraukas, visai panašias į optinių spektrų atvaizdus. Šio eksperimento išvada buvo ta, kad  $\alpha$  dalelių pluoštas nėra vienalytis, jame yra atskiros diskrečios jų grupės ir todėl jų spektras yra linijinis.
- Sekančioje skaidrėje pateikiama  $\text{ThC}$  ( ${}_{83}^{212}\text{Bi}$ )  $\alpha$  skilimo schema ir  $\alpha$  dalelių energijos.



# Smulkioji $\alpha$ spektrų sandara. Tolsiekių $\alpha$ dalelių prigimtis



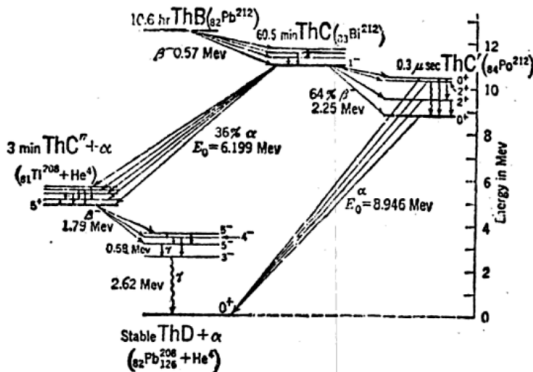
$\text{ThC}$   $\alpha$  skilimo schema.

## Smulkioji $\alpha$ spektrų sandara. Tolsiekių $\alpha$ dalelių prigimtis

- Taigi, buvo išmatuota spektro linijų  $\alpha$  dalelių energija ir jos skirtumai. Iš šių duomenų buvo galima atkurti antrinio nuklido ThC'' ( $^{208}_{81}\text{Tl}$ ) energijos lygmenų schemą. Didžiausios energijos  $\alpha$  dalelės ( $\alpha_0$  linija) atitinka šuolį iš pagrindinio ThC nuklido lygmens į pagrindinį ThC'' lygmenį, kitos, mažesnės energijos, linijos – šuolius į ThC'' sužadintus lygmenis. Vadinasi,  $\alpha$  spektras rodo ThC'' lygmenų schemą.
- Kad šitoks  $\alpha$  spektro aiškinimas yra teisingas, patvirtino  $\gamma$  spektrų tyrimas. Iš ThC'' sužadintų lygmenų toliau vyksta kvantiniai šuoliai žemyn, ir užregistruota  $\gamma$  spindulių energija atitinka tuos energijos skirtumus, kuriuos gauname iš  $\alpha$  spektrų. Vadinasi,  $\alpha$  ir  $\gamma$  spektrai vieni kitus papildo ir leidžia sudaryti tikslias branduolių energijos lygmenų schemas. Aptarto tipo  $\alpha$  spektrai padeda aiškinti antrinio branduolio energijos lygmenis.

# Smulkioji $\alpha$ spektrų sandara. Tolsiekių $\alpha$ dalelių prigimtis

- Kitas tolsiekių  $\alpha$  dalelių spinduliavimo atvejis – kai padidintos energijos  $\alpha$  dalelės išlekia iš pirminio sužadinto nuklido. Tokį skilimo atvejį  $\text{ThC}' ({}^{212}_{84}\text{Po}) \rightarrow \text{ThD} ({}^{208}_{82}\text{Pb})$  vaizduoja šis paveikslas.



ThC virsmy schema.

## Smulkioji $\alpha$ spektrų sandara. Tolsiekių $\alpha$ dalelių prigimtis

- Įvykus ThC  $\beta$  skilimui, susidaro sužadintas ThC' nuklidas ( $^{212}_{84}\text{Po}$ ). Po to galimi šuoliai žemyn dviem būdais:
  - 1  $\gamma$  spinduliavimo į pagrindinę ThC' būseną, iš kurios toliau vyksta  $\alpha$  skilimas su pagrindine  $\alpha$  dalelių grupe,
  - 2  $\alpha$  skilimas iš kurios nors sužadintos ThC' būsenos, kol dar branduolys nespėjo išspinduliuoti  $\gamma$  kvanto.
- $\gamma$  sužadintos būsenos trukmė yra apie  $10^{-7}$ – $10^{-11}$  s. Jei skilimo tikimybė yra pakankamai didelė, kad per tą trumpą laiką galėtų įvykti  $\alpha$  skilimas,  $\alpha$  dalelė išlėks su atitinkama papildoma energija.
- Dabar aišku, kodėl tolsiekių dalelių taip mažai ir kodėl jas išspinduliuoja tik tai trumpiausių pusamžių  $\alpha$  radioaktyvieji nuklidai. Žemiau pateiktoje lentelėje surašyti kai kurie duomenys apie tolsiekių  $\alpha$  dalelių siekius  $R$  ir jų santykinius skaičius  $N$ , palyginus su pagrindine grupe.

## Smulkioji $\alpha$ spektrų sandara. Tolsiekių $\alpha$ dalelių prigimtis

Nuklidas	Pagrindinė grupė		Tolsiekės $\alpha$ dalelės			
	$R$ , cm	$N$	$R$ , cm	$N$	$R$ , cm	$N$
RaC' ( $T = 1,64 \cdot 10^{-4}\text{s}$ )	6,9	$10^6$	9	25	11	2
ThC' ( $T = 3,04 \cdot 10^{-7}\text{s}$ )	8,5	$10^6$	9,7	34	11,5	190

lentelė:  $\alpha$  dalelių siekiai ir santykiniai skaičiai.

- Didelė  $\gamma$  spinduliavimo tikimybė yra priežastis, dėl kurios tolsiekės  $\alpha$  dalelės yra tokios retos ir kodėl jų visai nespinduliuoja kiti  $\alpha$  spinduliai su ilgesniais pusamžiais.
- Iš  $\alpha$  dalelių spektrų, papildžius juos  $\gamma$  spektrų duomenimis, galima visiems radioaktyviems elementams sudaryti energijos lygmenų schemas. Visi šie tyrimai priklauso branduolinės spektroskopijos sričiai, kurios duomenų tikslumas ir gausumas artėja prie optinės spektroskopijos.

# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškiny

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

## Tunelinis reiškiny

Klasikinė teorija negali paaiškinti  $\alpha$  skilimo, nes pagal turimus eksperimentinius duomenis jis turėtų būti negalimas.  $\alpha$  dalelių sklaidos įvairiose medžiagose bandymai rodo, kad apie kiekvieną branduolį yra stiprus elektrinis laukas, kuriame  $\alpha$  dalelė gali priartėti iki branduolio tik tiek, kad jos kinetinė energija susilygintų su potencine energija. Šią  $\alpha$  dalelės potencinę energiją randame iš Kulono dėsnio:

### Potencinė energija $\alpha$ dalelei

$$U(r) = \frac{Ze \cdot 2e}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r}. \quad (6)$$

Branduolio radiuso nuotoliu sąveika iš stūmos virsta traukos, atsiranda branduolio potencinė duobė. Branduolio vidinę erdvę nuo išorinės skiria vadinamasis potencinis barjeras, kuris neleidžia elektringosioms dalelėms palikti branduolio ir išorinėms dalelėms patekti į branduolį. Potencinio barjero aukštį nesunku įvertinti iš eksperimentinių duomenų. Sunkiajam branduoliui, kurio  $Z = 100$  ir radiusas  $R = 10^{-14}$  m, pagal (6) potencinio barjero aukštis (kita skaidrė)

# Tunelinis reiškiny

## Potencinis barjeras

$$U_b = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 2 \cdot 100 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}} = 28,8 \text{ MeV.} \quad (7)$$

Net ir greičiausios ThC'  $\alpha$  dalelės, kurių energija  $E_\alpha = 8,8 \text{ MeV}$ , klasikiniu požiūriu per tokį potencialinį barjerą pereiti negali. Antra vertus, iš tokio paties branduolio, pvz., U1,  $\alpha$  dalelė su daug mažesne energija  $E_\alpha = 4,2 \text{ MeV}$  išlekia išorėn, nugalėdama šį potencialinį barjerą. Turint galvoje, kad  $\alpha$  dalelės energija jai pereinant per potencialinio barjero sritį yra  $E_\alpha = E_k + E_p$ , jos kinetinė energija  $E_k = E_\alpha - E_p$  turėtų būti neigiama, nes  $E_p(R) = U_b$ , o tai neturi prasmės.

Norint išvengti šių prieštaravimų, buvo sugalvotas toks klasikinės fizikos požiūriu formalus aiškinimas:  $\alpha$  dalelė pereina per potencialo kalną tam tikru "tuneliu". Taip išvengta neigiamos kinetinės energijos ir atsirado sąvoka *tunelinė pereiga*. Kvantinės mechanikos požiūriu mikrodalelių pereiga per potencialinį barjerą yra galima.



## Tunelinis reiškinyys

Kitas dalykas, kuris stebina  $\alpha$  skilimo reiškinuose, – tai neparastai dideliame intervale kintanti  $\alpha$  skilimo konstanta  $\lambda$  esant labai nedideliems siekio  $R$  pakitimams. Tai išreiškia Geigerio ir Netolo dėsnis:

### Geigerio ir Netolo dėsnis

$$\ln \lambda = A \ln R + B. \quad (8)$$

Užtenka palyginti tik vienos radioaktyviosios šeimos, pvz., urano,  $\alpha$  radioaktyviuosius nuklidus, kad įsitikintume, kokie platūs yra  $\lambda$  ir  $T$  kitimo diapazonai.

# Tunelinis reiškiny

$\alpha$ spinduolis	Siekis $R$ , cm	Pusamžis $T$ , s	Skilimo konstanta $\lambda$ , $s^{-1}$
UI ( $^{238}_{92}\text{U}$ )	2,63	$1,4 \cdot 10^{17}$	$4,9 \cdot 10^{-18}$
Ra	4,65	183	$3,8 \cdot 10^{-3}$
RaC ( $^{214}_{84}\text{Po}$ )	6,87	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^3$

lentelė: Siekis  $R$ , pusamžis  $T$ , skilimo konstanta  $\lambda$ .

Kraštutinių skilimo konstantų santykis yra

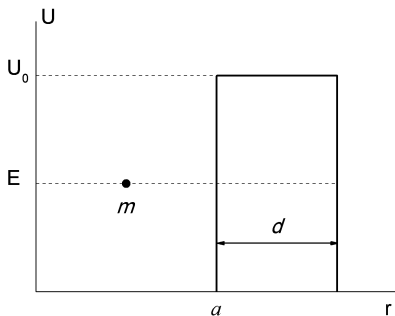
## Santykis

$$\frac{4,2 \cdot 10^3}{4,9 \cdot 10^{-18}} = 10^{21}. \quad (9)$$

Nors  $\lambda$  pakinta tokiu milžinišku santykiu:  $10^{21}$ , siekiai – tik 2,6 kartų.

# Tunelinis reiškiny

Visus šiuos  $\alpha$  skilimo ypatumus išaiškina kvantinė mechanika. Iš pradžių imkime pereigą per potencinį barjerą. Nagrinėjama dalelės pereiga per stačiakampio pavidalo barjerą.



Stačiakampis barjeras.

## Tunelinis reiškiny

Tegu dalelė, kurios masė  $m$ , energija  $E$ , juda dešinėn link barjero, kurio aukštis  $U_0$  ir plotis  $d$ . Dalelės būseną aprašo banginė funkcija  $\Psi(r)$ , kuri yra Šredingerio lygties sprendinys visoms  $r$  vertėms. Iš paveikslo matome, kad yra 3 kintamojo  $r$  sritys: iki barjero ( $0 < r < a$ ), barjero viduje ( $a < r < a + d$ ) ir už barjero ( $r > a + d$ ).

Pasirodo, kad Šredingerio lygtis turi nenulinius sprendinius visose trijose srityse, vadinasi, ir kitoje barjero pusėje. Kvantinės mechanikos požiūriu tai reiškia, kad egzistuoja tikimybė prasiskverbti pro barjerą. Skaidrumo koeficientas (banginių funkcijų modulių kvadratų santykis) gستا eksponentiškai nuo barjero pločio ir yra proporcingas barjero skaidriui  $D$ :

### Barjero skaidris

$$D = \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U_0 - E)d}\right). \quad (10)$$

# Tunelinis reiškiny

Matome, kad skaidris  $D$  labai priklauso nuo barjero aukščio ir dalelės energijos skirtumo  $U_0 - E$  bei nuo jo pločio  $d$ .

Jei potencinio barjero forma yra ne stačiakampė, o realiau vaizduojanti lauką arti branduolio, tada skaidris

## Barjero skaidris

$$D = \exp \left( -\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{(U(r) - E)} dr \right). \quad (11)$$

Turint šiuos sąryšius galima rasti priklausą tarp  $\alpha$  dalelės energijos  $E$  ir  $\alpha$  skilimo tikimybės  $\lambda$ .

## Tunelinis reiškiny

Tarkime, kad  $\alpha$  dalelė juda branduolio viduje tarp potencialinės duobės sienelių ir nuolat į jas atsitrenkia. Kiekvieno tokio smūgio metu yra tam tikra tikimybė pereiti per potencialinį barjerą. Tą tikimybę apibrėžia (11) formulė. Tuomet visa tikimybė per laiko vienetą, tai yra skilimo konstanta,

### Skilimo konstanta

$$\lambda = nD; \quad (12)$$

čia  $n$  – smūgių skaičius į sienelę per 1 s. Jį randame kaip santykį dalelės greičio  $v$  ir vidutinio kelio ilgio tarp dviejų smūgių, kuris apytiksliai lygus branduolio radiusui  $R_0$ :

### Smūgių skaičius

$$n = \frac{v}{R_0}. \quad (13)$$

## Tunelinis reiškiny

Dalelės greitį galima įvertinti pagal  $\alpha$  dalelės de Broilio bangos ilgį iš prielaidos, kad radiuso  $R_0$  apskritimu nusistovi stovinčioji  $\alpha$  dalelės banga:

### De Broilio banga

$$2\pi R_0 = \lambda_0 = \frac{h}{p}, \quad (14)$$

iš čia

$$R_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi} = \frac{h}{2\pi p} = \frac{h}{2\pi m v} = \frac{\hbar}{m v}, \quad (15)$$

dalelės greitis

### Greitis

$$v = \frac{\hbar}{m R_0} \quad (16)$$

ir atsitrenkimų į barjerą skaičius per 1 s

# Tunelinis reiškiny

## Smūgių skaičius

$$n = \frac{v}{R_0} = \frac{\hbar}{mR_0^2}. \quad (17)$$

Skilimo konstanta

## Skilimo konstanta

$$\lambda = nD = \frac{\hbar}{mR_0^2} \exp \left( -\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{(U(r) - E)} dr \right). \quad (18)$$

Logaritmuodami gauname

## Skilimo konstantos logaritmas

$$\ln \lambda = \ln \frac{\hbar}{mR_0^2} - \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{(U(r) - E)} dr. \quad (19)$$

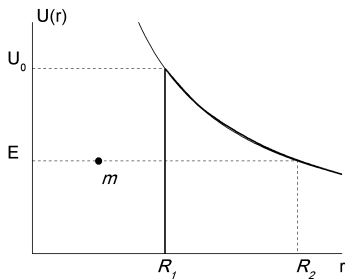


# Tunelinis reiškiny

G. Gamovo teorijoje (G. Gamow) potencinis barjeras yra toks:

## Potencinis barjeras

$$U(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{kai } r < R_0 \\ \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r} & \text{kai } r > R_0 \end{cases} \quad (20)$$



$V_0$  yra pastovus dydis,  $R_0$  – branduolio spindulys. Šiuo atveju integravimo režis  $R_1 = R_0$ .  $R_2$  randamas iš sąlygos  $U(R_2) = E$ .

Potencinė duobė Gamovo teorijoje.

# Tunelinis reiškiny

Tuomet integrudami gauname

## Integralas

$$\int_{R_1}^{R_2} \sqrt{(U(r) - E)} dr = \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{\left(\frac{k}{r} - \frac{k}{R_2}\right)} dr = \sqrt{k} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{\left(\frac{1}{xR_2} - \frac{1}{R_2}\right)} d(xR_2) \quad (21)$$

Čia  $k = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0}$ . Taigi, turime

## Integralas

$$\int_{R_1}^{R_2} \sqrt{(U(r) - E)} dr = \sqrt{kR_2} \int_b^1 \sqrt{\left(\frac{1}{x} - 1\right)} dx. \quad (22)$$

Čia  $b = R_1/R_2$ .

## Tunelinis reiškiny

Atliekame pakeitimą  $y = 1/x$ ,  $dx = -dy/y^2$  ir gauname

### Integralas

$$\int_{R_1}^{R_2} \sqrt{(U(r) - E)} dr = \sqrt{kR_2} \int_1^{1/b} \sqrt{y - 1} \frac{dy}{y^2}. \quad (23)$$

Kadangi  $1/b = R_2/R_1 \gg 1$  ir pointegrinė funkcija gesta, didėjant viršutiniam rėžiui – jį galima pakeisti begalybe – tai galime teigti, kad nagrinėjamas integralas proporcingas  $\sqrt{R_2}$ . Arba, prisiminę, kad  $R_2 = k/E$ , turime

### Geigerio ir Netolo dėsnis

$$\ln \lambda = -A/\sqrt{E} + B. \quad (24)$$

Tai yra Geigerio ir Netolo dėsnis. Pastebėsime, kad konstanta  $A$  proporcinga branduolio krūviui  $Z$ .

# Tunelinis reiškiny

Taigi, neženkliai didėjant  $\alpha$  dalelių energijai, skilimo pusamžis ženkliai mažėja. Tai matyti iš jau rodytos lentelės. Čia ji pakartojama.

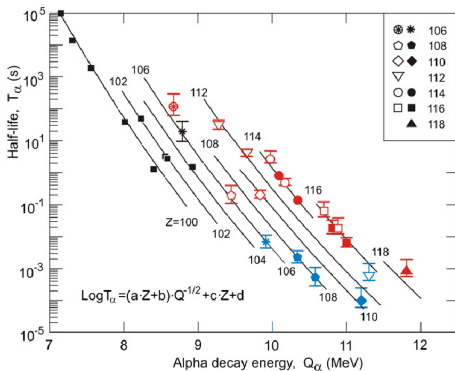
Nuklidas	Pusamžis	$E_{\alpha}$ , MeV	$Q_{\alpha}$ , MeV
$^{212}\text{Po}$	$3 \cdot 10^{-7}$ s	8,78	8,95
$^{214}\text{Po}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$ s	7,69	7,83
$^{219}\text{Ra}$	$10^{-3}$ s		
$^{218}\text{Po}$	3,1 min.	6,00	6,12
$^{222}\text{Rn}$	3,8 paros	5,49	5,59
$^{225}\text{Ac}$	10 parų		
$^{226}\text{Ra}$	$1,6 \cdot 10^3$ m.	4,78	4,87
$^{229}\text{Th}$	$7 \cdot 10^3$ m.		
$^{239}\text{Pu}$	$2,4 \cdot 10^4$ m.	5,15	
$^{234}\text{U}$	$2,5 \cdot 10^5$ m.	4,77	4,86
$^{238}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ m.	4,20	4,27
$^{232}\text{Th}$	$1,4 \cdot 10^{10}$ m	4,00 ir 3,98	

Kai kurių radioaktyviųjų elementų  $\alpha$  skilimo duomenys.

# Tunelinis reiškinyis

## Geigerio ir Netolo dėsnis

$$\ln \lambda = -A/\sqrt{E} + B. \quad (25)$$



# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškiny

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškinys

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

## $\beta$ skilimas. Elektronų energinis spektras

- $\beta$  spindulių prigimtis buvo išaiškinta tuoj pat po radioaktyvumo atradimo. Pasirodė, kad tai yra greitieji elektronai, t.y. dalelės, tokios pat kaip ir katodiniai spinduliai, tik turinčios daug didesnę greitį ir energiją. Didžiausi  $\beta$  dalelių greičiai prilygsta 99 proc. šviesos greičio, ir juos panaudojant buvo įrodyta Einšteino dalelės masės priklausos nuo greičio formulė.
- Vilsono kameros nuotraukose  $\beta$  dalelių pėdsakai labai skiriasi nuo  $\alpha$  dalelių pėdsakų. Jie yra gan vingiuoti ir sudaryti iš atskirų vandens lašelių. Jų jonizacijos geba dujose 100 kartų mažesnė negu  $\alpha$  dalelių. Dėl labai didelio greičio joms tenka taikyti reliatyvistinės mechanikos dėsnius.



# Elektronų energinis spektras

$\beta$  dalelių kinetinė energija

## Reliatyvistinių dalelių sąryšiai

$$E_{\text{kin}} = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) = mc^2 - m_0 c^2, \quad (26)$$

čia

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (27)$$

Dydis  $\beta = v/c$ ,  $m_0$  – rimties masė,  $m$  – reliatyvistinės greičiu  $v$  judančios dalelės masė. Šias formules tenka taikyti, kai greitis  $v$  palyginamas su šviesos greičiu  $c$ , arba  $\beta$  artėja į vienetą.

Judesio kiekis

## Reliatyvistinių dalelių sąryšiai

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mv = \frac{E}{c^2} v \quad (28)$$

# Elektronų energinis spektras

Iš šių formulių plaukia svarbus reliatyvistinėms dalelėms sąryšis tarp kinetinės energijos ir judesio kiekio:

## Reliatyvistinių dalelių sąryšiai

$$E^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2, \quad p = \frac{1}{c} \sqrt{E^2 - (m_0 c^2)^2}, \quad E = E_{\text{kin}} + m_0 c^2, \quad (29)$$

taigi

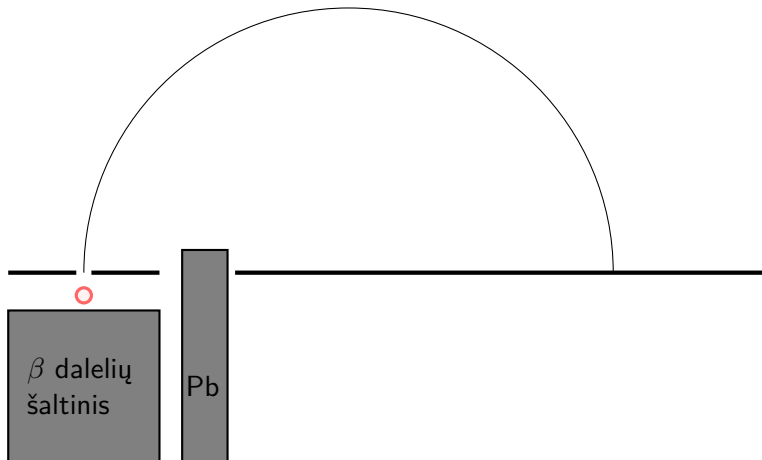
$$p = \frac{1}{c} \sqrt{E_{\text{kin}} (E_{\text{kin}} + 2m_0 c^2)}. \quad (30)$$

## Elektronų energinis spektras

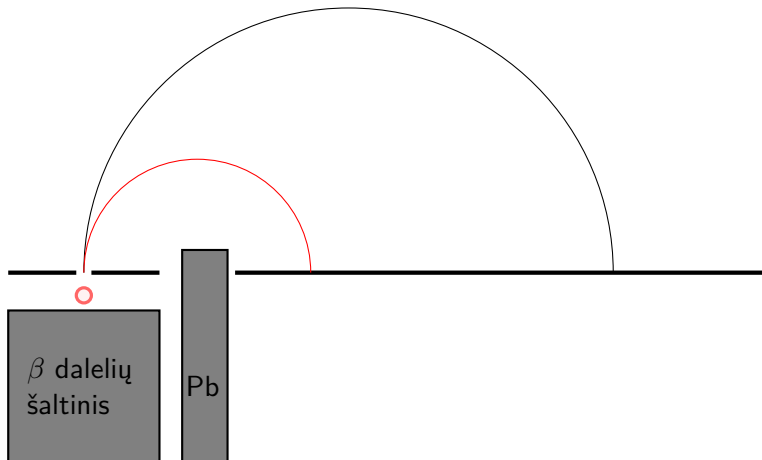
$\beta$  dalelių energijos spektrai tiriami magnetinės analizės metodu, kurio pagrindinis prietaisas yra K. Danišo (J. K. Danysz) išrastas magnetinis spektrografas. Plokščioje žalvarinėja dėžėje po plyšiu ant plono vėlytės įtaisomas  $\beta$  spindulių šaltinis. Prietaisas įstatomas tarp polių elektromagneto, kuris kuria statmeną vienalytį magnetinį lauką. Prasiskečiantis  $\beta$  dalelių pluoštas, perėjęs pro plyšį, veikiamas magnetinio lauko, brėžia apskritimines trajektorijas. Dalelių, turinčių vienodą energiją, kreivumo radiusai  $\rho$  vienodi. Tokios dalelės, nubrėžusios pusę apskritimo, gan tiksliai susirenka trumpoje atkarpoje, lygiagrečioje su šaltiniu. Čia pasireiškia magnetinio lauko pusapskritiminio fokusavimo savybė. Plokštumoje susidaro magnetinis šaltinio atvaizdas, atitinkąs tam tikrą apibrėžtą dalelių energiją. Toje plokštumoje dedama fotoplokštelė.

Kitokios energijos  $\beta$  dalelės fokusuosis kitose plokštelės vietose ir joje susidarys magnetinis šaltinio dalelių spektras. Prietaiso viduje sudaromas vakuumas, o švino Pb arba kito sunkaus metalo blokas apsaugo plokštelę nuo tiesioginių  $\beta$  ir  $\gamma$  spindulių.

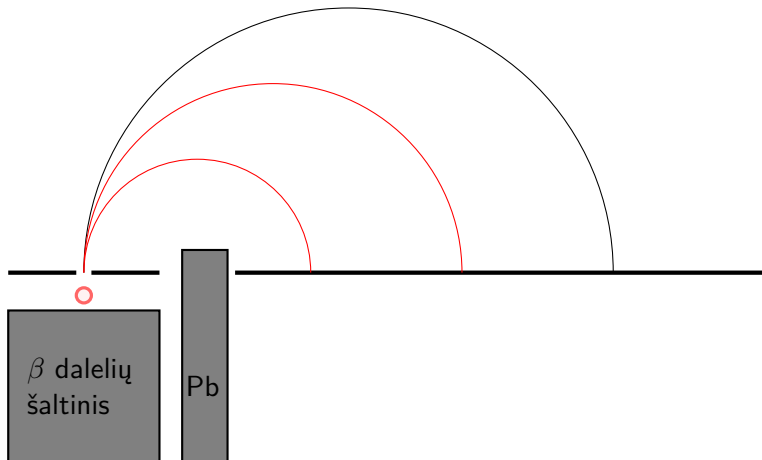
# Elektronų energinis spektras



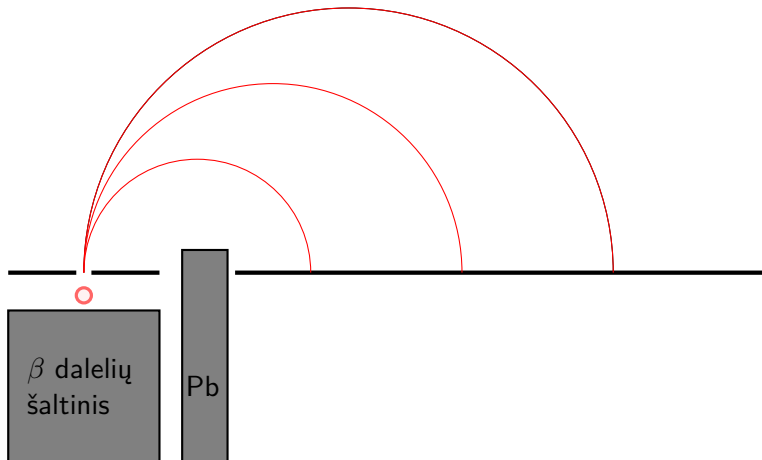
# Elektronų energinis spektras



# Elektronų energinis spektras



# Elektronų energinis spektras



## Elektronų energinis spektras

Matuojant  $\beta$  dalelių trajektorijų kreivumo radiusus ir žinant magnetinio lauko indukciją iš išcentrinės ir Lorencio (H. A. Lorentz) jėgų lygybės

### Išcentrinės ir Lorencio jėgų lygybė

$$\frac{mv^2}{\rho} = Bev, \quad (31)$$

čia  $\rho$  – kreivumo radiusas,  $B$  – magnetinė indukcija, randamas dalelių greitis, judesio kiekis ir energija. Matome, kad dalelės judesio kiekis  $p = mv = eB\rho$  yra proporcingas sandaugai  $B\rho$ , kuri yra judesio kiekio matas.

Vėliau Danišo pusapskritiminio fokusavimo metodas buvo labai patobulintas atitinkamai parenkant nevienalyčius magnetinius laukus, gerinančius fokusavimą. Be to, pradėti taikyti visai nauji magnetinio fokusavimo cilindrinuose magnetiniuose laukuose metodai, kuriais  $\beta$  dalelių energija matuojama daug tiksliau. Taip yra sukaupta daug eksperimentinės medžiagos apie gamtinių ir dirbtinių radioaktyviųjų nuklidų  $\beta$  spektrus.

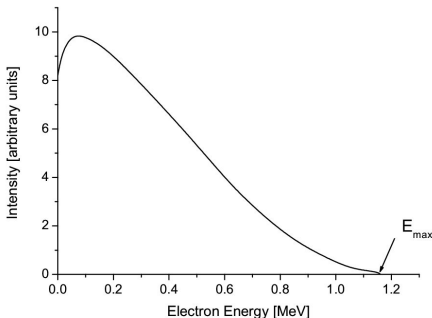


# Elektronų energinis spektras

- Susipažinsime dabar su ankstesniais  $\beta$  spektrų tyrimo rezultatais. Tipinis magnetiniu spektrografu užregistruotas spektras yra toks: jis panašus į optinį spektrą, nes jame yra tam tikras ištisinis fonas ir keletas ryškių linijų.
- Iš pradžių atrodė, kad šios diskrečios energijos linijos atitinka kvantuotą  $\beta$  dalelių energiją. Tačiau, kada  $\beta$  dalelėms registruoti magnetiniame spektrografe buvo panaudotas elektrinis metodas, matuojant įvairios energijos dalelių krūvį, paaiškėjo, kad linijose yra sukonzentruota tik nedidelė  $\beta$  dalelių dalis, o jų dauguma, atitinkanti skaičių iš radioaktyviojo skilimo dėsnio, yra pasiskirsčiusi ištisiniame spektre, sudarančiame nuotraukos foną.
- Tolesni tyrimai parodė, kad linijos nuotraukose yra antrinės kilmės, jos atitinka vadinamuosius vidinės konversijos elektronus, atsirandančius dėl branduolio sužadavimo. Tuo tarpu tikrieji  $\beta$  elektronai, kurie yra susiję su nukleonų virsmis, turi įvairią energiją ir sudaro ištisinį spektrą.

# Elektronų energinis spektras

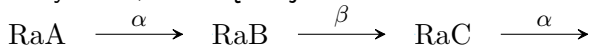
Ištisiniai įvairių nuklidų  $\beta$  spektrai yra panašūs – prasideda nuo mažiausios energijos, sparčiai didėja, pasiekia tam tikrą intensyvumo maksimumą, paskui intensyvumas krinta lėčiau ir kiekvienam nuklidui būdingoje vietoje, t.y. apytiksliai 1 MeV, pasiekia maksimalią, ribinę, energiją.



$\beta^-$  spektras.

# Elektronų energinis spektras

- Po dirbtinio radioaktyvumo atradimo 1934 m., kai buvo rasta keletas nuklidų, spinduliuojančių pozitronus, arba  $\beta^+$  daleles, paaiškėjo, kad ir  $\beta^+$  spektrai panašūs į  $\beta^-$ .
- Ištisinis  $\beta$  spektras iškėlė fizikams labai sunkią problemą – kaip jį paaiškinti. Visuose bet kokia tvarka vykstančiuose radioaktyviuosiuose virsmuose spinduliuojami  $\alpha$ ,  $\beta$  ir  $\gamma$  spinduliai, iš kurių  $\alpha$  ir  $\gamma$  turi griežtai apibrėžtą diskrečią energiją. Tai rodo, kad branduolių energija yra kvantuota, tuo tarpu tarp jų pasitaikančiuose  $\beta$  virsmuose spinduliuojamų  $\beta$  dalelių energija gali būti labai įvairi: nuo 0 iki  $E_{\max}$ . Pavyzdžiui, nuklidų eilėje



RaA ir RaC spinduliuojamos  $\alpha$  dalelės turi griežtai apibrėžtą energiją, o tarp jų įsiterpęs RaB skilimo metu skleidžia įvairios energijos  $\beta$  daleles, nors po to atsiradę RaC branduoliai visi skyla vienodai į kvantuotos energijos lygmenų būsenas.

# Elektronų energinis spektras

- Tam reiškiniiui išaiškinti buvo siūloma keletas hipotezių. Viena jų teigė, kad išlekiant iš branduolio visų  $\beta$  dalelių energija yra vienoda, tik joms pereinant per branduolio aplinką antriniuose procesuose dalis energijos yra įvairiai išsekvojama ir todėl išlekinačių iš atomo  $\beta$  dalelių energija yra nevienoda. Bet tokiu atveju ši prarastoji  $\beta$  dalelės energija turėtų pasilikti atome ar jo aplinkoje šilumos pavidalu.
- Buvo atlikti visos  $\beta$  dalelių išskiriamos energijos mikrokolorimetriniai matavimai ir kostatuota, kad ji yra tokia, kokia ir energijos pasiskirstymo  $\beta$  spektre, taigi vidinių energijos nuostolių negali būti.
- Papildoma problema iškildavo dėl branduolio sukinių, kuris išlėkus  $\beta$  dalelei arba elektronui turėtų pakisti  $\frac{1}{2}\hbar$ . Tačiau nuklido sukinyje priklauso nuo jo masės skaičiaus, kuris po  $\beta$  skilimo nepasikeičia. Taigi ir branduolio sukinyje turėtų likti toks pats.

# Elektronų energinis spektras

- N. Boras net bandė siūlyti preilaidą, kad  $\beta$  skilimo metu negalioja energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai, kad jie tenkinami tik tai statistiškai, o ne kiekvienam skilimo procesui. Tokia prielaida, suprantama, griaua visą fizikos mokslą, ir jos paskelbimas tik rodo, kokia kritiška tuo laiku buvo situacija.

# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškinys

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- **Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo**
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

## Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo

- Ištinio  $\beta$  spindulių spektro problemą išsprendė V. Paulis (W. E. Pauli), pasiūlęs teiginį, kad kartu su  $\beta$  dalele yra išspinduliuojama ir kita dalelė – neutrinas ( $\nu$ ), nepaprastai skvarbi, neturinti nei krūvio, nei masės, o tikrai sukini  $\frac{1}{2}\hbar$ . Kokio nors  $\beta$  radioaktyviojo nuklido skilimo energija  $Q_\beta$  yra visada vienoda ir lygi ištinio spektro viršutinės ribos  $E_{\max}$ , ir antrinio atomo atatrakos energijos  $E_{br}$  sumai, tik energijos  $E_{\max}$ , tenkančios dviem dalelėms, pasiskirstymas tarp abiejų dalelių – elektrono ir neutrino – yra ne kvantuotas, o gali būti bet koks:

$\beta$  skilimo energija  $Q_\beta$

$$Q_\beta = E_{\max} + E_{br} = E_\beta + E_\nu + E_{br}. \quad (32)$$

## Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo



V. Paulis. 1945 Nobelio premija.



# Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo

- Užrašysime  $\beta$  virsmus dar kartą

## $\beta$ virsmai

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e, \quad (33)$$

$$p \rightarrow n + e^{+} + \nu_e, \quad (34)$$

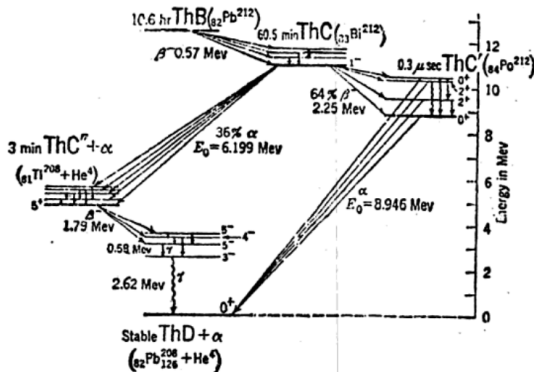
- Atkreiptinas dėmesys į tai, kad (34) virsmas, kurio metu išspinduliuojamos teigiamos  $\beta^{+}$  dalelės, t.y. pozitronai, yra dirbtinio radioaktyvumo pasekmė. Čia reiškinių eiga yra visai panaši, tik skiriasi  $\beta$  dalelių ženklai.
- Kita pastaba apie neutrino žymėjimą. Elementarių dalelių fizikos raidoje paaiškėjo, kad neutrinų yra kelios rūšys: pvz., miuoniniai neutrinas  $\nu_{\mu}$  ir antineutrinas  $\bar{\nu}_{\mu}$ . Neutrinais, kurie dalyvauja (33) ir (34) virsmuose, vadinami elektroniniais neutrinais.

## Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo

- Elementariųjų dalelių virsmus reguliuojantys tvermės dėsniai reikalauja, kad atsirandant naujai dalelei atsirastų ir atitinkama antidalelė. Todėl kartu su  $\beta^-$  dalele, arba  $e^-$  elektronu, kuris mūsų pasaulyje laikomas dalele, atsiranda ir antidalelė – elektroninis antineutrinas  $\bar{\nu}_e$ , o atsirandant pozitronui  $e^+$ , kuris pats yra antidalelė, atsiranda elektroninis neutrinas  $\nu_e$ .
- Neutrino sukiny  $\frac{1}{2}\hbar$  pašalino anksčiau minėtus keblumus su sukiniais  $\beta$  skilimo metu. Dabar  $\beta$  virsmui galioja sukinio tvermės dėsnis, nes išlėkus iš branduolio dviem dalelėms su sukiniais po  $\frac{1}{2}\hbar$ , branduolio sukiny gali nepasikeisti.
- Neutrino hipotezė iškėlė fizikams keblią problemą – pripažinti egzistuojančią dalelę, kurios egzistavimo, kaip pradžioje manė pats V. Paulis, negalima eksperimentiškai įrodyti. Todėl buvo dedama daugybė pastangų pagrįsti neutrino buvimą dar ir kitais metodais, o ne vien tik būtinumu išsaugoti energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnį  $\beta$  skilimui.

# Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo

Vienas pirmųjų tokių, netiesioginių neutrino buvimo įrodymų buvo šakojimosi Th šeimoje energijos balanso analizė.



ThC virsmų schema.

## Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo

ThC nuklidas radioaktyviai skyla 2 būdais: ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) ir ( $\beta$ ,  $\alpha$ ). Iš abiejų šakų gaunamas toks pats branduolys ThD. Energijos pokyčiai vienoje ir kitoje šakoje turi būti vienodi. Juos galima apskaičiuoti iš žinomų  $\alpha$ ,  $\beta$  ir  $\gamma$  spektrų. Į kiekvieną šaką įeina po  $\beta$  skilimą, kurio energiją galima skaičiuoti įvairiai – laikantis neutrino hipotezės, tuomet  $\beta$  skilimo energija yra lygi  $\beta$  spektro viršutinei ribai, arba jos nesilaikant.

Jei neutrinų nebūtų, tuomet  $\beta$  dalelių energija tektų laikyti vidutinę ištisinio  $\beta$  dalelių spektro energiją. Pasirodo, kad pagal neutrino hipotezę abiejų šakų energijos sumos gaunasi vienodos. Štai kaip susidaro sumos:

### Energijų sumos

$$6,20 \text{ MeV } (\alpha) + 1,79 \text{ MeV } (\beta) + 2,60 \text{ MeV } (\gamma_1) + 0,60 \text{ MeV } (\gamma_2) = 11,2 \text{ MeV} \quad (35)$$

$$2,25 \text{ MeV } (\beta) + 8,95 \text{ MeV } (\alpha) = 11,2 \text{ MeV} \quad (36)$$

## Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo

Sumų sutapimas aiškiai patvirtino neutrino hipotezę. Jei sumose  $\beta$  skilimo energija būtų paimta vidutinė energija, jos būtų nevienodos.

# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškinys

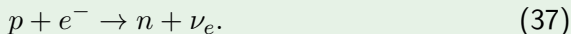
## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

## E pagava

- Prie  $\beta$  skilimo procesų priskiriamas dar vienas, vadinamoji elektrono pagava, trumpai rašoma e pagava arba E pagava. Jo schemą galima formaliai gauti ankstesnės  $\beta$  skilimo schemos, perkėlus narį  $\bar{\nu}_e$  arba  $e^+$  į kitą pusę ir pakeitus jo ženklą (antidalelė virsta dalele):

### E pagava



- Elektronas iš branduolio aplinkos, dažniausiai iš K sluoksnio (todėl šis procesas seniau vadinamas K pagava), įtraukiamas į branduolį, neutralizuoja protoną, iš jo susidaro neutronas ir kartu išlekia elektroninis neutrinas  $\nu_e$ . Pagal pasekmes reiškiny yra ekvivalentus  $\beta^+$  skilimui, po kurio atsiranda naujas nuklidas – izobaras iš kairės. Šį reiškinį pirmasis stebėjo L. V. Alvarezas (L. W. Alvarez) 1937 m. vanadžio bandiniuose, kai iš  ${}_{23}^{48}\text{V}$  po E pagavos atsirasdavo  ${}_{22}^{48}\text{Ti}$  nuklidas.

## E pagava

- Į išlaisvintą po elektrono pagavos vietą antriniame atome peršokdavo elektronas iš aukštesniųjų lygmenų, ir būdavo spinduliuojama Rentgeno K serija. Pagal šį savaiminį be jokio išorinio sužadavimo spinduliavimą ir galima spręsti, kad čia vyksta E pagava. Kadangi ji vyksta lygiagrečiai su  $\beta^+$  skilimu, tai abiem šiems procesams yra būdingas vienas bendras pusamžis (šiuo atveju  ${}_{23}^{48}\text{V}$  nuklidui jis yra  $T = 16$  d.).



# Turinys

## 1 $\alpha$ skilimas

- $\alpha$  dalelių energija ir siekis
- Smulkioji  $\alpha$  spektrų sandara. Tolsiekių  $\alpha$  dalelių prigimtis
- Tunelinis reiškinys

## 2 $\beta$ skilimas

- Elektronų energinis spektras
- Visa skilimo energija. Neutrino vaidmuo
- E pagava
- Energinės sąlygos  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  skilimams ir E pagavai

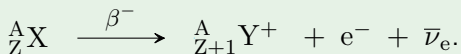
## Energinės sąlygos $\beta^-$ , $\beta^+$ skilimams ir E pagavai

- Neretai  $\beta$  procesuose tam tikras nestabilus nuklidas gali virsti stabiliuotu net 3 būdais:  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  ir E pagava. Panagrinėsime, kokios energinės sąlygos lemia, kuriuo būdu vyks virsmas. Pavyzdys gali būti nestabilusis  ${}_{29}^{64}\text{Cu}$  nuklidas, kuris  $\beta^-$  skilimu (tikimybė 31 proc.) virsta izobaru  ${}_{30}^{64}\text{Zn}$ , o  $\beta^+$  skilimu (15 proc.) ir E pagava (54 proc.) virsta  ${}_{28}^{64}\text{Ni}$  izobaru. Bet koks procesas fizikoje vyksta tik tada, kai jis yra energetiškai naudingas, t.y. jei po pasikeitimo visų dalelių masė yra mažesnė už pradinę nuklido masę.

## Energinės sąlygos $\beta^-$ , $\beta^+$ skilimams ir E pagavai

- Žymėdami pirminį ir antrinį atomus X ir Y,  $\beta^-$  skilimo atveju gausime

### $\beta^-$ skilimas



- Čia Y atomas atsiranda su tokiu pat išorinių elektronų skaičiumi, kokį turėjo X atomas, tad jam trūksta vieno elektrono iki neutralaus Y atomo masės, o prisidėjus dar  $\beta^-$  elektronui dešinėje pusėje gausime neutralaus Y atomo masę. Neutrino masę galima laikyti lygia nuliui ir jos nesumuoti. Kad  $\beta^-$  skilimas būtų energetiškai naudingas, užtenka, kad būtų

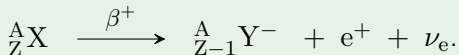
### Energetinė sąlyga $\beta^-$ skilimui

$$m_X > m_Y. \quad (38)$$

## Energinės sąlygos $\beta^-$ , $\beta^+$ skilimams ir E pagavai

- Kitaip yra  $\beta^+$  skilimo atveju. Procesas vyksta taip:

### $\beta^+$ skilimas



- Y atomas po  $\beta^+$  skilimo turi vienu elektronu daugiau, negu reikia neutraliam Y atomui, be to, atsiranda dar 1 pozitronas. Tad dabar masių sąlyga yra

### Energetinė sąlyga $\beta^+$ skilimui

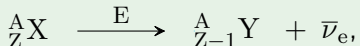
$$m_X > m_Y + 2m_e \text{ arba } m_X - m_Y > 2m_e. \quad (39)$$

- Kad  $\beta^+$  skilimas būtų galimas, reikia, kad pirminio atomo masė būtų dviem elektronų masėm didesnė už antrinio. Vadinasi, yra tam tikras slenkstis tokiam virsmui.

## Energinės sąlygos $\beta^-$ , $\beta^+$ skilimams ir E pagavai

- Vykstant E pagavai, gausime

### E pagava



t.y. iš atomo išlekia tikrai neutrinas kurio masė laikoma lygi nuliui. Be to, reikalinga tam tikra  $\varepsilon$  energija pagavos elektronui išplėšti iš X atomo kurio nors sluoksnio. Vadinasi, E pagavos sąlyga yra

### Energetinė sąlyga E pagavai

$$m_X > m_Y + \frac{\varepsilon}{c^2}. \quad (40)$$

- Jei elektronas išplėšiamas iš tolimųjų atomo sluoksnių, tai  $\varepsilon$  energija yra labai maža (keli elektronvoltai) ir jos, kaip ir neutrino masės, galima nepaisyti. Tada E pagavos sąlyga lieka tokia pati kaip ir  $\beta^-$  skilimo:  $m_X > m_Y$ .

## Energinės sąlygos $\beta^-$ , $\beta^+$ skilimams ir E pagavai

- Taigi, jei tik 2 gretimų elementų nuklidai izobarai turi bent kiek nevienodas mases (o absoliučiai vienodų masių negali būti), sunkesnysis yra nestabilus ir vienu, dviem ar net trim būdais virsta gretimu lengvesniuoju. Tai yra jau anksčiau minėtoji Mataucho izobarų taisyklė: negali būti gretimų stabiliųjų izobarų.
- Baigiant  $\beta$  procesų apžvalgą, reikia dar pridurti, kad po  $\beta$  skilimo (panašiai kaip ir po  $\alpha$  skilimo) gali susidaryti antrinis nuklidas ne tik pagrindinėje, bet ir sužadintoje būsenoje. Pastarasis atvejis dažnesnis. Tada po  $\beta$  skilimo, pereinant nuklidui į pagrindinę būseną, jis visada spinduliuoja  $\gamma$  kvantą. Su šiuo spinduliuavimu susipažinsime kitoje paskaitoje.