

Vilniaus universitetas

Fizikos fakultetas

Elementariosios dalelės ir kosminiai spinduliai

Parengė Andrius Poškus

2020-01-17

Turinys

8. Elementariosios dalelės.....	3
8.1. Pagrindinės sąveikos	3
8.2. Elementariųjų dalelių klasifikavimas	5
8.3. Spalvinis krūvis. Hadronai	7
8.4. Izosukinys ir „aromato“ kvantiniai skaičiai. Antidalelės	7
8.5. Tvermės dėsniai	11
8.6. Dalelių virsmai	11
Uždaviniai.....	17
9. Kosminiai spinduliai	18
9.1. Įvadas.....	18
9.2. Kosminių spindulių tyrimų tipai.....	19
9.3. Kosminių spindulių sudėtis.....	20
9.4. Kosminių spindulių energijos spektrai ir energijos tankis	22
9.5. Dalelių liūtis lygtis.....	25
9.6. Oro tankio įtaka dalelių liūtimis atmosferoje	29
9.7. Liūtis lygčių sistema	31
9.8. Mezonų skilimo produktų spektras	34
9.9. Elektronų, pozitronų ir fotonų srauto tankis.....	38
Literatūra.....	42

8. Elementariosios dalelės

Elementarioji dalelė – tai dalelė, kuri neturi struktūros, t. y. kuri nėra sudaryta iš mažesnių dalelių. Istoriskai elementariosios dalelės samprata kelis kartus keitėsi, nes, tobulėjant matavimų metodams, buvo nustatoma, kad iki tol elementariomis laikytos dalelės yra sudarytos iš kitų mažesnių dalelių. Pvz., XX a. pirmojoje pusėje buvo manoma, kad neutronas, protonas ir mezonai yra elementariosios dalelės, o vėliau paaiškėjo, kad jie sudaryti iš kvarkų. Tačiau minėtosios sudėtinės dalelės ir šiuo metu kartais vadinamos „elementariomis“. Kad tokios dalelės nebūtų painiojamos su „tikrai elementariomis“ dalelėmis, vartojama bendresnė „subatominių dalelių“ sąvoka: **subatominės dalelės** – tai protonas ir visos mažiausios šiuo metu žinomos dalelės, kurios nėra nei molekulės, nei atomai, nei branduoliai.

Elementariųjų dalelių teorija išsiplėtojo tiriant subatominių dalelių tarpusavio sąveiką. Apie šios sąveikos tipus rašoma kitame poskyryje.

8.1. Pagrindinės sąveikos

Dalelių **sąveika** – tai dalelių poveikis vienos kitai, dėl kurio pasikeičia tų dalelių būseną. Šiuo metu žinomos keturių rūšių sąveikos. Šios sąveikos silpnėjimo tvarka yra:

- 1) stiprioji sąveika,
- 2) elektromagnetinė sąveika,
- 3) silpnoji sąveika,
- 4) gravitacinė sąveika.

Visos žinomos gamtos jėgos – tai šių keturių sąveikų pasekmė. Gravitacinė ir elektromagnetinė sąveikos buvo atrastos anksčiausiai, nes jų poveikis įprastiems objektams yra akivaizdus kasdieniniame gyvenime. Stiprioji ir silpnoji sąveikos buvo atrastos XX a. pradėjus tirti atomo branduolio sandarą.

Stiprioji sąveika veikia tarp elementariųjų dalelių, iš kurių sudaryti protonai ir neutronai – kvarkų. Stiprioji sąveika susieja kvarkus į nukleonus. Traukos jėga tarp branduolio nukleonų – tai stiprioji sąveika tarp kvarkų, kurie priklauso arti vienas kito esantiems nukleonams. Ši traukos jėga išlaiko protonus vieną greta kito, nors tarp jų veikia elektrostatinės stūmos jėga.

Elektromagnetinė sąveika sąlygoja vienodo ženklo elektros krūvių tarpusavio stūmą ir skirtingo ženklo krūvių tarpusavio trauką; ši sąveika lemia atomų chemines savybes ir šviesos savybes. Elektromagnetinėje sąveikoje dalyvauja tik elektringosios dalelės ir fotonai.

Silpnoji sąveika pasireiškia beta skilimo metu ir lengviausių subatominių dalelių (elektronų, neutrinų ir kt.) tarpusavio reakcijose. Šioje sąveikoje dalyvauja visos dalelės, išskyrus fotonus.

Gravitacinė sąveika pasireiškia tarp bet kurių dviejų masyvių objektų, ji lemia planetų orbitas aplink Saulę. Gravitacinė sąveika yra daug silpnesnė už kitas tris sąveikas; ji praktiškai nepasireiškia tarp elementariųjų dalelių. Gravitacinės jėgės silpnumą, palyginti su elektromagnetine sąveika, nesunku pademonstruoti eksperimentiškai: mažas magnetas gali pakelti metalinį kūną įveikdamas gravitacinės traukos jėgą, kuria tą kūną veikia visa Žemė.

Šiuo metu vyraujanti elementariųjų dalelių sąveikų teorija yra vadinamasis **standartinis modelis**. Dalelių sąveikų standartinis modelis – tai teorija, kuri aprašo stipriąją, elektromagnetinę ir silpnąją sąveikas. Trys teorijos yra standartinio modelio atskirieji atvejai:

- 1) kvantinė elektrodinamika, kuri aprašo elektringųjų dalelių elektromagnetinę sąveiką (ir elektromagnetinės spinduliuotės sąveiką su medžiaga);
- 2) elektrosilpnosios sąveikos teorija, kuri vienodu požiūriu aprašo elektromagnetinę sąveiką ir silpnąją sąveiką;
- 3) kvantinė chromodinamika, kuri aprašo stipriąją sąveiką.

Pastarosios trys teorijos – tai vadinamosios kvantinės lauko teorijos. Pagal **kvantinę lauko teoriją** kiekviena elementarioji dalelė yra tam tikro lauko kvantas (lokalizuota sužadintoji būseną). Apskritai **laukas** – tai objektas, kuris gaunamas kiekvienam erdvės taškui priskyrimas tam tikro fizikinio dydžio vertę. Pvz., elektromagnetinis laukas – tai visuma elektrinio lauko stiprio ir magnetinės indukcijos verčių visuose erdvės taškuose. Kvantinė elektrodinamika – tai tokios begalinės sistemos kvantinė mechanika. Analogiškai formuluojamos ir kitos dvi minėtosios kvantinės lauko teorijos (jos skiriasi kvantuojamojo lauko prigimtimi). Iš šių teorijų išplaukia, kad dalelės gali atsirasti ir išnykti, o kiekvienos rūšies sąveiką galima aprašyti kaip apsikeitimą tam tikromis dalelėmis, kurios atlieka **sąveikos nešiklio** (tarpininko) vaidmenį. Tos dalelės perduoda vienos dalelės judesio kiekį ir energiją kitai dalelei. Paprasta analogija: du žmonės mėto vienas kitam kamuolį. Judesio kiekis, kurį vienas žmogus suteikė kamuoliui, yra perduodamas

kitam žmogui, kai tas pagauna kamuolį. Tačiau ši analogija gali būti apgaulinga, nes gali susidaryti įspūdis, kad sąveika yra grynai kinematinės prigimties. Toks įvaizdis, pvz., negalėtų paaiškinti traukos jėgų. Sąveikos nešiklius būtų tiksliau įsivaizduoti kaip „pasiuntinius“, kurie „praneša“ dalelėms, kad jos turi priartėti viena prie kitos (t. y. kad tarp jų veikia traukos jėga) arba nutolti viena nuo kitos (t. y. kad tarp jų veikia stūmos jėga).

Beveik visi iki šiol atliktų dalelių sąveikos tyrimų duomenys atitinka standartinio modelio išvadas. Tačiau standartinis modelis nėra išsami dalelių sąveikos teorija, nes jis turi du svarbius trūkumus:

1. Standartinis modelis turi 19 parametrų, kurie turi būti nustatyti empiriškai (pvz., dalelių masės).

Taikant vien standartinį modelį, tų parametrų neįmanoma apskaičiuoti teoriškai.

2. Standartinis modelis neaprašo gravitacinės sąveikos ir yra nesuderinamas su bendrąja reliatyvumo teorija. Tai rodo, kad standartinis modelis yra laikinoji teorija, kurią ateityje turėtų pakeisti kita teorija.

8.1 lentelėje yra palyginti pagrindinių sąveikų stiprumai ir veikimo atstumai. Be to, šioje lentelėje pateikti sąveikos nešiklių pavadinimai.

8.1 lentelė. Pagrindinių sąveikų stiprumo ir veikimo atstumo palyginimas

Sąveika	Sąveikos nešikliai	Stiprumas	Atstumas
Stiprioji	gliuonai	~ 1	$\sim 10^{-15}$ m
Elektromagnetinė	fotonai	1 / 137	∞
Silpnoji	W^{\pm} ir Z bozonai	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$ m
Gravitacinė	gravitonai	$\sim 10^{-38}$	∞

Gluonai ir fotonai neturi elektros krūvio, jų sukinyss lygus 1, o rimties masė lygi nuliui. W ir Z bozonai yra labai sunkios dalelės: W bozono rimties masė yra $80,4 \text{ GeV}/c^2$, o Z bozono rimties masė yra $91,2 \text{ GeV}/c^2$. Taigi, W ir Z bozonai yra beveik 100 kartų sunkesni už protoną. W ir Z bozonų sukinyss yra lygus 1. Z bozonas neturi elektros krūvio. W bozonas yra dviejų rūšių: W^+ (jo elektros krūvis lygus $+e$) ir W^- (jo elektros krūvis yra $-e$). Gravitonas yra hipotetinė dalelė, kuri iki šiol dar neaptikta eksperimentiškai. Pagal kvantinę gravitacijos teoriją gravitono rimties masė turėtų būti lygi nuliui, o sukinyss turėtų būti lygus 2. Gravitonas nepriklauso standartiniam modeliui (kitos 4 dalelės, kurios minimos 8.1 lentelėje, priklauso standartiniam modeliui).

Minėtos dalelės kartais vadinamos „virtualiosiomis dalelėmis“, nes jos tiesiogiai nepriklauso tiriamai sistemai. Skirtumą tarp „tikrųjų“ ir „virtualiųjų“ dalelių galima suprasti prisiminus, kad bet kokia sąveika yra susijusi su sąveikaujančių dalelių būsenos pokyčiu (kvantinėje teorijoje sistemos būsenos pokytis vadinamas kvantiniu šuoliu). Eksperimentiškai dalelių sąveika aptinkama pagal dalelių sistemos būsenos pokytį per tam tikrą laiką: jeigu būsena pasikeitė (pvz., pasikeitė dalelių judesio kiekiai arba atsirado naujų dalelių), tai reiškia, kad per tą laiką įvyko sąveika (kvantinis šuolis). „Tikrosios“ dalelės skiriasi nuo virtualiųjų dalelių tik tuo, kad „tikrosios“ dalelės atitinka tiriamosios sistemos pradinę ir galutinę būsenas, o virtualiosios dalelės atsiranda ir išnyksta paties kvantinio šuolio metu, todėl yra nepastebimos. Kartais (pvz., susiduriant ypač didelės energijos dalelėms), „virtualioji“ dalelė virsta „tikrąja“ dalele, t. y. tam tikrą laiką egzistuoja po kvantinio šuolio. Tai pasireiškia kaip naujos dalelės atsiradimas. Būtent šitaip buvo atrasti gliuonai bei W ir Z bozonai. Vyksmus, kurių metu atsiranda fotonai, realizuoti daug paprasčiau negu vyksmus, kurių metu atsiranda kitos minėtos dalelės: pvz., fotonai atsiranda vykstant atomo arba branduolio savaiminiam kvantiniam šuoliui į mažesnės energijos būseną.

8.1 lentelėje matome, kad, nors stiprioji sąveika yra stipriausia, tačiau ji veikia tik labai mažuose atstumuose: iki 10^{-15} m. Šis atstumas yra branduolio matmenų eilės. Atstumas, kuriame veikia silpnoji sąveika, yra dar 3 eilėmis mažesnis. Todėl stiprioji ir silpnoji sąveikos nepasireiškia makroskopiniame pasaulyje. Sakoma, kad stiprioji ir silpnoji sąveikos yra *artiesiškės* sąveikos. Tuo tarpu elektromagnetinė ir gravitacinė sąveikos veikia per be galo didelius atstumus: gravitacinė trauka veikia tarp visų kūnų Visatoje, nepriklausomai nuo to, kaip toli vienas nuo kito jie yra, o elektromagnetinė banga (pvz., tolimos žvaigždės šviesa) sklinda vakuumu neslopdoma, kol jos nesugeria koks nors kūnas. Taigi, elektromagnetinė ir gravitacinė jėgos yra *toliasiškės*.

8.1 lentelėje sąveikų stiprumas išreiškiamas santykiniais vienetais. Elektromagnetinės sąveikos stiprumas čia laikomas lygus smulkiosios sandaros konstantai, kuri nusako elektrono sukinių ir orbitos sąveiką. Kiekvienos iš šių keturių jėgų tikroji vertė (išreikšta niutonais) bei sąveikos tikroji potencinė energija (išreikšta džauliais) priklauso nuo konkrečios sistemos. Pvz., palyginsime kiekvienos iš keturių pagrindinių sąveikų potencines energijas dviejų protonų sistemoje. Protonai sąveikauja visomis

keturiomis pagrindinėmis jėgomis. Elektromagnetinės ir gravitacinės sąveikų potencinių energijų modulius šiuo atveju galima išreikšti taip:

$$|U| = C/r;$$

čia $C = e^2/(4\pi\epsilon_0)$ elektromagnetinės sąveikos atveju ir $C = Gm_p^2$ gravitacinės sąveikos atveju (G yra gravitacinė konstanta, m_p yra protono masė). r yra atstumas tarp dalelių. Kadangi stiprioji ir silpnoji sąveikos yra artieskės, tai potencinės energijos išraiškoje atsiranda eksponentinis daugiklis:

$$|U| = \frac{C}{r} e^{-r/R};$$

čia R yra būdingasis sąveikos atstumas. Dėl šio eksponentinio daugiklio sąveikos stiprumas labai sumažėja, kai $r > R$. Pastarosiose dviejose formulėse matome, kad sąveikos stiprumą nusako koeficientas C , kuris vadinamas **ryšio konstanta**. Ryšio konstantos ir sąveikos atstumai R kiekvienai iš keturių pagrindinių jėgų, kurios veikia tarp dviejų protonų, yra pateikti 8.2 lentelėje.

8.2 lentelė. Dviejų protonų pagrindinių sąveikų palyginimas

Sąveika	Ryšio konstanta (J·m)	Atstumas (m)
Stiprioji	$2,5 \cdot 10^{-27}$	$1,5 \cdot 10^{-15}$
Elektromagnetinė	$2,31 \cdot 10^{-28}$	∞
Silpnoji	$3,22 \cdot 10^{-31}$	$2 \cdot 10^{-18}$
Gravitacinė	$1,87 \cdot 10^{-64}$	∞

8.2. Elementariųjų dalelių klasifikavimas

Visas subatomines daleles galima sugrupuoti į dvi grupes pagal jų sukinius. **Fermionai** – tai dalelės su pusiniu sukiniu (t. y. jų sukinių skaičius yra $1/2$ arba $3/2$ arba $5/2$ ir t. t.), pvz., elektronas, protonas ir neutronas (jų visų sukinių lygus $1/2$). **Bozonai** – tai dalelės su sveikuoju sukiniu (t. y. jų sukinių skaičius yra 0 arba 1 arba 2 ir t. t.). Fermionai ypatingi tuo, kad jiems galioja Paulio draudimo principas, kuris draudžia dviejų vienodos kvantinės būsenos vienaarūšių fermionų egzistavimą vienoje kvantinėje sistemoje (pvz., atome arba branduolyje). Kita šio principo išraiška – tai reikalavimas, kad kelių vienaarūšių fermionų banginė funkcija būtų antisimetrinė jų transpozicijos atžvilgiu. Bozonams Paulio draudimo principas negalioja. Fermionų ir bozonų vaidmuo yra skirtingas. Visos elementariosios dalelės, iš kurių sudaryta įprastinė (stabilioji) materija, yra fermionai. Dalelės, kurios atlieka pagrindinių sąveikų nešiklių vaidmenį, yra bozonai.

Pagal standartinį modelį egzistuoja 12 elementariųjų fermionų (neįskaitant jų antidalelių) ir 5 elementarieji bozonai, iš kurių keturi (gliuonas, fotonas, W^\pm bozonas ir Z bozonas) yra sąveikos nešikliai, o penktasis (Higso bozonas) sąlygoja visų kitų elementariųjų dalelių masės¹. Visų bozonų (įskaitant ir hipotetinį gravitoną, kuris nepriklauso standartiniam modeliui) parametrai yra pateikti 8.3 lentelėje.

Visų elementariųjų fermionų sukinytis yra $1/2$. Jie skirstomi į 6 leptonus ir 6 kvarkus. **Leptonai** – tai elementariosios dalelės, tarp kurių nėra stipriosios sąveikos. **Kvarkai** – tai elementariosios dalelės, tarp kurių yra visos keturios sąveikos. Fizikai pasirinko gana neįprastus kvarkų pavadinimus: „aukštyn“ (angl. *up*), „žemyn“ (angl. *down*), „žavusis“ (angl. *charmed*), „keistasis“ (angl. *strange*), „viršus“ (angl. *top*) ir „apačia“ (angl. *bottom*). Toliau kvarkus įvardysime jų anglišku pavadinimų pirmosiomis raidėmis (u, d, c, s, t ir b). Visi elementarieji fermionai yra išvardyti 8.4 lentelėje. Leptonų elektros krūviai (q), masės (M), sukiniai (J) ir vidutinės gyvavimo trukmės (τ) yra pateikti 8.5 lentelėje, o kvarkų – 8.6 lentelėje (pastarosiose lentelėse pateikti ir kai kurie kiti dydžiai, kurių prasmė bus paaiškinta 8.4 poskyryje).

Kaip matome 8.4 lentelėje, elementarieji fermionai yra sugrupuoti į tris kartas. Skirtingų kartų atitinkami fermionai (pvz., elektronas, miuonas ir τ leptonas) turi skirtingas mases ir gyvuoja skirtingą laiką, tačiau visos kitos jų savybės yra vienodos. Pvz., miuono ir elektrono sąveika yra tiksliai tokia pati kaip τ leptono ir elektrono sąveika, o s ir u kvarkų sąveika yra tiksliai tokia pati kaip b ir u kvarkų.

8.5 ir 8.6 lentelėse matome, kad elementariųjų fermionų masės didėja didėjant kartos numeriui. Neutrinių masės yra mažesnės už mažiausią šiuo metu pasiekiamą matavimų paklaidą, todėl nurodyta tik viršutinė neutrinių masės riba. 8.6 lentelėje akivaizdu, kad penkių lengviausių kvarkų (u, d, c, s ir b) masėms yra būdingas didelis neapibrėžtumas. Taip yra todėl, kad tie kvarkai negali būti laisvos būsenos:

¹ Pagal standartinį modelį egzistuoja vadinamasis Higso laukas (angl. *Higgs field*), kuris užpildo visą erdvę. Sąveikaudamos su šiuo lauku, dalelės įgyja masę. Dalelės, kurios stipriai sąveikauja su Higso lauku, turi didelę masę, o dalelės, kurios su juo sąveikauja silpnai, turi mažą masę. Higso bozonas yra Higso lauko kvantas.

jie visada yra susijungę su kitais kvarkais (apie tai bus smulkiau rašoma kitame poskyryje). Taigi, kvarko masė yra grynai teorinė sąvoka, ir jos vertė priklauso nuo pasirinkto skaičiavimo metodo. Vienintelė išimtis yra sunkiausiasis (t) kvarkas, kuris yra toks trumpaamžis, kad per savo gyvavimo laiką jis nespėja susijungti su kitais kvarkais ir sudaryti sudėtingą dalelę. Todėl t kvarko masę galima išmatuoti tiesiogiai – tiriant jo skilimo produktus.

Įprastinė materija yra sudaryta tik iš pirmosios kartos fermionų: u ir d kvarkai sudaro neutronus ir protonus, iš kurių sudaryti branduoliai, o branduoliai ir elektronai sudaro atomus. Visų rūšių elementariosios dalelės gali atsirasti vykstant įvairioms branduolinėms reakcijoms arba savaime skylant nestabiliesiems branduoliams. Pvz., Saulė yra galingas elektroninių neutrinių šaltinis dėl joje vykstančių termbranduolinės sintezės reakcijų.

Trys iš 6 leptonų turi elektros krūvį (elektronas, miuonas ir τ leptonas), kiti trys leptonai neturi elektros krūvio (elektroninis neutrinas, miuoninis neutrinas ir τ neutrinas). Tarp elektringųjų leptonų yra elektromagnetinė, silpnoji ir gravitacinė sąveika. Tarp neutrinių yra tik silpnoji ir gravitacinė sąveika. Kadangi tarp neutrinių ir kitų dalelių nėra stipriosios ir elektromagnetinės sąveikos, tai jų sąveika su medžiaga yra daug silpnesnė negu kitų dalelių. Pvz., norint du kartus sumažinti kelių MeV energijos neutrinių srautą (tokios energijos neutrinus skleidžia Saulė), reikėtų maždaug 10^{16} m storio švino sluoksnio.

8.3 lentelė. Bozonų lentelė

Bozonas	Žymuo	Masė (GeV/c^2)	Sukinys	Elektros krūvis / e	Pastabos
Gliuonas	g	0	1	0	Negali būti laisvas; yra tik hadronuose
Fotonas	γ	0	1	0	Stabilus
W bozonas	W^+, W^-	80,42	1	+1, -1	Nestabilus
Z bozonas	Z	91,19	1	0	Nestabilus
Higso	H^0	≈ 125	0	0	Nestabilus
Gravitonas		0	2	0	Stabilus; neaptiktas

8.4 lentelė. Elementariųjų fermionų kartos

	Pirmoji karta	Antroji karta	Trečioji karta
Leptonai	Elektronas: e^-	Miuonas: μ^-	Tau leptonas: τ^-
	Elektroninis neutrinas: ν_e	Miuoninis neutrinas: ν_μ	Tau neutrinas: ν_τ
Kvarkai	u kvarkas (<i>up</i>)	c kvarkas (<i>charm</i>)	t kvarkas (<i>top</i>)
	d kvarkas (<i>down</i>)	s kvarkas (<i>strange</i>)	b kvarkas (<i>bottom</i>)

8.5 lentelė. Leptonų lentelė

Karta	Dalelė	Žy- muo	Leptoninis krūvis				J	Elektros krūvis q	Masė M (MeV/c^2)	Vidutinė gyvavimo trukmė τ (s)
			L	L_e	L_μ	L_τ				
1	Elektronas	e^-	1	+1	0	0	1/2	-1	0,511	∞
	Elektroninis neutrinas	ν_e	1	+1	0	0	1/2	0	<0,0000022	∞
2	Miuonas	μ^-	1	0	+1	0	1/2	-1	105,7	$2,197 \cdot 10^{-6}$
	Miuoninis neutrinas	ν_μ	1	0	+1	0	1/2	0	<0,19	∞
3	Tau (τ) leptonas	τ^-	1	0	0	+1	1/2	-1	1777	$2,906 \cdot 10^{-13}$
	Tau (τ) neutrinas	ν_τ	1	0	0	+1	1/2	0	<18,2	∞

8.6 lentelė. Kvarkų lentelė

Karta	Žymuo	B	J	q	I_z	C	S	T	B'	M (MeV/c^2)	τ (s)
1	u	1/3	1/2	$+\frac{2}{3}$	+1/2	0	0	0	0	1,5–4,0	
	d	1/3	1/2	$-\frac{1}{3}$	-1/2	0	0	0	0	4–8	
2	c	1/3	1/2	$+\frac{2}{3}$	0	1	0	0	0	1150–1350	10^{-12} – 10^{-13}
	s	1/3	1/2	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	80–130	10^{-8} – 10^{-10}
3	t	1/3	1/2	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	1	0	171400 ± 2100	$\sim 10^{-25}$
	b	1/3	1/2	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1	4100–4400	10^{-12} – 10^{-13}

8.3. Spalvinis krūvis. Hadronai

Žinome, kad elektromagnetinės sąveikos šaltiniai yra elektros krūviai. Kitaip sakant, elektromagnetiskai sąveikaujančioms dalelėms galima priskirti elektros krūvį, kuris lemia šios sąveikos stiprumą. Analogiškai dalelėms, tarp kurių pasireiškia stiprioji sąveika – kvarkams ir gliuonams – galima priskirti tam tikrą dydį, kuris atlieka stipriosios sąveikos šaltinio vaidmenį. Jis vadinamas „spalviniu krūviu“ arba tiesiog „spalva“. Kvarko galimų spalvų skaičius lygus trim; jos vadinamos „raudona“, „žalia“ ir „mėlyna“ (šie pavadinimai neturi nieko bendro su įprastine žodžio „spalva“ prasme). Kvarko ir jo antidalelės (antikvarko) spalviniai krūviai yra priešingi vienas kitam (antidalelės bendroji apibrėžtis bus pateikta kitame poskyryje). Sakoma, kad antikvarko galimos spalvos yra „anti-raudona“, „anti-žalia“ ir „anti-mėlyna“. Gliuono galimų spalvinių būsenų („spalvų“) skaičius yra 8. Visų kitų elementariųjų dalelių spalviniai krūviai lygūs nuliui (kitai sakant, jos yra „bespalvės“ arba „baltos“), nes tarp jų nėra stipriosios sąveikos.

Viena iš svarbiausių spalvinio krūvio savybių yra ta, kad visų dalelių, kurios gali būti laisvos (t.y. kurios gali būti aptiktos eksperimentiškai) *pilnutiniai* spalviniai krūviai yra lygūs nuliui. T. y. galima sakyti, kad visos eksperimentiškai aptinkamos dalelės yra „bespalvės“. Kadangi spalvinis krūvis yra adityvus dydis, o pavieniai kvarkai gali būti tik trijų minėtų spalvų, tai „bespalvės“ dalelės galima gauti tik sujungus du arba daugiau kvarkų arba antikvarkų taip, kad jų spalvinių krūvių suma būtų lygi nuliui. Pvz., jeigu dalelėje yra vienodas skaičius „raudonų“, „žalių“ ir „mėlynų“ kvarkų, tada pilnutinis spalvinis krūvis yra lygus nuliui, t. y. dalelė yra „balta“ (šis faktas iš dalies paaiškina termino „spalva“ pasirinkimą: baltą šviesą galima gauti sudėjus vienodo intensyvumo raudoną, žalią ir mėlyną šviesą). Be to, „bespalvę“ dalelę galima gauti sujungus vienodą skaičių kvarkų ir antikvarkų, nes tada jų spalviniai krūviai gali „susiprastinti“, t. y. „kompensuoti“ vienas kitą. Būsenos „ qq “ (du kvarkai) arba „ $qq\bar{q}$ “ (du kvarkai ir antikvarkas) yra uždraustos, nes tokios dalelės negali būti „bespalvės“. Kol kas eksperimentiškai aptikti tik tokie kvarkų ir antikvarkų dariniai:

- $3q$ (trys skirtingų spalvų kvarkai). Tokios dalelės vadinamos *barionais*.
- $3\bar{q}$ (trys skirtingų spalvų antikvarkai). Tai yra barionų antidalelės.
- $q\bar{q}$ (priešingų spalvų kvarkas ir antikvarkas). Tai yra *mezonai* ir jų antidalelės.

Visos subatominės dalelės, kurios sudarytos iš kvarkų arba antikvarkų (t. y. barionai ir mezonai bei jų antidalelės), vadinamos *hadronais*. Visi hadronai, išskyrus protoną, yra nestabilūs. Kai kurių hadronų sudėtys yra pateiktos 8.7 ir 8.8 lentelėse (8.7 lentelėje – mezonų, o 8.8 lentelėje – barionų).

8.4. Izosukinys ir „aromato“ kvantiniai skaičiai. Antidalelės

Tiriam hadronus ir jų virsmus, buvo apibrėžti penki nauji kvantiniai skaičiai. Tie skaičiai yra:

- 1) I_z (izosukinio projekcija);
- 2) S (angl. *strangeness*, „keistumas“);
- 3) C (angl. *charm*, „žavumas“);
- 4) B' (angl. *beauty* arba *bottomness*, „gražumas“);
- 5) T (angl. *truth* arba *topness*, „tikrumas“).

Šie skaičiai yra adityvūs; jų „nešikliai“ yra kvarkai. T.y. bet kurio hadrono kvantiniai skaičiai I_z , S , C , B' ir T yra lygūs jų sudarančių kvarkų atitinkamų skaičių sumai. Šių kvantinių skaičių vertės, kurios atitinka visų rūšių kvarkus, yra pateiktos 8.6 lentelėje. Matome, kad kiekvienos rūšies kvarko tik vienas iš tų skaičių skiriasi nuo nulio. Paskutiniųjų keturių kvantinių skaičių (S , C , B' ir T) visuma vadinama duotojo kvarko (arba iš kvarkų sudarytos dalelės – hadrono) „aromatu“ (angl. *flavour*). Reikia atkreipti dėmesį, kad elementariųjų dalelių fizikoje raide S dažniau žymimas ne sukiny (kaip atomo fizikoje), o „keistumo“ (angl. *strangeness*) kvantinis skaičius. Hadrono sukiny žymimas raide J . Sukiny J bendruoju atveju sudarytas iš dviejų komponentų: „vidinis“ sukiny ir orbitinis impulso momentas dėl kvarkų sukimosi apie hadrono masės centrą (todėl kartais tenka vartoti atskirą žymėjimą vidiniam sukiniui arba orbitiniam momentui). Hadronai, kurie skiriasi tik orbitiniu momentu, turi skirtingą masę ir skirtingą gyvavimo trukmę (dažniausiai jie laikomi skirtingais hadronais ir todėl žymimi skirtingai). Hadronai su didesniu orbitiniu momentu būna masyvesni (dėl papildomos rimties energijos, kuri lygi kvarkų sukamojo judėjimo energijai) ir turi mažesnę gyvavimo trukmę (dėl to, kad yra galimas kvantinis šuolis, kurio metu kvarkų orbitinis momentas sumažėja iki nulio, t. y. hadronas gali skilti į kitą hadroną, kurio orbitinis momentas lygus nuliui, ir dar vieną arba daugiau dalelių). Toliau bus daugiausia aptariami hadronai, kurie neturi orbitinio momento. Jų sukiny J yra sąlygojamas tik kvarkų vidinių sukinių.

8.7 lentelė. Mezonų pavyzdžiai ($B = 0$)^a

Mezonas	Žymuo	Anti-dalelė	Sudėtis	M (MeV/c ²)	J	q	I	I_z	S	C	B'	τ (s)	Skilimo produktai
Pionai	π^+	π^-	$u\bar{d}$	139,6	0	1	1	1	0	0	0	$2,60 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$
	π^0	–	$\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	135,0	0	0	1	0	0	0	0	$0,84 \cdot 10^{-16}$	$\gamma + \gamma$
Kaonai	K^+	K^-	$u\bar{s}$	493,7	0	1	1/2	1/2	+1	0	0	$1,24 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$ arba $\pi^+ + \pi^0$
	K^0	\bar{K}^0	$d\bar{s}$	497,7	0	0	1/2	-1/2	+1	0	0	–	
	K_S^0	–	$\frac{d\bar{s} - s\bar{d}}{\sqrt{2}}$	497,7	0	0	1/2	–	–	0	0	$0,89 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ + \pi^-$ arba $\pi^0 + \pi^0$
	K_L^0	–	$\frac{d\bar{s} + s\bar{d}}{\sqrt{2}}$	497,7	0	0	1/2	–	–	0	0	$5,2 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \dots$
Eta	η	–	$\frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}}$	547,8	0	0	0	0	0	0	0	$5 \cdot 10^{-19}$	$\gamma + \gamma, \dots$
Eta brūkšny	η'	–	$\frac{u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}}{\sqrt{3}}$	957,6	0	0	0	0	0	0	0	$3 \cdot 10^{-21}$	$\pi^+ + \pi^- + \eta, \dots$
Ro	ρ^+	ρ^-	$u\bar{d}$	776	1	1	1	1	0	0	0	$0,4 \cdot 10^{-23}$	$\pi^+ + \pi^0$
Fi	φ	–	$s\bar{s}$	1019	1	0	0	0	0	0	0	$16 \cdot 10^{-23}$	$K^+ + K^0, \dots$
D	D^+	D^-	$c\bar{d}$	1869	0	1	1/2	1/2	0	+1	0	$10,6 \cdot 10^{-13}$	
	D^0	\bar{D}^0	$c\bar{u}$	1865	0	0	1/2	-1/2	0	+1	0	$4,1 \cdot 10^{-13}$	
D_s	D_s^+	D_s^-	$c\bar{s}$	1968	0	1	0	0	+1	+1	0	$4,9 \cdot 10^{-13}$	
Džei-psi	J/ψ	–	$c\bar{c}$	3096,9	1	0	0	0	0	0	0	$7,2 \cdot 10^{-21}$	$e^+ + e^-$ arba $\mu^+ + \mu^-$...
B	B^+	B^-	$u\bar{b}$	5279	0	1	1/2	1/2	0	0	+1	$1,7 \cdot 10^{-12}$	
	B^0	\bar{B}^0	$d\bar{b}$	5279	0	0	1/2	-1/2	0	0	+1	$1,5 \cdot 10^{-12}$	
B_s	B_s^0	\bar{B}_s^0	$s\bar{b}$	5369	0	0	0	0	-1	0	+1	$1,46 \cdot 10^{-12}$	
B_c	B_c^+	B_c^-	$c\bar{b}$	6400	0	1	0	0	0	+1	+1	$5 \cdot 10^{-13}$	
Epsilon	Y	–	$b\bar{b}$	9460	1	0	0	0	0	0	0	$1,3 \cdot 10^{-20}$	$e^+ + e^-$ arba $\mu^+ + \mu^-$...

^a Ši lentelė iš tinklalapio <http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_mesons>.

Be to, kiekvienai elementariajai dalelei bei jų sistemoms priskiriami keli adityvūs kvantiniai skaičiai, kurie apibendrintai vadinami **krūviais**. Kiekvieno kvarko **barioninis krūvis** yra lygus 1/3. Kalbant apie daugelio elementariųjų dalelių sistemas (pvz., hadronus), pilnutinis sistemos barioninis krūvis dažnai vadinamas **barionų skaičiumi** ir žymimas B :

$$B = (N_q - N_{\bar{q}})/3; \quad (8.4.1)$$

čia N_q yra kvarkų skaičius, o $N_{\bar{q}}$ yra antikvarkų skaičius sistemoje. Naudojant izosukinio projekciją, barioninį krūvį ir keturis anksčiau apibrėžtus aromato kvantinius skaičius, galima išreikšti hadrono **elektros krūvio** skaičių:

$$q = I_z + \frac{1}{2}(B + S + C + B' + T). \quad (8.4.2)$$

Taigi, hadrono elektros krūvis yra išvestinis dydis: jis išsireiškia kitais kvantiniais skaičiais.

Kiekvieno leptono **leptoninis krūvis** L yra lygus 1. Kalbant apie daugelio leptonų sistemas (pvz., tam tikros dalelės skilimo produktus, tarp kurių gali būti du arba daugiau leptonų), pilnutinis sistemos leptoninis krūvis dažnai vadinamas **leptonų skaičiumi** ir žymimas L . Leptonų skaičius yra lygus leptonų ir antileptonų skaičių skirtumui:

$$L = n_l - n_{\bar{l}}. \quad (8.4.3)$$

8.8 lentelė. Barionų pavyzdžiai ($B = 1$)^a

Dalelė	Žymuo	Sudėtis	M (MeV/ c^2)	J	q	I	I_z	S	C	B'	τ (s)	Galimieji skilimo produktai
Protonas	p	uud	938,3	1/2	1	1/2	1/2	0	0	0	Stabilus	–
Neutronas	n	ddu	939,6	1/2	0	1/2	-1/2	0	0	0	885,7±0,8	$p + e^- + \nu_e$
Delta	Δ^{++}	uuu	1232	3/2	2	3/2	3/2	0	0	0	$6 \cdot 10^{-24}$	$\pi^+ + p$
	Δ^+	uud	1232	3/2	1	3/2	1/2	0	0	0	$6 \cdot 10^{-24}$	$\pi^+ + n$ arba $\pi^0 + p$
	Δ^0	udd	1232	3/2	0	3/2	-1/2	0	0	0	$6 \cdot 10^{-24}$	$\pi^0 + n$ arba $\pi^- + p$
	Δ^-	ddd	1232	3/2	-1	3/2	-3/2	0	0	0	$6 \cdot 10^{-24}$	$\pi^- + n$
Lambda	Λ^0	uds	1115,7	1/2	0	0	0	-1	0	0	$2,60 \cdot 10^{-10}$	$\pi^- + p$ arba $\pi^0 + n$
	Λ_c^+	udc	2285	1/2	1	0	0	0	+1	0	$2,0 \cdot 10^{-13}$	
	Λ_b^0	udb	5624	1/2	0	0	0	0	0	-1	$1,2 \cdot 10^{-12}$	
Sigma	Σ^+	uus	1189,4	1/2	1	1	1	-1	0	0	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\pi^0 + p$ arba $\pi^+ + n$
	Σ^0	uds	1192,5	1/2	0	1	0	-1	0	0	$6 \cdot 10^{-20}$	$\Lambda^0 + \gamma$
	Σ^-	dds	1197,4	1/2	-1	1	-1	-1	0	0	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\pi^- + n$
	Σ_b^+	uub		1/2	1	1	1	0	0	-1		$\Lambda_b^0 + \pi^+$
	Σ_b^0	udb		1/2	1	1	0	0	0	-1		Nežinomi
	Σ_b^-	ddb		1/2	-1	1	-1	0	0	-1		$\Lambda_b^0 + \pi^-$
Omega	Ω^-	sss	1672	3/2	-1	0	0	-3	0	0	$0,82 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 + K^-$ arba $\Xi^0 + \pi^-$

^a Ši lentelė iš tinklalapio <http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_baryons>.

Be to, leptoninį krūvį galima atskirai apibrėžti kiekvienai leptonų kartai: 1) **elektroninis krūvis** (nepainioti su elektros krūviu!) L_e , kuris lygus +1 elektronui ir elektroniniam neutriniui, ir lygus nuliui kitiems leptonams; 2) **miuoninis krūvis** L_μ , kuris lygus +1 miuonui ir miuoniniam neutriniui, ir lygus nuliui kitiems leptonams; 3) **τ leptoninis krūvis** (arba **taoninis krūvis**), kuris lygus +1 τ leptonui ir τ neutriniui, ir lygus nuliui kitiems leptonams. Taigi, pilnutinis leptoninis krūvis (leptonų skaičius) yra lygus atskirų leptonų kartų leptoninių krūvių (leptonų skaičių) sumai:

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau. \quad (8.4.4)$$

Kaip žinome, neturinčios elektros krūvio dalelės vadinamos neutraliomis. Elementariųjų dalelių fizikoje vartojama ir **absoliučiai neutralių dalelių** sąvoka: tai yra tokios dalelės, kurių elektros krūvis, barioninis krūvis ir leptoninis krūvis yra lygūs nuliui. Pvz., neutrinas yra elektriškai neutralus, tačiau jis nėra absoliučiai neutralus, nes turi leptoninį krūvį +1. Absoliučiai neutralių dalelių pavyzdžiai yra fotonas ir Z bozonas.

Bet kuri dalelė, kuri nėra absoliučiai neutrali, turi savo **antidalelę**. Dalelė ir antidalelė turi vienodą masę ir vienodą sukinių kvantinį skaičių, o visi krūviai, izosukinio projekcija ir aromato kvantiniai skaičiai yra priešingi. Pvz., elektrono $q = -1$, $L = 1$, o jo antidalelės – **pozitrono** – $q = +1$, $L = -1$. Visų kitų antidalelių vardai sudaromi tiesiog pridėdant „anti“ prieš dalelės vardą (pvz., antimiuonas, τ antineutrinas, anti-u kvarkas ir kt.). Antidalelės žymuo dažniausiai sudaromas rašant brūkšnį virš dalelės žymens (pvz., $\bar{\nu}_\tau$, \bar{u} ir kt.). Šios taisyklės išimtis yra elektringieji leptonai, elektringieji mezonai ir W bozonai, kurių žymuo nurodo krūvio ženklą (viršutinio indekso pavidalu). Tada dalelės ir jos antidalelės žymenys skiriasi tik krūvio ženklu (pvz., e^- ir e^+ , μ^- ir μ^+ , K^+ ir K^- , W^- ir W^+ ir kt.).

Kadangi kiekvieną barioną sudaro trys kvarkai, kiekvieną antibarioną – trys antikvarkai, o kiekvieną mezoną – kvarkas ir antikvarkas, tai barionų $B = 1$, antibarionų $B = -1$, o mezonų $B = 0$. Įvairių hadronų sudėtys, masės, pagrindiniai kvantiniai skaičiai, vidutinės gyvavimo trukmės ir pagrindiniai skilimo kanalai yra pateikti 8.7 ir 8.8 lentelėse.

Jeigu dalelė turi elektros krūvį, tada elektros krūvio ženklas yra pagrindinis požymis, pagal kurį galima eksperimentiškai atskirti dalelę nuo jos antidalelės. Neturinčią elektros krūvio dalelę galima atskirti nuo jos antidalelės pagal vadinamąjį *spirališkumą* (angl. *helicity*) – dalelės sukinio projekcijos į dalelės judesio kiekio kryptį ženklą. Spirališkumas apibrėžiamas šitaip:

$$h = \frac{\mathbf{L}_s \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{L}_s \cdot \mathbf{p}|}; \quad (8.4.5)$$

čia \mathbf{L}_s yra dalelės sukinio vektorius, o \mathbf{p} yra jos judesio kiekio vektorius. Dalelės, kurių $h = +1$ (t. y. kurių sukiny s nukreiptas judesio kiekio kryptimi), vadinamos „dešininėmis“, o dalelės, kurių $h = -1$ (t. y. kurių sukiny s nukreiptas priešinga judesio kiekiui kryptimi), vadinamos „kairinėmis“. Toks pavadinimas nusako dalelių sukinio vektoriaus precesijos aplink judesio kiekio vektorių kryptį: dešinių dalelių sukinio vektorius precesuoja (sukasi) ta pačia kryptimi, kuria reikėtų sukti dešininį sraigta, kad jis slinktų dalelės judėjimo kryptimi (t. y. sukinio vektorius precesuoja pagal laikrodžio rodyklę žiūrint dalelės judėjimo kryptimi), o kairinių dalelių sukinio precesijos kryptis yra priešinga. Neturinčių elektros krūvio dalelių ir jų antidalelių spirališkumai yra priešingi. Pvz., neutrinai yra kairinės dalelės, o antineutrinai – dešininės.

Hadronus galima suskirstyti į vadinamuosius *izomultipletus* (t. y. izosingletus, izodubletus, izotripletus ir t. t.) – mažas hadronų šeimas, kurių nariai yra tapatūs vienas kitam stipriosios sąveikos atžvilgiu. Visi skirtumai tarp izomultipleto narių atsiranda dėl elektromagnetinės ir silpnosios sąveikos. Vieno izomultipleto narių masės yra apytiksliai vienodos, o elektros krūviai yra skirtingi. Izomultipleto pavyzdys – protonas ir neutronas (tai yra izodubletas). Izomultipleto nariai turi vienodus atitinkamus aromato kvantinius skaičius ir vienodą izosukinį, tačiau skirtingą izosukinio projekciją I_z . Izosukinio kvantinį skaičių įprasta žymėti I . *Izosukiny s* yra vektorinis fizikinis dydis, kurio projekcija (I_z) lemia u ir d kvarkų bei hadronų, kurie skiriasi tik u ir d kvarkų skaičiais, fizikinių savybių skirtumus. Pavadinimas „izosukiny s“ susijęs su tuo, kad šio fizikinio dydžio matematinės savybės yra tokios pačios kaip įprastinio sukinio (tačiau kitais atžvilgiais šie du dydžiai niekaip nesusiję). Pvz., *izosukinio projekcija* (I_z) gali būti lygi

$$I_z = -I, -I + 1, \dots, I - 1, I. \quad (8.4.6)$$

Taigi, sąryšis tarp izosukinio projekcijos I_z galimųjų verčių ir pilnutinio izosukinio I yra toks pat kaip sąryšis tarp pilnutinio judesio kiekio momento (sukinio) projekcijos galimųjų verčių ir pilnutinio judesio kiekio momento modulio. Be to, izosukinio projekcija yra adityvus dydis kaip ir sukinio projekcija. u ir d kvarkų izosukiny s lygus $1/2$, o jo galimos projekcijos yra $\pm 1/2$ (kaip ir įprastinio sukinio). Tačiau reikia turėti omenyje, kad „z ašis“, į kurią „projektuojamas“ izosukinio vektorius, nėra realios trimatės erdvės koordinačių ašis, ir kad izosukinio vektorius yra apibrėžtas ne įprastinėje trimatėje erdvėje, o fizikinių dydžių, kurių vertės nusako minėtieji kvarkų kvantiniai skaičiai, erdvėje. Kadangi kiekviena isosukinio projekcijos vertė atitinka tam tikrą dalelę (izomultipleto narį), tai izomultipleto narių yra tiek, kiek yra galimų I_z verčių (jos surašytos (8.4.6) lygybės dešiniojoje pusėje), t. y. $2I + 1$. 8.7 ir 8.8 lentelėse izomultipletai atskirti dvigubomis linijomis. Išimty s iš šios taisyklės yra mezonai K_S^0 ir K_L^0 , kurie neturi apibrėžtų kvantinių skaičių I_z ir S , bei mezonas ρ^+ , kuris skiriasi nuo π^+ tik papildomu orbitiniu impulso momentu (dėl dviejų kvarkų sukimosi apie mezonos masės centrą).

Hadrono izosukiny s bei jo projekcija apskaičiuojami pagal kvantinę impulso momentų sudėties taisyklę. Pvz., jeigu hadrono sudėtyje yra du u arba d kvarkai (t. y. „uu“, „ud“ arba „dd“), tada jo izosukiny s (I) gali būti $1/2 \pm 1/2$, t. y. 0 arba 1. Hadrono izosukinio projekcija – tai jame esančių u ir d kvarkų izosukinio projekcijų suma (kitų rūšių kvarkų izosukiny s bei jo projekcija lygūs nuliui). Jeigu izosukiny s lygus 1, tada jo projekcija gali būti 0 arba ± 1 . Akivaizdu, kad kiekviena iš šių trijų izosukinio projekcijos verčių atitinka vieną iš trijų galimų tokio hadrono sudėčių: „uu“ atitinka $I_z = 1/2 + 1/2 = 1$, „ud“ atitinka $I_z = 1/2 - 1/2 = 0$, „dd“ atitinka $I_z = -1/2 - 1/2 = -1$. Tokie trys hadronai sudarytu vadinamąjį „izotripletą“. Tačiau, kaip minėta, yra dar vienas veiksnys, kuris uždraudžia hadrono, sudaryto tik iš dviejų kvarkų, egzistavimą: tai yra reikalavimas, kad hadronas būtų „bespalvis“. Realaus hadrono atveju vienas kvarkas turėtų būti pakeistas antikvarku (tada gautume mezoną) arba reikėtų pridėti dar vieną kvarką (tada gautume barioną). Mezonų izotripleto ($I = 1$) pavyzdys yra pionai: π^+ ($u\bar{d}$, $I_z = +1$), π^- ($\bar{u}d$, $I_z = -1$) ir π^0 ($\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$, $I_z = 0$). Kaip matome, šiuo atveju du iš izotripleto narių (π^+ ir π^-) yra vienas

kito antidalelės. Be to, matome, kad bendruoju atveju hadronas gali būti dviejų arba trijų sudėčių „mišinys“: pvz., π^0 yra $u\bar{u}$ ir $d\bar{d}$ mišinys. Jeigu izosukiny s I lygus nuliui, tada ir jo projekcija I_z lygi 0

(izosingletas). Vadinasi, jeigu mezonas sudarytas tik iš u ir d kvarkų arba atitinkamų antikvarkų, tada tokio izosingleto sudėtis negali būti $u\bar{d}$ arba $\bar{u}d$. Toks izosingletas – tai omega mezonas (žymėjimas „ ω “), kurio sudėtis yra tokia: $\frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}}$.

Hadronų, kurie priklauso vienam izomultipletui, atitinkami aromato kvantiniai skaičiai (S , C , B' ir T) yra vienodi. Vadinasi, jeigu bent vienas iš tų skaičių yra nenulinis, tada to hadrono antidalelė priklauso kitam izomultipletui (nes jos atitinkamas kvantinis skaičius yra priešingas to hadrono kvantiniam skaičiui). Pvz., kaip matome iš 8.7 lentelės, kaonai K^+ ir K^0 sudaro vieną izodubletą, o jų antidalelės K^- ir \bar{K}^0 – kitą. Analogiškas teiginys galioja ir izodubletams (D^+ , D^0) ir (B^+ , B^0).

Kadangi barioną sudaro trys kvarkai arba antikvarkai, tai, apskaičiuojant bariono, kuris sudarytas tik iš u ir d kvarkų, izosukinį, kvantinę impulso momentų sudėties taisyklę reikia taikyti du kartus. Kaip minėta, dviejų u arba d kvarkų posistemės izosukinys yra 0 arba 1. Jeigu iš šių dviejų variantų pasirinkime 0, tada, pridėjus trečiąjį u arba d kvarką (kurio izosukinys lygus $1/2$), gausime tik vieną galimą I vertę – $1/2$. Jeigu iš minėtųjų dviejų variantų pasirinkime 1, tada, pridėjus trečiąjį kvarką, galime gauti $I = 1/2$ arba $3/2$. Vertė $I = 1/2$ atitinka izodubletą (pavyzdys – protonas ir neutronas). Vertė $I = 3/2$ atitinka izokvartetą (pavyzdys – Delta barionai, kurie, kaip ir protonas bei neutronas, sudaryti tik iš u ir d kvarkų). Kaip matome 8.8 lentelėje, vienodos sudėties hadronai gali skirtis savo masėmis, gyvavimo trukmėmis, skilimo kanalais ir kt. (pvz., protonas ir Δ^+ , neutronas ir Δ^0 , Λ^0 ir Σ^0). Taip yra todėl, kad jie priklauso skirtingiems izomultipletams, t. y. turi skirtingą izosukinį.

8.5. Tvermės dėsniai

Minėti kvantiniai skaičiai ir krūviai yra ypač naudingi formuluojant kai kuriuos tvermės dėsnius, kurie pasireiškia dalelių virsmuose. Tvermės dėsniai elementariųjų dalelių fizikoje vaidina nepalyginamai didesnę vaidmenį negu bet kurioje kitoje fizikos srityje. Taip yra dėl dviejų priežasčių:

1. Egzistuoja keli tvermės dėsniai, kurie pasireiškia tik elementariųjų dalelių pasaulyje ir neįvaidina jokio vaidmens makroskopiniame pasaulyje.
2. Mikropasaulyje tvermės dėsniai yra daug efektyvesni negu makropasaulyje. Makroskopiniame pasaulyje tvermės dėsniai tik draudžia. T. y., jeigu duotasis vyksmas prieštarauja tvermės dėsniui, tai reiškia, kad tas vyksmas yra neįmanomas, tačiau, jeigu jis neprieštarauja tvermės dėsniams, tai dar nereiškia, kad jis yra galimas (nes, be tvermės dėsnių, gali egzistuoti ir kiti veiksniai, kurie draudžia tą vyksmą). Tuo tarpu mikropasaulyje visi vyksmai, kurių nedraudžia tvermės dėsniai, yra galimi.

Kiekvienas tvermės dėsnis yra susijęs su tam tikra gamtos dėsnių simetrija. Visus tvermės dėsnius galima suskirstyti į tris grupes:

1. Tvermės dėsniai, kurie susiję su keturmatės įvykių erdvės geometrija. Tokių dėsnių yra trys: energijos tvermės dėsnis (jis yra susijęs su laiko vienalytiškumu), judesio kiekio tvermės dėsnis (susijęs su erdvės vienalytiškumu) ir judesio kiekio momento tvermės dėsnis (susijęs su erdvės izotropija). Šie dėsniai yra tikslūs, t. y. jie galioja visomis sąlygomis.
2. Krūvio tvermės dėsniai. Elektros (q), barioninis (B) ir leptoninis (L) krūviai yra adityvūs tvarūs dydžiai, t. y. jų pilnutinės vertės prieš duotąjį vyksmą yra lygios pilnutinėms vertėms po jo. Leptoninio krūvio tvermės dėsnis galioja ne tik pilnutiniam leptonų skaičiui, bet ir kiekvienos kartos leptonų skaičiams L_e , L_μ ir L_τ . Visus šiuos krūvio tvermės dėsnius galima vadinti **tiksliais krūvio tvermės dėsniais**.
3. Apytiksliai tvermės dėsniai. Apytiksliais vadinami tvermės dėsniai, kurie galioja tik tam tikromis sąlygomis (pvz., tik virsmuose, kuriuos sukelia tam tikros rūšies sąveika). Vienas iš tokių dėsnių yra **aromato tvermės dėsnis**: visuose virsmuose, kurie vyksta dėl stipriosios arba elektromagnetinės sąveikos, izosukinio projekcija (I_z) ir keturi aromato kvantiniai skaičiai (S , C , B' , T) nekinta. Silpnoji sąveika šio dėsniu neatitinka, t. y. virsmuose, kuriuos sukelia silpnoji sąveika, tie kvantiniai skaičiai gali pasikeisti.

8.6. Dalelių virsmai

Matyt, pagrindinė elementariųjų dalelių savybė yra jų gebėjimas atsirasti *kitų* dalelių sąveikos („susidūrimo“) metu. Ši savybė išplaukia iš reliatyvistinio energijos ir masės sąryšio:

$$E = Mc^2; \quad (8.6.1)$$

čia M yra *pilnutinė* reliatyvistinė masė. Į energijos balansą sąveikos metu įeina ir susiduriančiųjų dalelių kinetinė energija, ir jų rimties energija. Todėl dalelių kinetinė energija gali virsti kitų dalelių pilnutine reliatyvistine energija (8.6.1).

Pagrindinis eksperimentinis dalelių virsmų tyrimo būdas yra *sklaidos metodas*. Bandymuose, kuriuose taikomas sklaidos metodas, iš pradžių suformuojami du priešiniai dalelių pluoštai arba vienas pluoštas nukreipiamas į nejudantį taikinį. Sąveikaujant (susiduriant) dalelėms tarpusavyje, keičiasi egzistuojančių dalelių būseną (vyksta sklaida) arba atsiranda naujos dalelės. Paskui detektoriais registruojamos išsklaidytosios arba atsiradusios dalelės ir matuojami jų būseną nusakantys dydžiai. Pagal gautus eksperimento duomenis daromos išvados apie dalelių sąveiką ir jų vidinę struktūrą. Mažėjant tiriamųjų dalelių matmenims, reikia didinti susidūrimo energiją (t. y. abiejų susiduriančiųjų dalelių kinetinių energijų sumą jų masės centro sistemoje). Tuo galima įsitikinti pasinaudojus Heizenbergo nelygybe:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}.$$

Jeigu dalelė yra ultrareliatyvistinė (t. y. jeigu jos greitis yra labai artimas šviesos greičiui), tada dalelės energija E yra apytiksliai proporcinga jos judesio kiekiui p : $E \approx cp$; čia c yra šviesos greitis. Tai reiškia, kad judesio kiekio neapibrėžtumas Δp yra proporcingas energijos neapibrėžtumui ΔE : $\Delta p \approx \Delta E / c$. Įrašę šią judesio kiekio neapibrėžtumo išraišką į Heizenbergo nelygybę, gauname energijos ir koordinatės neapibrėžtumų sąryšį:

$$\Delta E \Delta x \geq c\hbar / 2. \quad (8.6.2)$$

Išreiškus ΔE elektronvoltais, o Δx – metrais, šią nelygybę galima užrašyti taip:

$$\Delta E \geq 10^{-7} / \Delta x. \quad (8.6.3)$$

Aptariamuoju atveju Δx nusako dalelių sąveikos srities matmenis, o ΔE – energijos intervalą, kuriam gali priklausyti susiduriančiųjų dalelių energijos pokytis. Pagal energijos tvermės dėsnį, didėjant galimam energijos pokyčiui, turi didėti ir susiduriančiųjų dalelių energija, nes kiekvienos dalelės energijos pokytis yra priešingas kitos dalelės (arba kelių dalelių) energijos pokyčiui. Pvz., padidėjus pirmosios dalelės energijai dydžiu ΔE , antrosios dalelės energija turi tokiu pačiu dydžiu sumažėti. Kadangi energija (8.6.1) negali būti neigiama, tai aišku, kad tokiu atveju antrosios dalelės pradinė energija negali būti mažesnė už ΔE . Todėl ΔE apytiksliai nusako susidūrimo energiją, kuri reikalinga siekiant ištirti dalelių sąveiką erdvės srityje, kurios matmenys Δx , arba siekiant ištirti dalelės struktūros detales, kurių matmenys yra Δx . Didžiausios šiuo metu pasiekiamos dalelių energijos yra 1000 GeV eilės. Pagal (8.6.3) atitinkami mažiausieji tiriamieji atstumai yra 10^{-19} m eilės.

Dalelių virsmai yra trijų rūšių:

1. Tamprioji sklaida. Jos apibendrintoji lygtis yra tokio pavidalo:

$$a + b \rightarrow a + b; \quad (8.6.4)$$

čia a ir b žymi susiduriančias daleles. Šiuo atveju dalelės neišnyksta ir neatsiranda, o tik pasikeičia dalelių judėjimo būseną. Tokio vyksmo pavyzdys – Komptono sklaida.

2. Netamprieji procesai (reakcijos):

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n. \quad (8.6.5)$$

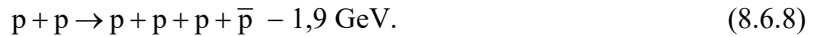
Čia a ir b žymi pirmines daleles, o c_1, c_2, \dots, c_n – antrines daleles (tarp jų gali būti ir viena arba abi pirminės dalelės). Šiuo atveju kai kurios dalelės išnyksta arba atsiranda. Šie virsmai kartais vadinami *branduolinėmis reakcijomis plačiąja prasme* (žodžiai „plačiąja prasme“ nurodo, kad kai kuriose reakcijose nėra viena iš reaguojančiųjų dalelių nėra atomo branduolys). **Reakcijos šiluma** Q – tai pirminių dalelių pilnutinės rimties energijos ir antrinių dalelių pilnutinės rimties energijos skirtumas:

$$Q = (m_{01} + m_{02} - m'_{01} - m'_{02} - \dots - m'_{0n})c^2; \quad (8.6.6)$$

čia m_{01} ir m_{02} žymi dviejų pirminių dalelių rimties mases, o brūkšniais pažymėtos antrinių dalelių rimties masės. Jeigu $Q > 0$, reakcija vadinama *egzotermine*. Egzotermine reakcija gali vykti esant bet kokiai (t. y. kiek norima mažai) pirminių dalelių kinetinei energijai. Pagal energijos tvermės dėsnį egzoterminės reakcijos šiluma nusako pilnutinę antrinių dalelių kinetinę energiją, kai pirminės dalelės reakcijos momentu nejudą. Jeigu $Q < 0$, reakcija vadinama *endotermine*. Endotermine reakcija gali vykti tik suteikus pirminėms dalelėms tam tikrą kinetinę energiją. Reakcijos šilumą įprasta nurodyti papildomo dėmens pavidalu reakcijos lygtyje. Pvz., mažos energijos elektrono ir pozitrono reakcijos lygtį galima užrašyti šitaip:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma + 1,02 \text{ MeV}. \quad (8.6.7)$$

Kadangi fotono rimties masė yra lygi nuliui, tai ši reakcija yra egzoterminė, o jos šiluma yra lygi dvigubai elektrono rimties energijai. Apskritai dalelės ir antidalelės egzoterminė reakcija vadinama dalelių **anhiliacija**, nes jos metu reaguojančios dalelės išnyksta virsdamos kitomis dalelėmis. (8.6.7) yra elektrono ir pozitrono anihiliacijos lygtis. Žinomos ir kitos anihiliacijos reakcijos: pvz., nukleonai (protonai ir neutronai) anihiliuoja su antinukleonais (antiprotonais ir antineutronais) virsdami pionais ir kaonais. Esant pakankamai didelėms reaguojančių elektrono ir pozitrono energijoms, gali vykti ir endoterminės reakcijos, kurių metu susidaro sunkiosios dalelės (pvz., mezonai). Kitas endoterminės reakcijos pavyzdys – protono ir antiprotono kūrimo reakcija:



Šios reakcijos šiluma yra apytiksliai priešinga dvigubai protono rimties energijai.

Visas galimas reakcijas nusako 8.5 poskyryje suformuluoti tvermės dėsniai. Kadangi absoliučiai neutralių dalelių visi krūviai yra lygūs nuliui, tai tokių dalelių išnykimo ir atsiradimo nedraudžia jokie tvermės dėsniai. Dalelės ir antidalelės porės visi pilnutiniai krūviai taip pat yra lygūs nuliui, t. y. tokia pora yra absoliučiai neutrali sistema. Todėl bet kuri dalelė gali atsirasti kartu su savo antidalele bet kurių dviejų dalelių susidūrimo metu, jeigu masės centro sistemoje pirminių dalelių kinetinė energija yra didesnė už naujųjų dalelių pilnutinę rimties energiją (pvz., protono ir antiprotono kūrimo reakcija (8.6.8)).

3. Dalelių skilimas:



Šio vyksmo ypatybė yra ta, kad egzistuoja tik viena pirminė dalelė. Kitaip sakant, skilimas yra savaiminis vyksmas: dalelė skyla be jokio išorinio poveikio. Tokio virsmo pavyzdys – neutrono β^- skilimas. Taigi, skilimas visada yra „egzoterminis“, t. y. jo metu visada išsiskiria kinetinė energija. Šią energiją taip pat galima skaičiuoti pagal (8.6.6), tačiau vietoj dviejų pirminių dalelių rimties masių sumos ($m_{01} + m_{02}$) reikia rašyti tik vienos pirminės dalelės rimties masę.

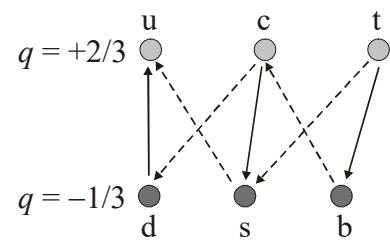
Kaip matome 8.3–8.8 lentelėse, didžioji dauguma subatominių dalelių yra nestabilios. Yra tik 11 subatominių dalelių, kurios yra absoliučiai stabilios, kai yra laisvos būsenos (neįskaitant hipotetinio gravitono): fotonas, elektronas, protonas, pozitronas, antiprotonas, trijų rūšių neutrinai ir antineutrinai.

Hadronų skilimą gali sukelti ir stiprioji, ir elektromagnetinė, ir silpnoji sąveika. Egzistuoja keletas požymių, pagal kuriuos galima eksperimentiškai nustatyti, kuri iš šių sąveikų sukėlė duotojo hadrono skilimą. Visų pirma galima pasinaudoti tvermės dėsniais. Kaip minėta, stipriajai ir elektromagnetinei sąveikai galioja aromato tvermės dėsnis, o silpnajai sąveikai tas dėsnis negalioja. Vadinasi, jeigu, skilus hadronui, susidarė dalelės, kurių pilnutiniai aromato skaičiai skiriasi nuo atitinkamų pirminio hadrono skaičių, tai reiškia, kad duotąjį skilimą sukelia silpnoji sąveika. Hadronų skilimai, kuriuos sukelia elektromagnetinė sąveika, yra ypatingi tuo, kad jų metu išspinduliuojami fotonai. Hadronų skilimuose, kuriuos sukelia stiprioji sąveika, susidaro tik kiti hadronai.

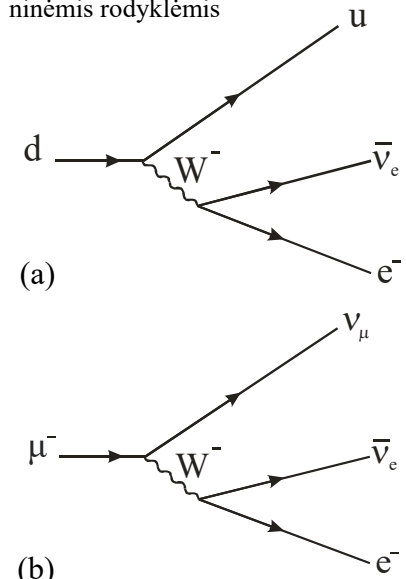
Sąveika, dėl kurios vyksta duotasis skilimas, lemia hadrono vidutinę gyvavimo trukmę τ (to skilimo atžvilgiu). Tipiškų τ verčių didumo eilės kiekvienai iš trijų minėtų sąveikų yra pateiktos 8.9 lentelėje. Jeigu hadrono skilimą sukelia silpnoji sąveika, tada τ stipriai priklauso nuo skilimo metu išsiskiriančios energijos Q : kuo didesnė Q , tuo trumpesnė τ . Hadronų silpnosios sąveikos tipiškos Q vertės yra 10^2 – 10^3 MeV eilės. Neutrono skilimas yra išimtis: jo $Q = 0,79$ MeV, o $\tau \approx 15$ min.

8.9 lentelė. Tipiška hadrono gyvavimo trukmė priklausomai nuo skilimo prigimties

Sąveika	Tipiška gyvavimo trukmė (s)
Stiprioji	10^{-22} – 10^{-24}
Elektromagnetinė	10^{-16} – 10^{-21}
Silpnoji	10^{-7} – 10^{-13}



8.1 pav. Galimi kvarkų skilimai. Skilimų, kurie parodyti ištisinėmis rodyklėmis, tikimybės yra didesnės negu skilimų, kurie parodyti brūkšninėmis rodyklėmis



8.2 pav. d kvarko (a) ir miuono (b) skilimo schema

Kai kuriuos hadronų skilimus, kurie vyksta dėl silpnosios sąveikos, galima aprašyti kaip vieno kvarko virtimą kitu kvarku. Tokie kvarkų skilimai yra parodyti 8.1 pav. Matome, kad kiekvieno skilimo metu kvarkas keičia krūvį. Taip yra todėl, kad šie virsmai yra susiję su silpnosios sąveikos nešiklių – elektringųjų W^\pm bozonų – atsiradimu. Pvz., vienas iš 8.1 pav. pavaizduotų virsmų vyksta neutrono skilimo metu. Šio skilimo metu d kvarkas virsta u kvarku ir išspinduliuojamas W^- bozonas, kuris yra nestabilus: jis skyla į elektroną ir elektroninį antineutrino (žr. 8.2a pav.). Tačiau silpnoji sąveika gali sukelti ir sudėtingesnius skilimus, kurių metu pasikeičia pilnutinis kvarkų skaičius ir nėra išspinduliuojami leptonai (žr. 8.8 lentelės paskutinį stulpelį).

Skirtingų kartų leptonai taip pat gali virsti vienas kitu dėl silpnosios sąveikos. Pvz., miuono skilimo schema pavaizduota 8.2b pav. Šio skilimo lygtis:

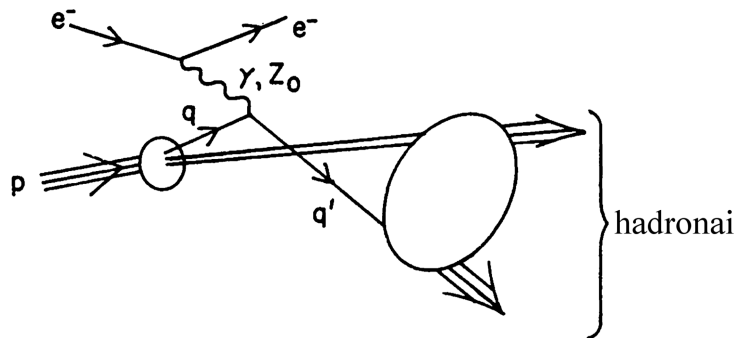
$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (8.6.10)$$

Kaip matome, šis virsmas yra analogiškas d kvarko skilimui į u kvarką (žr. 8.2a pav.): skiriasi tik pradinė dalelė ir trečioji iš galutinių dalelių (8.6.10) lygtyje. Kadangi elektronas ir pozitronas yra vienintelės elektringosios dalelės, kurios yra lengvesnės negu miuonas, tai pagal energijos (masės) ir elektros krūvio tvermės dėsnius elektronas arba pozitronas būtinai turi atsirasti skilus miuonui. Neutrino atsiradimas yra leptoninio krūvio tvermės dėsnio pasekmė: elektroninis antineutrinas „kompensuoja“ elektrono elektroninį krūvį (L_e turi būti lygus nuliui), o miuoninis neutrinas turi tokį patį miuoninį krūvį kaip ir miuonas (L_μ turi būti lygus 1). Yra galimi ir kitokie miuono skilimai, kurių metu kartu su trimis (8.6.10) skilimo antrinėmis dalelėmis susidaro dar viena dalelė ir jos antidalelė su nuliniu suminiu sukiniu (pvz., elektronas ir pozitronas arba du fotonai). Tau leptono galimų skilimų yra daugiau negu galimų miuono skilimų, nes tau leptono masė yra daug didesnė negu miuono (žr. 8.5 lentelę). Du labiausiai tikėtini tau leptono skilimai yra panašūs į miuono skilimą (8.6.10): susidaro tau neutrinas ir du kitos kartos leptonai, kurių pilnutinis elektros krūvis yra -1 , o pilnutinis leptoninis krūvis lygus nuliui (t. y. elektronas ir elektroninis neutrinas arba miuonas ir miuoninis antineutrinas). Be to, yra galimas tau leptono skilimas į d kvarką ir anti-u kvarką (šiuo atveju kvarkas gali atsirasti tik su antikvarku, kad galėtų barioninio krūvio tvermės dėsnis).

Elektrono netampriosios sklaidos protonais tyrimų duomenys tapo pirmuoju tiesioginiu įrodymu, kad nukleonai sudaryti iš trijų taškinių dalelių – kvarkų. Kadangi protono skersmuo yra maždaug 10^{-15} m, tai, kaip išplaukia iš (8.6.3) nelygybės, protono vidinės struktūros tyrimui reikalingos dalelės, kurių energija yra 100 MeV eilės arba didesnė. Be to, kadangi tos dalelės turi įsiskverbti į protono vidų, jos neturi dalyvauti stipriojoje sąveikoje, o turi dalyvauti tik daug silpnesnėje elektromagnetinėje arba silpnojoje sąveikoje. Todėl krintančiosios dalelės turi būti elektronai arba kiti leptonai. Tokie nukleonų sandaros tyrimai, kurie buvo atlikti septintajame ir aštuntajame XX a. dešimtmečiuose, yra analogiški Rezerfordo eksperimentams, kurie patvirtino branduolinį atomo sandaros modelį XX a. pradžioje. Rezerfordo tyrimuose irgi buvo naudojamos dalelės, kurios su atomo branduoliu sąveikavo tik elektromagnetiškai – pagal Kulono dėsnį (nes Rezerfordo tyrimuose alfa dalelės neturėjo pakankamai energijos, kad priartėtų prie branduolio tiek, kad pasireikštų stiprioji sąveika). Rezerfordo eksperimentuose buvo pastebėta, kad kai kurios alfa dalelės išsklaidomos ypač dideliais kampais, o tai yra įmanoma tik tada, kai jas išsklaidantis teigiamas krūvis yra beveik taškinis, t. y. keliomis eilėmis mažesnis už atomo matmenis. Analogiškai, elektronų sklaidos protonais ir kitais hadronais tyrimų duomenys parodė, kad barionų viduje yra trys taškiniai sklaidos centrai, o mezonų viduje yra du taškiniai sklaidos centrai. Tačiau Rezerfordo sklaida yra tamprioji, o minėtoji elektronų sklaida yra netamprioji: dėl ypač didelės elektronų energijos protonas yra suskaldomas į atskirus kvarkus (tokia elektronų sklaida vadinama „giliaja netampriąja sklaida“). Kadangi, kaip minėta, kvarkai negali būti laisvi, o turi būti susijungę su kitais kvarkais arba antikvarkais, tai, atsiradus laisvam kvarkui, savaime susikuria kiti kvarkai ir susijungia su laisvuju kvarku, susidarant hadronui arba keliems hadronams (šis procesas vadinamas „kvarko hadronizavimu“). Kadangi hadronų kūrimui (t. y. jų rimties energijai) yra eikvojama dalelių kinetinė energija, tai atsiradusių hadronų skaičius didėja augant krintančiųjų elektronų energijai.

Elementariųjų dalelių fizikoje dalelių virsmus yra įprasta vaizduoti vadinamosiomis **Feinmano diagramomis**. Tokios diagramos pavyzdys yra pateiktas 8.2 pav., kur pavaizduotas d kvarko ir miuono skilimas. Supaprastintos Feinmano diagramos sudarymo taisyklės yra tokios:

- 1) sąveikos įvykiai (pvz., sklaida, skilimas, anihiliacija ir kt.) vaizduojami taškais („mazgais“), iš kurių dažniausiai išeina trys linijos;



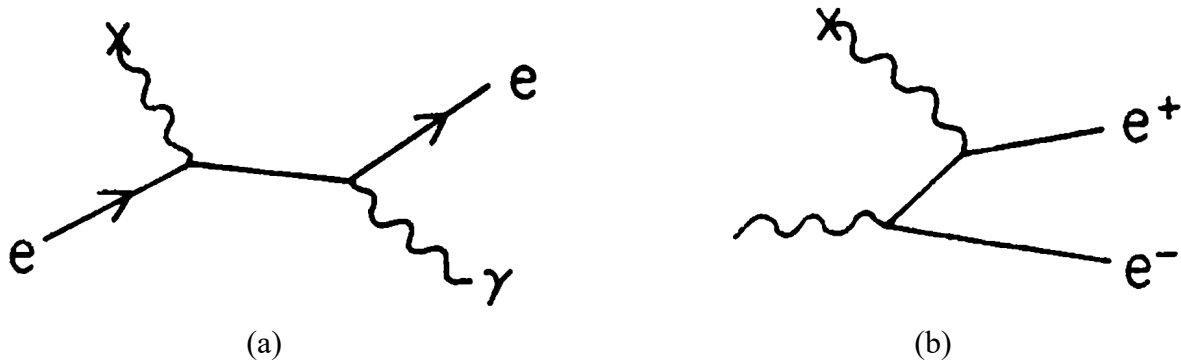
8.3 pav. Gili netamprioji elektronų sklaida protonais

- 2) kiekviena linija atitinka tam tikrą elementariąją dalelę: linijos, kurios sujungtos tik su vienu mazgu, atitinka pradines arba galutines daleles (kurios egzistuoja prieš sąveiką arba po jos), o linijos, kurios jungia du mazgus, atitinka virtualiąsias daleles (kurios atsiranda ir išnyksta sąveikos metu);
- 3) jeigu dalelė yra fermionas, tada linija yra tiesi, o jeigu bozonas, tada linija yra vingiuota (pvz., 8.2 pav. vingiuota linija vaizduoja W^- bozoną, kuris yra sąveikos, sąlygojančios d kvarko arba miuono skilimą, tarpininkas).

Elementariųjų dalelių žymenys rašomi šalia atitinkamų linijų. Jeigu pradinė arba galutinė dalelė yra elementarusis fermionas arba antifermionas, tada ant atitinkamos linijos dažnai būna rodyklė. Pagal Feinmano taisyklės, tos rodyklės kryptis susijusi su laiko ašies kryptimi ir su tuo, ar ta dalelė yra fermionas ar antifermionas. Tačiau kartais naudojama paprastesnė taisyklė, kai rodyklės kryptis priklauso tik nuo to, ar dalelė yra pradinė (egzistavusi prieš sąveiką), ar galutinė (po sąveikos): jeigu dalelė yra pradinė, tada rodyklė nukreipta į mazgą, o jeigu dalelė yra galutinė, tada rodyklė nukreipta tolyn nuo mazgo (ši taisyklė naudojama 8.2 pav.).

Kiekviena Feinmano diagrama turi laiko ašį. Dažniausiai laiko ašis nebūna parodyta, o jos kryptis būna iš kairės į dešinę arba iš apačios į viršų. Linijos, kurios atitinka pradines daleles, ir linijos, kurios atitinka galutines daleles, būna išdėstytos taip, kad atitiktų laiko ašies kryptį. Pvz., jeigu laiko ašis nukreipta iš kairės į dešinę (kaip 8.2 pav.), tada linijos, kurios atitinka pradines daleles, turi būti į kairę nuo atitinkamo mazgo, o linijos, kurios atitinka galutines daleles – į dešinę nuo mazgo. Pagal anksčiau minėtą supaprastintą rodyklių krypties nustatymo taisyklę rodyklė nukreipta ta pačia kryptimi kaip laiko ašis. Todėl diagramoje užtenka parodyti tik vieną arba dvi rodykles (kad būtų aiški laiko ašies kryptis).

Jeigu diagramoje yra daugiau negu vienas mazgas, tada, apibrėžus laiko ašies kryptį (pvz., iš kairės į dešinę), bet kuriems dviem sujungtiems mazgams galima priskirti eiliškumą laike: kairiau esantis mazgas atitinka virtualiosios dalelės atsiradimą, o dešiniau esantis – jos išnykimą (skilimą). Pvz., pagal 8.2b pav. miuono skilimą galima interpretuoti kaip dviejų stadijų vyksmą: 1) miuono skilimas į miuoninį neutriną ir W^- bozoną, 2) W^- bozono skilimas į elektroną ir elektroninį antineutriną. Tokia interpretacija leidžia visoms su duotu mazgu susietoms linijoms (įskaitant ir tas, kurios atitinka virtualiąsias daleles) priskirti kryptį: nuo mazgo arba link mazgo. Jeigu laiko ašis nukreipta iš kairės į dešinę, tada kairiau mazgo esančios linijos atitinka daleles, kurios egzistavo prieš tą mazgą atitinkantį elementarųjį vyksmą (tas linijas galima vadinti „įeinančiomis į mazgą“), o dešiniau mazgo esančios linijos atitinka daleles, kurios susidarė dėl to elementariojo vyksmo (tas linijas galima vadinti „išeinančiomis iš mazgo“). Atitinkamai kiekvienam mazgui galima taikyti tvermės dėsnius, kurie suformuluoti 8.5 skirsnyje: tvaraus fizikinio dydžio vertė, kuri gaunama sudėjus jo vertes visoms įeinančioms į mazgą linijoms turi būti lygi to paties fizikinio dydžio vertei, kuri gaunama sudėjus jo vertes visoms išeinančioms iš mazgo linijoms. Tačiau, taikant masės (energijos) tvermės dėsnį, reikia turėti omenyje, kad masė gali būti vienareikšmiškai apibrėžta tik dalelėms, kurios yra laisvos (t. y. pradinėms ir galutinėms dalelėms). Virtualiųjų dalelių masė negali būti vienareikšmiškai apibrėžta ir gali būti teigiama, neigiama arba menamasis skaičius (priklausomai nuo konkretaus vyksmo). Taigi, virtualiajai dalelei negalima iš anksto priskirti rimties masės ir ja remiantis spręsti, ar ta dalelė galėtų atsirasti iš duotųjų pradinių dalelių, kurių masės žinomos. Pvz., kaip matome 8.2a ir 8.2b pav., d kvarkas arba miuonas gali „skilti“ į virtualųjį W^- bozoną, kurio masė, kai jis yra laisvas, yra daug didesnė už pradinės dalelės masę (minėtųjų dalelių masės, kai tos dalelės yra laisvos, yra pateiktos 8.3, 8.5 ir 8.6 lentelėse). Taigi, masės tvermės dėsnis uždraudžia d kvarko skilimą į dvi arba daugiau dalelių, tarp kurių yra W^- bozonas, tačiau nedraudžia d kvarko skilimo procesu, kuriuose W^- bozonas yra virtualusis.



8.4 pav. Du elektromagnetiniai procesai: (a) stabdomosios spinduliuotės atsiradimas, (b) porų kūrimas

Mazgų skaičius Feinmano diagramoje – tai atitinkamo vyksmo „eilė“. Šis terminas kilo iš vadinamosios „trikdžių teorijos“, kurioje sąveika aprašoma kaip sistemos „trikdys“, kuris yra mažas palyginti su jėgomis, veikiančiomis nesutrikdytoje sistemoje. Šiame artinyje kiekvieno tipo sąveikos tikimybę (skerspjūvį) galima išreikšti begaline eilute. Kiekvieną tos eilutės dėmenį atitinka tam tikra Feinmano diagrama, t. y. tam tikros rūšies elementarusis vyksmas. Tos diagramos skiriasi tik mazgų skaičiumi arba virtualiosiomis dalelėmis, tačiau nesiskiria pradinėmis ir galutinėmis dalelėmis. Feinmano diagramos mazgų skaičius (vyksmo eilė) – tai atitinkamo sąveikos proceso tikimybės skleidinio begaline eilute dėmens eilės numeris. Dažniausiai elementariojo vyksmo tikimybė sparčiai mažėja didėjant jo eilei, ir šis mažėjimas yra tuo spartesnis, kuo silpnesnė sąveika, sukianti tą vyksmą. Trikdžių teorija yra labai tiksli aprašant procesus, kurie vyksta dėl silpnosios sąveikos – ypač tada, kai sąveikaujančios dalelės yra elektringosios arba kai jos dalyvauja stipriojoje sąveikoje (nes silpnoji sąveika yra daug silpnesnė už elektromagnetinę ir stipriąją sąveikas). Dėl tos pačios priežasties trikdžių teorija labai tiksliai aprašo elektromagnetinę sąveiką, kai sąveikauja kvarkai arba hadronai, nes pastaruoju atveju nesutrikdytoje sistemoje veikia ypač stipri jėga (stiprioji sąveika), kuri daug stipresnė už elektromagnetinę sąveiką (taigi trikdžių teorijos prielaida apie trikdžio silpnumą yra teisinga).

Anksčiau minėtos elektrono gilios netampriosios sklaidos protonu Feinmano diagrama pavaizduota 8.3 pav. Trys horizontalios linijos vaizduoja tris kvarkus, kurie sudaro protoną arba kitokį barioną, o elipsės vaizduoja kvarkų hadronizavimą arba priešingą procesą – kvarkų išlaisvinimą iš hadrono. Ši sklaida gali vykti dėl elektromagnetinės sąveikos arba dėl silpnosios sąveikos. Jeigu sklaida vyksta dėl elektromagnetinės sąveikos, tada jos tarpininkas yra fotonas, o jeigu dėl silpnosios sąveikos, tada tarpininkas yra neutralusis Z bozonas (šiuo atveju sąveikos tarpininkas turi būti neutralus, kad galiotų elektros krūvio tvermės dėsnis). Tačiau, kadangi elektromagnetinė sąveika yra daug stipresnė už silpnąją, elektromagnetinio proceso tikimybė yra keliomis eilėmis didesnė negu silpnosios sąveikos.

8.4 pav. pavaizduotos stabdomosios spinduliuotės ir porų kūrimo Feinmano diagramos. Symbolis „X“ šiose dviejose diagramose vaizduoja branduolį, su kuriu elektriniu lauku sąveikauja pradinis elektronas arba fotonas. Kadangi ši sąveika yra elektromagnetinė, tai jos tarpininkas yra virtualusis fotonas (jį atitinka vingiuota linija, kuri jungia „X“ su artimiausiu mazgu). Kiekvienoje iš šių diagramų yra du mazgai (taigi, abu šie vyksmai yra antrosios eilės). Tie du mazgai sujungti tiesia linija. Ši linija atitinka virtualųjį elektroną arba pozitroną (taigi, ne tik elementarieji bozonai, bet ir kitos dalelės gali būti virtualios). Kaip matome 8.4a pav., stabdomosios spinduliuotės elementarųjį vyksmą galima aiškinti kaip dviejų etapų procesą: 1) virtualiojo fotono sugertis susidarant virtualiam elektronui, 2) fotono emisija (t. y. virtualiojo elektrono „skilimas“ į galutinį elektroną ir fotoną). Analogiškai porų kūrimo vyksmą (8.4b pav.) galima aiškinti kaip dviejų etapų procesą: 1) fotono virsmas galutiniu elektronu ir virtualiuoju pozitronu, 2) virtualiojo fotono sugertis, dėl kurios virtualusis pozitronas virsta galutiniu pozitronu. Šiuo atveju elektroną ir pozitroną galima sukeisti vietomis (t. y. galima sakyti, kad pirmame etape susidaro galutinis elektronas, o antrame – galutinis pozitronas). Jeigu 8.4b pav. diagramoje pašalintume antrąjį mazgą ir dvi iš jo išeinančias linijas, gautume diagramą, kuri vaizduoja pirmosios eilės vyksmą, kurio galutinės dalelės yra tokios pačios (t. y. elektronas ir pozitronas). Tačiau tokį vyksmą draudžia energijos ir impulso tvermės dėsniai. Fotonas vakuume negali savaime virsti elektronu ir pozitronu: turi būti dar viena dalelė, kuri sugertų dalį fotono impulso. Ši dalelė dažniausiai būna atomo branduolys (tačiau gali būti ir atomo elektronas).

Uždaviniai

- 8.1. Paaiškinkite, kodėl nė viena iš šių dalelių negali egzistuoti:
- (a) barionas, kurio sukinyš $J = 1$,
 - (b) antibarionas, kurio elektros krūvis $q = +2$,
 - (c) mezonas, kurio $q = +1$ ir $S = -1$,
 - (d) mezonas, kurio kvantinių skaičių C ir S ženklai yra priešingi
- 8.2. Toliau yra pateikti du kvantinių skaičių rinkiniai. Kiekvieną rinkinį sudaro šie penki kvantiniai skaičiai (ta pačia tvarka): q (elektros krūvis), B (barioninis krūvis), S , C , B' :
- (a) $(-1, 1, -2, 0, -1)$,
 - (b) $(0, 0, 1, 0, 1)$.
- Kiekvienas iš šių kvantinių skaičių rinkinių atitinka tam tikrą hadroną. Nustatykite to hadrono sudėtį. Ar tokia sudėtis neprieštaruoja kvarkų modeliui (žr. 8.3 skirsnį)?
- 8.3. Nurodykite, kuriuos iš šių reakcijų ir skilimų draudžia tikslieji tvermės dėsniai: (a) $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$; (b) $\nu_e + p \rightarrow n + e^- + \pi^+$; (c) $\Lambda^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$; (d) $K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$.
- 8.4. Dalelė X (sąlyginis žymėjimas) gali atsirasti reakcijoje $K^- + p \rightarrow K^+ + X$, kuri vyksta dėl stipriosios sąveikos. (a) Apskaičiuokite dalelės X kvantinius skaičius B , S , C ir B' . (b) Remdamiesi tais skaičiais, nustatykite dalelės X sudėtį. (c) Kokios eilės turėtų būti tos dalelės vidutinė gyvavimo trukmė, jeigu jos skilimo lygtis yra $X \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$?

9. Kosminiai spinduliai

9.1. Įvadas

Kiekvieną sekundę maždaug 1000 įvairios sudėties branduolių krinta iš kosmoso į kiekvieną Žemės paviršiaus kvadratinį metrą. Tiksliau, šis kiekis nusako pataikančių į Žemės atmosferą branduolių skaičių. Beveik nė vienas iš jų nepasiekia Žemės paviršiaus, o sukuria daug įvairių antrinių dalelių dėl sąveikos su oru. 90 % tų branduolių yra protonai, 9 % yra alfa dalelės, o likusieji yra sunkesnieji branduoliai. Be to, apie 1 % visų iš kosmoso į Žemę krintančių dalelių yra elektronai, tačiau toliau bus aptariami tik branduoliai, kurių kosminiuose spinduliuose yra maždaug 100 kartų daugiau negu elektronų. Nors tai yra materijos dalelės (o ne elektromagnetinė spinduliuotė), jie yra vadinami „kosminiais spinduliais“, nes, kai jie buvo atrasti (maždaug 1910 m.), jų prigimtis dar nebuvo žinoma. Dauguma minėtų branduolių yra reliatyvistiniai, t. y. jų kinetinės energijos yra tos pačios eilės kaip jų rimties energijos arba didesnės (protono rimties energija yra maždaug 938 MeV). Mažesnioji jų dalis yra ultrareliatyvistiniai, t. y. jų kinetinės energijos yra daug didesnės už rimties masę. Retkarčiais pasitaiko netgi branduolių, kurių kinetinės energijos siekia 10^{20} eV (maždaug 16 J). Tokio branduolio kinetinė energija yra maždaug tokia pati kaip 56 g masės teniso kamuoliuko, kuris skrieja 86 km/h greičiu. Ši energija viršija didžiausią šiuolaikiniuose greitintuvuose pasiekiamą protonų energiją maždaug 10^7 kartų. Todėl kosminių spindulių ir jų sąveikos produktų tyrimas suteikia unikalią galimybę ištirti ypač didelių energijų dalelių sąveikas ir aptikti daleles, kurių neįmanoma sukurti Žemės sąlygomis. Be to, kosminių spindulių tyrimai yra svarbūs ir astrofizikoje. Pagrindiniai kosminių spindulių fizikos klausimai yra „Kur atsiranda kosminiai spinduliai?“ ir „Kaip jie pagreitinami iki tokių didelių energijų?“.

Kosminių spindulių kilmė kol kas nėra pilnai išaiškinta. Yra žinoma, kad beveik visi jie atsiranda už Saulės sistemos ribų, tačiau mūsų Galaktikoje. Didžiausių energijų kosminiai spinduliai greičiausiai atsiranda už mūsų Galaktikos ribų.

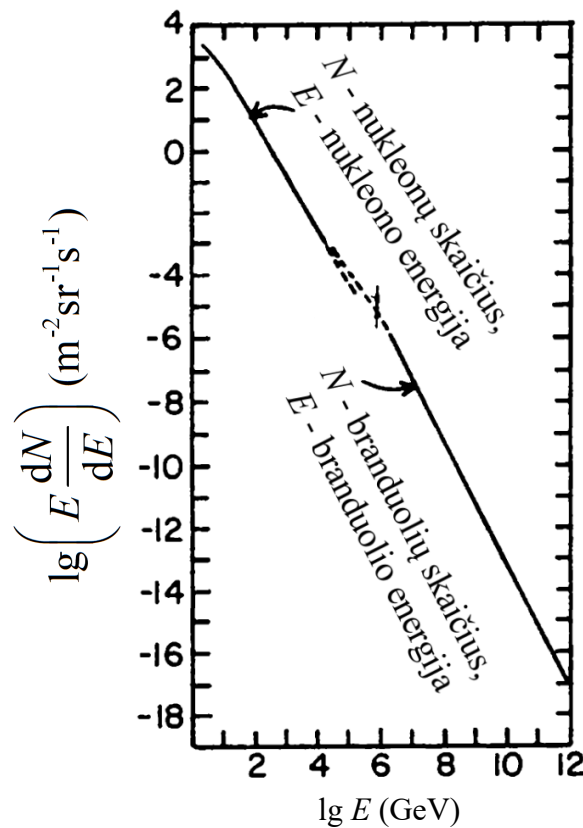
Kol dar neegzistavo greitintuvai, galintys pagreinti daleles iki 1 GeV ir didesnių energijų, kosminiai spinduliai ir jų sąveika su medžiaga buvo pagrindinis informacijos apie elementariąsias daleles šaltinis. Nors didžiausių energijų kosminiai spinduliai vis dar gali suteikti informacijos apie elementariųjų dalelių fiziką energijų intervale, kuris nepasiekiamas šiuolaikiniais greitintuvais, tačiau tai jau nėra pagrindinis tikslas, kurio siekiama tiriant kosminius spindulius. Tačiau elementariųjų dalelių fizika yra reikalinga tam, kad kosminių spindulių tyrimai galėtų padėti atsakyti į įvairius astrofizikos klausimus:

- Antrinių kosminių spindulių, pvz., antiprotonų kūrimas kai pirminių kosminių spindulių dalelės susiduria su tarpžvaigždinės medžiagos atomų branduoliais. Šių antrinių kosminių spindulių intensyvumas leidžia išsiaiškinti kaip kosminiai spinduliai sklinda tarpžvaigždine terpe ir tuo pačiu – kokia yra tą terpę sudarančių materijos ir laukų prigimtis.
- Fotonų, neutrino ir kitų neutralių dalelių, kurios palyginti silpnai sąveikauja su tarpžvaigždine terpe, kūrimas dėl kosminių spindulių susidūrimų su medžiaga ten, kur vyksta kosminių spindulių greitinimas. Tokių dalelių taškinių šaltinių stebėjimai leidžia aptikti kosminių spindulių greitinimo vietas ir suprasti to greitinimo fizikinius mechanizmus.
- Kosminių spindulių įsiskverbimas giliai po žeme ir ypač silpnai sąveikaujančių dalelių (miuonų ir neutrino) detektavimas naudojant didelius požeminius detektorius. Tokios dalelės gali būti ir „naudingas signalas“ (pvz., tiriant minėtuosius taškinius kosminių spindulių šaltinius), ir „fonas“ (pvz., ieškant egzotiškų dalelių, – tokių kaip magnetiniai monopoliai).
- Dalelių „liūtyse“ atmosferoje ir jų sąryšis su kosminiais spinduliais, kurie jas sukuria. Didžiausių energijų kosminiai spinduliai yra tokie reti, kad juos neįmanoma tirti tiesiogiai naudojant mažus detektorius, esančius virš atmosferos. Juos galima tirti tik netiesiogiai, naudojant dideles detektorių matricas ant Žemės paviršiaus ir dideles matavimo trukmes. Įvykus dalelių liūčiai, pagal jos sudėtį ir antrinių dalelių energijas galima nustatyti pirminės kosminės dalelės prigimtį.

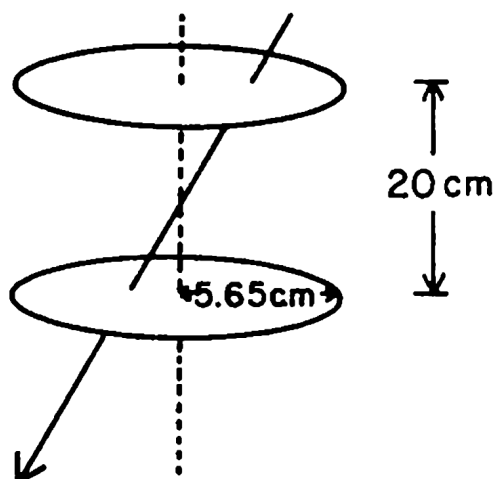
9.2. Kosminių spindulių tyrimų tipai

Pagrindiniai kosminių spindulių parametrai, kurie suteikia informacijos apie kosminių spindulių kilmę, yra skirtingų branduoliai santykiniai kiekiai juose (sudėtis) ir kiekvienos rūšies branduolių energijos pasiskirstymas (energijos spektras). Lyginant kosminių spindulių sudėtį su įvairių astrofizinių objektų sudėtimi (pvz., Saulės, tarpžvaigždinės erdvės, supernovų arba neutroninių žvaigždžių), galima daryti išvadas apie vietą, kurioje atitinkami branduoliai buvo pagreitinti. Energijos spektrai gali suteikti informacijos apie greitinimo mechanizmus.

9.1 pav. pateiktas visas kosminių spindulių energijos spektras, t. y. duotos energijos E dalelių skaičius, tenkantis energijos natūraliojo logaritmo vienetui, ploto vienetui, laiko vienetui ir erdvinio kampo vienetui. Taigi, tai yra kosminės spinduliuotės diferencialinis kampinis srauto tankis (kitai sakant, kampinio srauto tankio energinis spektras). Čia žodis „diferencialinis“ susijęs su diferencijavimu energijos atžvilgiu. Toliau žodis „kampinis“ bus dažniausiai praleidžiamas. Kadangi diferencialinis srauto tankis labai stipriai priklauso nuo energijos, 9.1 pav. jis yra apibrėžtas ne energijos vienetui, o energijos natūraliojo logaritmo vienetui. Kadangi $d(\ln E) = dE / E$, tai $dN / d(\ln E) = E (dN / dE)$, t. y. energijos matavimo vienetai susiprastina (todėl diferencialinio srauto tankio matavimo vieneto išraiškoje nėra energijos vienetų). 9.1 pav. ordinačių ašyje atidėtas minėtojo diferencialinio srauto tankio dešimtainis logaritmas, o abscisių ašyje atidėtas energijos E dešimtainis logaritmas (energija išreikšta GeV). Pasirinkus tašką ant šios kreivės ir antilogaritmavus jo ordinatę, gaunamas skaičius nukleonų arba branduolių, kurių energijos yra maždaug nuo $0,6E$ iki $1,6E$ (šių dviejų verčių santykis yra apytiksliai lygus $e \approx 2,7$, o jų geometrinis vidurkis yra apytiksliai lygus E) ir kurie krinta per vieną sekundę į vieną kvadratinį metrą ir į vieno steradiano erdvinį kampą apibrėžta kryptimi. Pirmąją kreivės dalį galima apytiksliai gauti, paslinkus antrosios dalies tęsinį į mažesnes energijas dydžiu $+\lg A$ išilgai ordinačių ašies (čia A yra vidutinis branduolio masės skaičius, t. y. vidutinis nukleonų skaičius branduolyje) ir priešingu dydžiu $-\lg A$ išilgai abscisių ašies (nes vieno nukleono energija yra A kartų mažesnė už viso branduolio energiją). Tačiau, kaip matome, tikslaus sutapimo šitai negautume, nes abiejų dalių polinkiai yra skirtingi (antroji dalis yra statesnė už pirmąją).



9.1 pav. Pilnutinis kosminių spindulių energijos spektras [1]. Pirmoji kreivės dalis (atitinkanti mažesnes energijas) nusako nukleonų kampinio tankio energinį spektrą, o antroji dalis nusako branduolių kampinio tankio energinį spektrą.

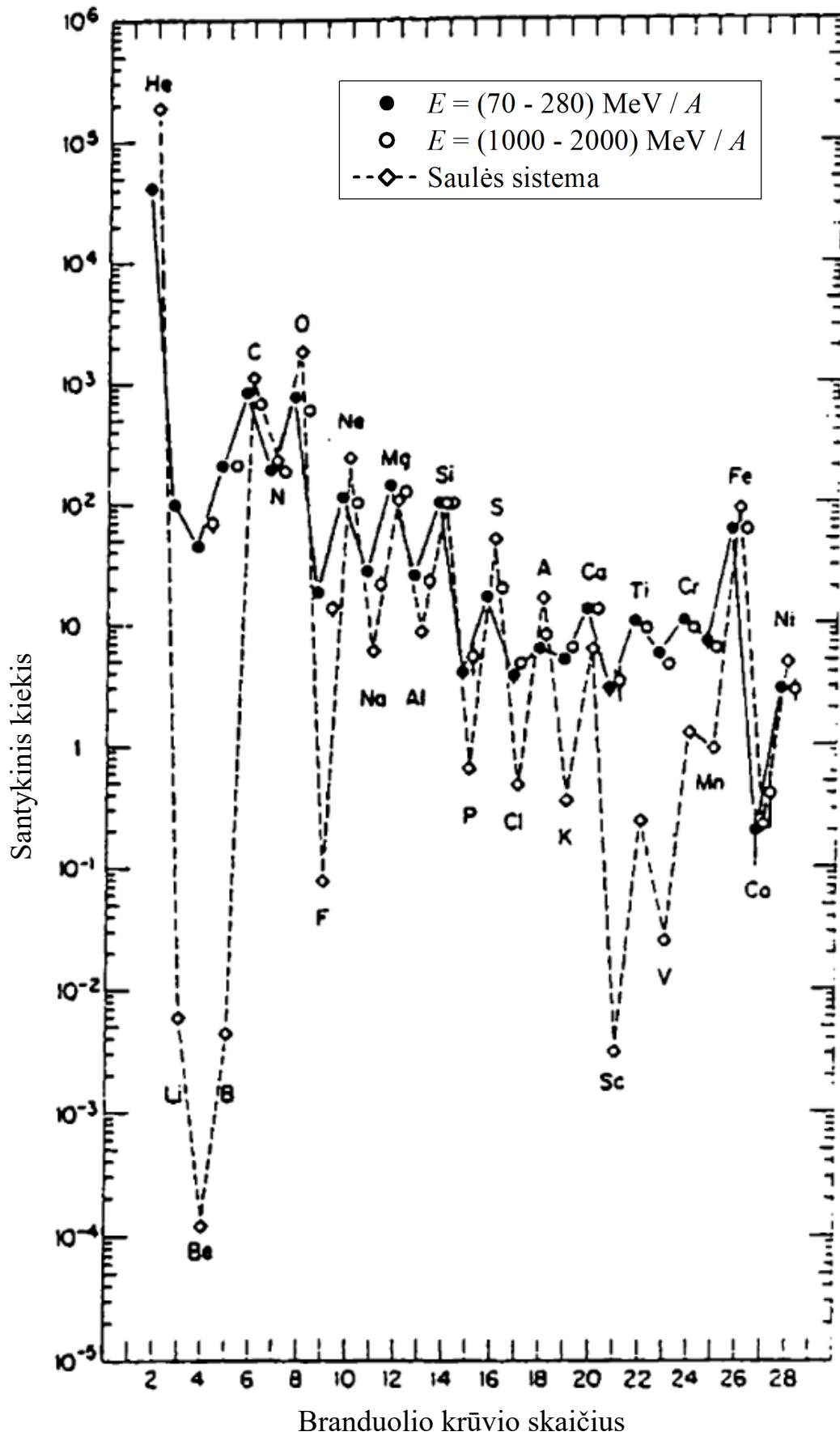


9.2 pav. Mažo kosminių spindulių teleskopo schema

Pagal energijos spektro vertes, kurios pateiktos 9.1 pav., galima daryti kai kurias išvadas apie detektoriaus matmenis ir detektavimo trukmę, kurie reikalingi norint užregistruoti pakankamai daug duotos energijos branduolių. Pvz., tarkime, kad detektavimo geometrija yra tokia kaip 9.2 pav., t. y. naudojami du lygiagretūs 100 cm^2 ploto detektoriai, kurie prijungti prie sutapčių įtaiso ir yra 20 cm atstumu vienas nuo kito (tokia sistema yra skirta apibrėžtos krypties spinduliuotės detektavimui ir yra vadinama „teleskopu“). Erdvinis kampas, kuriuo matomas vienas iš tų dviejų diskų žiūrint iš kito disko centro yra lygus maždaug $100 \text{ cm}^2 / (20 \text{ cm})^2 = 0,25 \text{ sr}$. Diferencialinio srauto tankio, kuris pavaizduotas 9.1 pav., dešimtainio logaritmo vertė, atitinkanti $E = 1 \text{ GeV}$, yra maždaug 4. Todėl kosminių nukleonų su energijomis nuo 600 MeV iki 1,6 GeV, kurie kerta abu diskus per 1 s, skaičius yra maždaug $10^4 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \cdot 0,01 \text{ m}^2 \cdot 0,25 \text{ sr} = 25 \text{ s}^{-1}$. Turint omenyje palyginti mažus šio detektoriaus matmenis ir palyginti didelę skaičiavimo spartą, galima teigti, kad 1 GeV eilės energijos kosminius spindulius galima gana tiksliai tirti naudojant mažus detektorius, kurie patalpinti virš Žemės atmosferos (kosminiuose aparatuose) arba bent jau pakankamai dideliame aukštyje (naudojant balionus, užpildytus heliu). Tiriant daug didesnės energijos kosmines daleles, reikia didesnių matmenų detektoriaus ir ilgų skaičiavimo trukmių. Pvz., vienas tokio tipo detektorius, kuris buvo patalpintas virš Žemės atmosferos 1985 m. ir kuris detektavo daleles 94 val., turėjo apertūrą $2 \text{ m}^2 \text{ sr}$. Teleskopinio detektoriaus „apertūra“ – tai jo jautriojo ploto ir erdvinio kampo, nusakančio didžiausią detektuojamų dalelių kryptį skirtumą, sandauga (pvz., pirmiau minėto mažesnio detektoriaus apertūra yra $0,01 \text{ m}^2 \cdot 0,25 \text{ sr} = 0,0025 \text{ m}^2 \text{ sr}$). Remiantis 9.1 pav., nesunku įsitikinti, kad į detektorių, kurio apertūra $2 \text{ m}^2 \text{ sr}$, per 94 val. pataikytų apie $7 \cdot 10^4$ kosminių dalelių su energijomis nuo 600 GeV iki 1,6 TeV ($10^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \cdot 2 \text{ m}^2 \text{ sr} \cdot 94 \cdot 3600 \text{ s} \approx 7 \cdot 10^4$). Tačiau spektro mažėjimas didėjant energijai E yra toks spartus, kad dalelių su energijomis, didesnėmis negu 100 TeV (10^5 GeV), kurios pataikė į tą detektorių skrydžio metu, buvo tik apie 50. Taigi, turint omenyje, kad tipiška matavimo trukmė skrydžio metu neviršija kelių parų, o detektoriaus matmenys negali viršyti kelių metrų, galima teigti, kad kosmines daleles, kurių energija yra 100 TeV eilės arba didesnė, galima tirti tik detektoriais, kurie yra ant Žemės paviršiaus. Dažniausiai naudojama daug detektorių, esančių kelių kvadratinų kilometrų plote. Tokia detektorių sistema yra vadinama „oro liūčių matrica“. Ant Žemės paviršiaus esantys detektoriai negali detektuoti kosminių spindulių tiesiogiai (kaip anksčiau minėti mažesni teleskopiniai detektoriai), o detektuoja tik dalelių liūčių, kurių pradininkai buvo ypač didelių energijų kosminiai spinduliai, liekanas, pasiekusias Žemės paviršių.

9.3. Kosminių spindulių sudėtis

9.3 pav. yra palyginti įvairių cheminių elementų branduolių santykiniai kiekiai kosminiuose spinduliuose ir Saulės sistemoje. Pateiktos trys priklausomybės: 1) elementų kiekiai mažos energijos kosminiuose spinduliuose ($70 - 280 \text{ MeV} / A$, 9.3 pav. šį energijos intervalą atitinka pilnaviduriai skrituliukai), 2) elementų kiekiai didelės energijos kosminiuose spinduliuose ($1000 - 2000 \text{ MeV} / A$, apskritimai), 3) elementų kiekiai Saulės sistemoje (brūkšninė linija). Visos priklausomybės normuotos į silicio kiekį (jis lygus 100 visose trijose kreivėse). Kaip ir Saulės sistemos sudėčiai, pradedant nuo anglies („C“) kosminių spindulių elementinei sudėčiai yra būdinga „zigzago“ formos priklausomybė nuo atominio numerio Z : atomų su lyginiu Z yra daugiau negu atomų, kurių Z yra vienetu mažesnis arba



9.3 pav. Cheminių elementų (nuo ${}^2\text{He}$ iki ${}^{28}\text{Ni}$) santykiniai kiekiai kosminiuose spinduliuose, lyginant su santykiniais kiekiais Saulės sistemoje (brūkšninė linija) [1]. Visi kiekiai yra išreikšti procentais Si atžvilgiu.

vienetu didesnis (t. y. nelyginis). Taip yra dėl vadinamojo „porų dėmens“ Veiczekerio formulėje, kuri išreiškia branduolio ryšio energiją branduolio atominiu numeriu Z ir masės skaičiumi A (porų dėmuo dažniausiai užrašomas paskutinysis iš penkių Veiczekerio formulės dėmenų). Kadangi porų dėmuo yra teigiamas tik tada, kai branduolys yra lyginis-lyginis, tai branduolių su lyginiu Z vidutinė ryšio energija yra didesnė negu panašaus krūvio branduolių su nelyginiu Z . Taigi, elementų santykiniai kiekiai iš dalies susiję su branduolių stabilumu: stabilesnių branduolių yra daugiau (kuo didesnė branduolio savitoji ryšio energija, tuo jis stabilesnis). Tačiau dvi minėtosios sudėtytys ryškiai skiriasi kitu atžvilgiu.

Kaip matome 9.3 pav., yra dvi elementų grupės, kurių santykiniai kiekiai kosminiuose spinduliuose yra keliomis eilėmis didesni negu Saulės sistemoje: Li, Be, B ($3 \leq Z \leq 5$) ir Sc, Ti, V, Cr, Mn ($21 \leq Z \leq 25$). Jų palyginti mažas kiekis Saulės sistemoje yra susijęs su elementų termobranduolinės sintezės, vykstančios žvaigždėse, dėsninumu. Palyginti didelis tų branduolių kiekis kosminiuose spinduliuose rodo, kad jie atsiranda ne dėl branduolių sintezės procesų žvaigždėse, o dėl branduolių skaldymo (angl. *spallation*) reakcijų. Šios reakcijos vyksta, kai ypač didelės energijos branduoliai susiduria su anglies ($Z = 6$), deguonies ($Z = 8$) ir geležies ($Z = 26$) branduoliais, kurių yra palyginti daug tarpžvaigždinėje erdvėje. Pirmosios minėtosios grupės branduoliai (Li, Be, B) yra anglies ir deguonies branduolių skaldymo produktai, o antrosios grupės branduoliai (Sc, Ti, V, Cr, Mn) yra geležies branduolių skaldymo produktai. Ši kosminių spindulių ypatybė yra svarbus įrankis tiriant kosminių spindulių sklaidimą ir jų išlikimą Galaktikoje. Žinant branduolių skaldymo reakcijų skerspjūvius, pagal jų produktų kiekį galima apytiksliai nustatyti medžiagos kiekį, kurį kirto kosminiai spinduliai nuo jų atsiradimo iki detektavimo. Šitaip nustatyta, kad masinis atstumas (tankio ir ilginio atstumo sandauga), kurį nukeliavo didžioji dalis kosminių spindulių iki jų detektavimo, yra $X = (5 - 10) \text{ g/cm}^2$. Vidutinė protonų koncentracija tarpžvaigždinėje erdvėje Galaktikoje (n_N) yra maždaug 1 cm^{-3} , todėl atitinkamas mažiausias ilginis atstumas yra

$$l = \frac{X}{m_p n_N} \approx \frac{5 \text{ g/cm}^2}{1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot 1 \text{ cm}^{-3}} \approx 3 \cdot 10^{24} \text{ cm} \approx 1000 \text{ kpc}, \quad (9.3.1)$$

čia $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ yra protono masė, o kpc yra kiloparseko (1000 parsekų) žymėjimas. Parsekas – tai ilgio vienetas, kuris lygus 3,26 šviesmečio (šm), o šviesmetis – tai atstumas, kurį šviesa nueina per metus, t. y. maždaug $9,46 \cdot 10^{15} \text{ m}$. Taigi, $1 \text{ pc} = 3,0857 \cdot 10^{16} \text{ m}$, o $1 \text{ kpc} = 3,0857 \cdot 10^{19} \text{ m}$. Kadangi kosminės dalelės tam tikrą laiką gali praleisti Galaktikos pakraščiuose, kur materijos koncentracija yra mažesnė, tai tikrasis atstumas greičiausiai yra didesnis už (9.3.1) vertę (pastaroji vertė yra tikrojo atstumo apatinė riba). Bet kuriuo atveju kosminių spindulių nueitas atstumas yra daug didesnis už pusę Galaktikos disko storio d :

$$l \gg d \approx 0,1 \text{ kpc}. \quad (9.3.2)$$

Tai rodo, kad kosminiai spinduliai sklinda ne tiesiomis linijomis ir kad jų judėjimas yra betvarkis (difuzinio pobūdžio): branduoliai daug kartų keičia kryptį ir palyginti ilgai būna Galaktikos viduje, kol galų gale „ištrūksta“ į tarpgalaktinę erdvę.

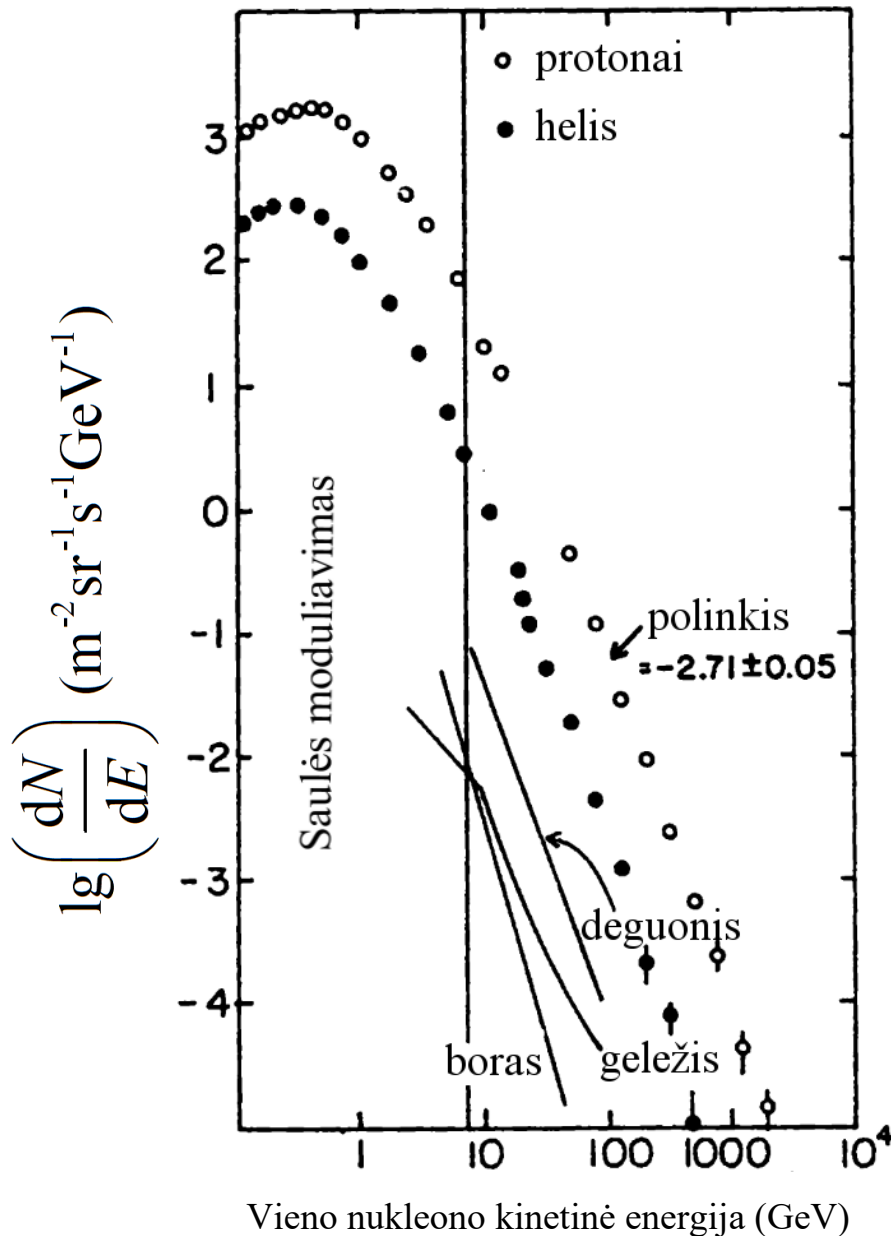
9.4. Kosminių spindulių energijos spektrai ir energijos tankis

9.4 pav. parodyti kelių kosminių spindulių komponentų energijos spektrai. Tai yra 9.1 pav. spektro dalis, tačiau išreikšta kitais vienetais: ne energijos natūraliojo logaritmo vienetai, o energijos vienetai. Kitas skirtumas lyginant su 9.1 pav. yra tas, kad „ N^c “ šiuo atveju yra branduolių skaičius (kaip 9.1 pav. antrojoje kreivėje), nors energija E yra vieno nukleono energija (kaip 9.1 pav. pirmojoje kreivėje). 9.4 pav. matome, kad visų komponentų srauto tankio energinė priklausomybė yra apytiksliai laipsninė, su apytiksliai vienodu laipsnio rodikliu:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-(\gamma+1)}. \quad (9.4.1)$$

Kadangi 9.4 pav. srauto tankio išraiškoje nėra daugiklio E , tai kreivės polinkis (krypties koeficientas), kai $E > 1 \text{ GeV}$, yra vieneta mažesnis negu 9.1 pav. Tas polinkis lygus maždaug $-2,7$. T. y. (9.4.1) formulės parametras γ yra apytiksliai lygus 1,7. Tai yra 9.1 pav. pirmosios kreivės polinkis (be minuso ženklo). Tokia spektro polinkio vertė tinka iki $E \sim 10^6 \text{ GeV}$. Kaip matome 9.1 pav., didesnėse energijose kreivė tampa statesnė ir parametras γ tampa artimas 2,0.

Iš penkių komponentų, kurių spektrai pavaizduoti 9.4 pav. (vandenilis, helis, boras, deguonis ir geležis) tik boras yra branduolių skaldymo reakcijos produktas (žr. 9.3 skirsnį). Matome, kad borą atitinkanti kreivė yra statesnė už kitas keturias kreives. Tai rodo, kad branduolių skaldymo reakcijų



9.4 pav. Kelių kosminių spindulių komponentių energijos spektrai [1]. Energijų intervale, kuris yra į kairę nuo vertikaliosios linijos, srauto tankis Žemės aplinkoje stipriai priklauso nuo „Saulės vėjo“ kuriamo magnetinio lauko, todėl šis srauto tankis gali keistis viena didumo eile kiekvieno Saulės ciklo periodo metu (Saulės ciklo periodas – maždaug 11 metų). Šis efektas vadinamas „Saulės moduliavimu“.

antrinių branduolių (pvz., boro) ir tų reakcijų pirminių branduolių (pvz., deguonies) kiekių santykis mažėja didėjant branduolių energijoms. Vadinasi, didesnių energijų branduoliai suskaldo mažiau branduolių (kitai sakant, patiria mažiau susidūrimų) per laiką, kol jie yra Galaktikos viduje. Tai savo ruožtu reiškia, kad didesnių energijų branduoliai trumpiau būna Galaktikos viduje, t. y. greičiau išlekia iš Galaktikos į tarpgalaktinę erdvę.

Kosminių spindulių išlaikymo Galaktikoje fizikinis mechanizmas yra jų dalelių sąveika su tarpžvaigždiniu magnetiniu lauku. Kadangi šio lauko erdvinė konfigūracija yra labai sudėtinga (galima sakyti, betvarkė), tai dalelių judėjimo krypties pokyčiai yra atsitiktiniai. Tai paaiškina difuzinį (betvarkį) kosminių spindulių sklidimą Galaktikoje. Tačiau toks aiškinimas yra tinkamas tik tuo atveju, jeigu Lorencio jėga, kuri keičia kosminių spindulių kryptį, yra pakankamai stipri, kad priverstų branduolius dešimtis tūkstančių kartų kirsti Galaktikos diską prieš jiems galutinai išlekiant į tarpgalaktinę erdvę (žr. (9.3.1) ir (9.3.2)). Kitaip sakant, minėtojo magnetinio lauko energijos tankis (energija tūrio vienetui) turėtų būti didesnis negu kosminių spindulių energijos tankis arba bent jau tos pačios didumo eilės. Siekdami tuo įsitikinti, apskaičiuosime kosminių spindulių energijos tankį, t. y. vidutinę kosminių

spindulių energiją tūrio vienetui. Tam reikia pasinaudoti diferencialinio srauto tankio dN/dE apibrėžtimi: tai yra dalelių, kurios kerta vienetinį plotą vienetinio erdvinio kampo kryptimi, skaičius per vieną sekundę energijos vienetui. Kadangi kosminė spinduliuotė yra apytiksliai izotropinė, tai, norint gauti skaičių dalelių, kurios per vieną sekundę kerta vienetinio ploto sferinį paviršių visomis kryptimis iš vienos pusės (pvz., iš vidaus), reikia padauginti dN/dE iš 4π (nes tai yra didžiausia erdvinio kampo vertė, apimanti visas kryptis erdvėje) ir integruoti energijos E atžvilgiu. Šitai gautume vadinamąjį dalelių **srauto tankį** j (dalelių skaičių ploto vienetui per laiko vienetą):

$$j = 4\pi \int_0^{\infty} \frac{dN}{dE} dE. \quad (9.4.2)$$

Nykstamasis dydis $\frac{dN}{dE} dE$, kuris yra po integralo ženklo pastarajame reiškinyje, – tai dalelių su energijomis nuo E iki $E + dE$, kampinis srauto tankis (skaičius ploto vienetui per laiko vienetą į vienetinį erdvinį kampą). Kadangi energijų intervalas yra nykstamojo pločio, tai šios dalelės juda vienodu greičiu $v = \beta c$ (čia c yra šviesos greitis, o $\beta = v/c$ yra „santykinis“ greitis). Yra žinoma, kad, jeigu dalelės juda viena kryptimi vienodu greičiu, tada jų srauto tankis yra lygus dalelių greičio ir jų koncentracijos n (t. y. dalelių skaičiaus tūrio vienetui) sandaugai. Vadinasi, visomis kryptimis judančių dalelių su energijomis nuo E iki $E + dE$ koncentracija lygi

$$dn_E = 4\pi \frac{dN}{dE} \frac{dE}{\beta c}. \quad (9.4.3)$$

Kadangi visų šių dalelių energijos yra vienodos ir lygios E , tai jų energijos tankis (t. y. energijos kiekis tūrio vienetui) gaunamas padauginus nykstamąją koncentraciją dn_E iš E :

$$d\rho_E = E dn_E = 4\pi E \frac{dN}{dE} \frac{dE}{\beta c}. \quad (9.4.4)$$

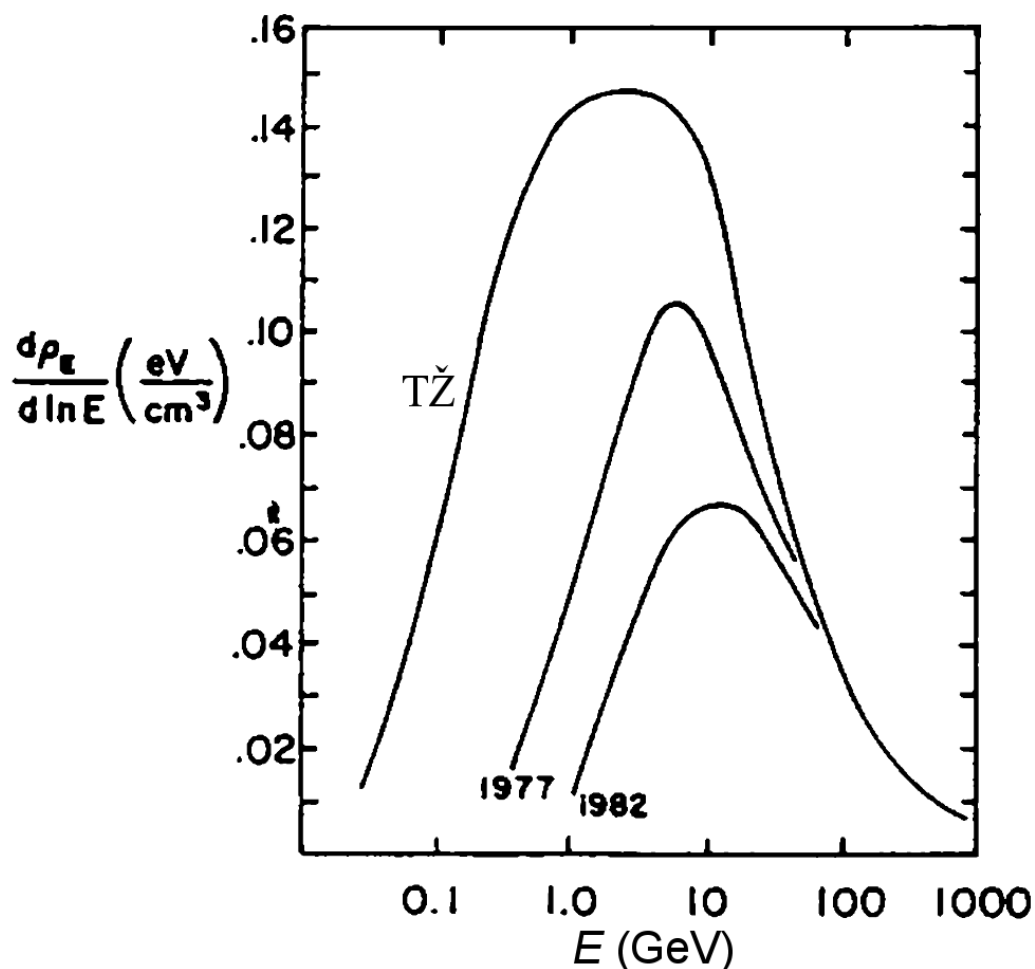
Todėl visų energijų kosminių spindulių energijos tankis lygus

$$\rho_E = 4\pi \int_0^{\infty} E \frac{dN}{dE} \frac{dE}{\beta c}. \quad (9.4.5)$$

Kadangi, nagrinėjant plačius energijų intervalus, kurie apima kelias E didumo eiles, yra įprasta naudoti logaritminę energijų skalę, tai integravimą E atžvilgiu pakeisime integravimu $\ln E$ atžvilgiu. Kadangi $dE = E \cdot d(\ln E)$ tai (9.4.5) reiškinį galima užrašyti taip:

$$\rho_E = \int \frac{4\pi E^2}{\beta c} \frac{dN}{dE} d(\ln E). \quad (9.4.6)$$

9.5 pav. yra pateikta (9.4.6) integralo pointegralinio reiškinio (t. y. išvestinės $d\rho_E/d(\ln E)$) priklausomybė nuo energijos E . Kadangi 9.5 pav. abscisių (energijos) ašis yra logaritminė, tai plotas po pavaizduotomis kreivėmis yra proporcingas energijos tankio (9.4.6) vertei (tačiau reikia turėti omenyje, kad $\ln E \approx 2,3 \lg E$, t. y., apskaičiuojant minėtąjį plotą, reikia tarti, kad vienos padalos plotis 9.5 pav. abscisių ašyje lygus 2,3). Kreivė, kuri pažymėta „TŽ“, atitinka tarpžvaigždinę erdvę, o kitos dvi kreivės atitinka pasiskirstymus, kurie buvo nustatyti eksperimentiškai 1977 m. ir 1982 m. Žemės aplinkoje. 1977 m. Saulės magnetinis laukas buvo silpniausias, o 1982 m. (t. y. praėjus pusei Saulės ciklo periodo) – stipriausias. Matome, kad Saulės magnetinis laukas turi didelę įtaką kosminių spindulių intensyvumui Žemės aplinkoje (net ir mažiausio Saulės aktyvumo metu). Tai yra Saulės magnetinio lauko komponentė, kuri susijusi su vadinamuoju „Saulės vėju“ – elektronų, protonų ir alfa dalelių srautu, kurį skleidžia Saulė. Kitaip negu kosminiai spinduliai, šis srautas yra elektriškai neutralus (toks laisvų elektronų ir branduolių mišinys vadinamas „plazma“), o jo dalelių energijos yra palyginti mažos – nuo 500 eV iki 10 keV, t. y. daug mažesnės už tipiškas kosminių spindulių energijas. Lorencio jėga, kuria Saulės magnetinis laukas veikia kosminius branduolius, nukreipia juos į šalį nuo Žemės, todėl kosminės spinduliuotės srauto tankis Žemės aplinkoje sumažėja. Kadangi šis efektas periodiškai sustiprėja ir susilpnėja su Saulės ciklo periodu (vidutiniškai 11 m.), tai jis vadinamas „Saulės moduliavimu“. 9.4 pav. taškai atitinka matavimo duomenis, kurie gauti mažiausio Saulės aktyvumo metais (pvz., 1977 m.). Didžiausio aktyvumo laikotarpiais (pvz., 1982 m.) protonų su mažesnėmis už 1 GeV energijomis srauto tankis gali būti viena didumo eile mažesnis negu tas, kuris parodytas 9.4 pav. Kadangi kol kas nėra galimybių atlikti matavimus tarpžvaigždinėje erdvėje (t. y. už Saulės sistemos ribų), tai kosminių spindulių diferencialinis srauto tankis tarpžvaigždinėje erdvėje (9.5 pav. kreivė „TŽ“) gali būti nustatytas tik labai apytiksliai, naudojant Saulės moduliavimo teoriją ir gretinant ją su Žemės aplinkoje atliktų matavimų duomenimis.



9.5 pav. Energijos tankio pasiskirstymas kosminiuose spinduliuose ((9.4.6) integralo pointegralinis reiškiny) [1].

Suintegravus energijos atžvilgiu kosminių protonų energijos tankio pasiskirstymą (9.5 pav. kreivė „TŽ“), gaunama energijos tankio vertė $0,83 \text{ eV} / \text{cm}^3$. Helio ir sunkesnių branduolių dalis yra $0,27 \text{ eV} / \text{cm}^3$. Šias vertes reikia palyginti su Galaktikos magnetinio lauko energijos tankiu $B^2/(2\mu_0)$, čia $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ yra magnetinė konstanta, o $B \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ yra vidutinė magnetinė indukcija tarpžvaigždinėje erdvėje. Apskaičiavę gauname tokią Galaktikos magnetinio lauko energijos tankio vertę: $0,22 \text{ eV} / \text{cm}^3$. Matome, kad ši vertė yra tos pačios didumo eilės kaip kosminių spindulių energijos tankis. Tai reiškia, kad kosminiai spinduliai ir Galaktikos magnetinis laukas veikia vienas kitą, t. y. vienu metu ir magnetinis laukas turi įtakos kosminių spindulių sklidimui, ir patys kosminiai spinduliai keičia tą magnetinį lauką.

9.5. Dalelių liūtis lygtis

Kaip minėta 9.2 skirsnyje, didžiausių energijų kosminius spindulius galima tirti tik netiesiogiai – pagal antrines daleles, kurios atsiranda, kai jie sąveikauja su oro molekulių atomų branduoliais. Antrinių dalelių atsiradimas yra grandininis procesas: antrinės dalelės dažniausiai turi pakankamai energijos, kad pačios kurtų kitas antrines daleles, ir t. t. Visos šios dalelės sudaro vadinamąją „dalelių liūtį“. Todėl kosminių dalelių pernašos atmosferoje lygtis dažnai vadinama „liūtis lygtimi“ (angl. *cascade equation*). Yra du elementarieji vyksmai, kurie lemia įvairių dalelių kiekį vienoje liūtyje ir jų savybes:

- 1) branduolinės reakcijos dėl dalelių susidūrimų su atmosferos atomų branduoliais,
- 2) dalelių skilimas (mionai ir visi hadronai išskyrus nukleonus yra nestabilūs, todėl, sklisdami atmosferoje, jie gali savaime skilti į kitas daleles).

Paprasčiausia yra nukleonų pernašos (liūtis) lygtis, nes nukleonai yra stabilūs (taigi, jų pernašos lygtyje nėra dėmenų, kurie susiję su skilimo procesais). Vienmatė nukleonų liūtis lygtis yra šitokia:

$$\frac{dN(E, X)}{dX} = -\frac{N(E, X)}{\lambda_N(E)} + \int_E^\infty \frac{N(E', X)}{\lambda_N(E')} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E}, \quad (9.5.1)$$

čia $N(E, X)$ yra nukleonų, kurių energija E , diferencialinis kampinis srauto tankis gylyje X . Terminas „kampinis srauto tankis“ reiškia nukleonų skaičių per laiko vienetą ploto vienetui ir erdvinio kampo vienetui, o žodis „diferencialinis“ parodo, kad turimas omenyje nukleonų skaičius jų energijos vienetui. [Šiame skirsnyje pakeista žymėjimo „ N “ prasmė: 9.4 skirsnyje raide N buvo žymimas pilnutinis, o ne diferencialinis srauto tankis.] Gylis X atskaitomas nuo atmosferos viršaus išilgai nukleonų judėjimo linijos. Taigi, X yra didesnis už vertikalųjį gylį X_v , išskyrus atskirąjį atvejį, kai kosminė dalelė juda tiesiai žemyn. Dydį X galima vadinti „pasviruoju gyliu“ (angl. *slant depth*), tačiau toliau jį dažniausiai vadinsime tiesiog „gyliu“. $\lambda_N(E)$ yra nukleono, kurio energija E , laisvasis kelias (vidutinis atstumas iki susidūrimo). Žymėjimas „ F_{NN} “ bus paaiškintas toliau. Atstumus X ir λ_N įprasta išreikšti masinio ilgio vienetais, t. y. g/cm^2 (masinis ilgis – tai tankio ir ilgio sandauga, t. y. vienetinio ploto medžiagos sluoksnio masė). Masinis ilgis nepriklauso nuo medžiagos tankio, o priklauso tik nuo jos cheminės sudėties. Laisvojo kelio λ_N išraiška sąveikos skerspjūviu:

$$\lambda_N = \frac{\rho}{n_N \sigma_N^{\text{oras}}} = \frac{A m_p}{\sigma_N^{\text{oras}}}, \quad (9.5.2)$$

čia ρ yra oro tankis, n_N yra oro atomų branduolių koncentracija, σ_N^{oras} yra nukleono sąveikos su oro atomo branduoliu skerspjūvis, m_p yra protono masė, o A yra vidutinis nukleonų skaičius viename oro atomo branduolyje ($A \approx 14,5$). Kai nukleonų energija yra 1 TeV eilės, $\sigma_N^{\text{oras}} \approx 300 \text{ mb} = 3 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$. Įrašę šias vertes ir protono masę ($m_p \approx 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g}$) į (9.5.2) formulę, randame apytikslį minėtos energijos nukleonų laisvąjį kelią, išreikštą masinio ilgio vienetais: $\lambda_N \approx 80 \text{ g/cm}^2$.

Pirmasis dėmuo (9.5.1) lygybės dešiniojoje pusėje atspindi duotos energijos (E) nukleonų skaičiaus mažėjimą dėl jų susidūrimų su atomų branduoliais. Antrasis dėmuo atspindi energijos E nukleonų kūrimą dėl visų kitų energijų (E') nukleonų susidūrimų su atomų branduoliais. Kadangi kiekvienas energijos E' nukleono susidūrimas sumažina tos energijos nukleonų skaičių vienetu, tai antrojo dėmens išraiškoje yra daugiklis $N(E', X) / \lambda_N(E')$, kurio pavidalas toks pats kaip pirmojo dėmens (9.5.1) lygtyje. Kadangi energijos E nukleonai gali atsirasti susiduriant įvairių energijų $E' > E$ nukleonams, o $N(E', X)$ apibrėžtas energijos vienetui, tai apskaičiuojant antrąjį dėmenį reikia integruoti E' atžvilgiu (apatinis integralo rėžis yra E , nes pagal energijos tvermės dėsnį nukleonus, kurių energija E , gali kurti tik didesnių energijų dalelės). Paskutinis daugiklis, kuris reikalingas pointegraliniame reiškinyje, yra vidutinis energijos E nukleonų skaičius, kuris atsiranda dėl energijos E' nukleono susidūrimo su oro atomo branduoliu. Kadangi antrinių nukleonų energijos spektras yra tolydus, tai šis skaičius turi būti išreikštas energijos E vienetui (kaip ir dydis $N(E, X)$, kuriam proporcingas pirmasis dėmuo). T. y. pointegraliniame reiškinyje turi būti daugiklis

$$\frac{dn_E(E, E')}{dE}, \quad (9.5.3)$$

čia $dn_E(E, E')$ yra vidutinis skaičius nukleonų su energijomis nuo E iki $E + dE$, atsirandančių dėl vieno energijos E' nukleono susidūrimo. Šio daugiklio matavimo vienetą yra atvirkštinis energijos vienetą. Tačiau labiau įprasta naudoti bedimensį dydį, kuris gaunamas padauginus minėtąjį daugiklį iš E :

$$F_{NN}(E, E') = E \frac{dn_E(E, E')}{dE}. \quad (9.5.4)$$

Akivaizdu, kad šio dydžio prasmė – tai vidutinė nukleonų energija (o ne jų skaičius). Kadangi ši energija išreikšta energijos vienetui, tai F_{NN} yra bedimensis (energijos vienetai susiprastina). Taigi, paskutinis daugiklis pointegraliniame reiškinyje yra $F_{NN}(E, E') / E$ (žr. (9.5.1)). Dydį F_{NN} vadinsime „santykiniu skerspjūviu“ (angl. *inclusive cross section*). Bendroji reakcijos (a, c) santykinio skerspjūvio apibrėžtis yra tokia:

$$F_{ac}(E_c, E_a) \equiv E_c \frac{dn_c(E_c, E_a)}{dE_c}, \quad (9.5.5)$$

čia dn_c yra antrinių dalelių, kurių tipas c , o energija nuo E_c iki $E_c + dE_c$, atsiradusių dėl vieno dalelės, kurios tipas a , o energija E_a , susidūrimo, vidutinis skaičius.

Norint vienareikšmiškai išspręsti (9.5.1) lygtį, reikia užduoti kraštinę sąlygą, t. y. nukleonų spektrą nuliniame gylyje $N(E, 0)$. Bendruoju atveju (t. y. esant bet kokiam pirminių nukleonų spektrui ir

naudojant tikslias dydžių λ_N ir F_{NN} priklausomybes nuo energijos) šios lygties sprendinio neįmanoma išreikšti elementariomis funkcijomis, ir lygtį reikia spręsti skaitiniais metodais. Laimei, funkcijų $N(E, 0)$, λ_N ir F_{NN} pavidalas gana plačiame energijų intervale yra toks, kad tampa įmanomas paprastas lygties sprendimas, kuris remiasi **kintamųjų atskyrimo metodu**. Šio metodo esmė yra ta, kad lygties sprendinys išreiškiamas sandauga dviejų funkcijų, kurių viena priklauso tik nuo nukleono energijos E , o kita – tik nuo gylio X :

$$N(E, X) = G(E) g(X). \quad (9.5.6)$$

Akivaizdu, kad, galiojant (9.5.6) lygybei, nukleonų energijos spektro pavidalas (t. y. įvairių energijų nukleonų santykiniai kiekiai) nepriklauso nuo gylio ir yra toks pats kaip pirminių nukleonų (t. y. kaip taške $X=0$). Išvesime bendrąsias funkcijų $G(E)$ ir $g(X)$ išraiškas ir tuo pačiu nustatysime sąlygas, kurioms esant toks sprendimo metodas yra tinkamas. Įrašius (9.5.6) į (9.5.1), gaunama tokia lygtis:

$$G(E) \frac{dg}{dX} = -\frac{G(E)g(X)}{\lambda_N(E)} + g(X) \int_E^\infty \frac{G(E')}{\lambda_N(E')} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E}. \quad (9.5.7)$$

Padalinus abi šios lygties puses iš $G(E)g(X)$, gaunama lygybė, kurios kairiojoje pusėje yra vieno kintamojo X funkcija, o dešiniojoje pusėje – vieno kintamojo E funkcija:

$$\frac{1}{g(X)} \frac{dg}{dX} = -\frac{1}{\lambda_N(E)} + \frac{1}{G(E)} \int_E^\infty \frac{G(E')}{\lambda_N(E')} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E}. \quad (9.5.8)$$

Dvi skirtingų ir nepriklausomų argumentų funkcijos gali būti tapačiai lygios viena kitai tik tada, kai jos abi lygios tam tikrai konstantai – **atskyrimo konstantai**, kurią pažymėsime $-1/\Lambda$:

$$\frac{1}{g(X)} \frac{dg}{dX} = -\frac{1}{\Lambda}, \quad (9.5.9a)$$

$$-\frac{1}{\lambda_N(E)} + \frac{1}{G(E)} \int_E^\infty \frac{G(E')}{\lambda_N(E')} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E} = -\frac{1}{\Lambda}. \quad (9.5.9b)$$

Suintegravę (9.5.9a), gauname, kad nukleonų srauto tankis eksponentiškai mažėja didėjant gyliui:

$$g(X) = g(0) \exp(-X/\Lambda). \quad (9.5.10)$$

Akivaizdu, kad parametras Λ – tai atstumas, kuriame duotos energijos nukleonų srauto tankis sumažėja $e \approx 2,7$ karto. Atstumą Λ vadinsime **silpimo ilgiu**.

(9.5.9b) lygybė išreiškia sąlygą, kurią turi atitikti funkcijos $G(E)=N(E, 0)/g(0)$, $\lambda_N(E)$ ir $F_{NN}(E, E')$, kad būtų galima taikyti kintamųjų atskyrimo metodą (ir kad galiotų (9.5.10) lygybė): tų funkcijų darinys, kuris yra (9.5.9b) lygties kairiojoje pusėje, turi būti konstanta. Bendruoju atveju taip nėra (viena iš priežasčių yra ta, kad pirminių nukleonų spektro pavidalą nusakanti funkcija $G(E)$ nėra susijusi su nukleonų sąveikas atmosferoje nusakančiomis funkcijomis $\lambda_N(E)$ ir $F_{NN}(E, E')$). Tačiau atskiru atveju, kuris apytiksliai atitinka tikrąjį minėtų funkcijų pavidalą ribotame energijų intervale, (9.5.9b) lygties kairiojoje pusėje esantis reiškinys iš tikro yra apytiksliai pastovus. Ši atskirą atvejį išreiškia trys prielaidos:

I. Kosminiuose spinduliuose esančių nukleonų energijos spektras yra laipsninė energijos funkcija:

$$G(E) = E^{-(\gamma+1)}. \quad (9.5.11)$$

Ši prielaida apytiksliai atitinka tikrąjį kosminių spindulių spektro pavidalą (pvz., žr. (9.4.1) formulę, kurioje „ dN/dE “ reiškia tą patį kaip šio skirsnio žymuo „ N^* “, t. y. diferencialinį kampinį nukleonų srauto tankį).

II. Nukleono laisvasis kelias nepriklauso nuo energijos:

$$\lambda_N = \text{const}. \quad (9.5.12)$$

Ši prielaida apytiksliai galioja ultrareliatyvistiniams nukleonams.

III. Santykinis nukleonų reakcijų skerspjūvis priklauso tik nuo antrinio ir pirminio nukleonų energijų santykio:

$$F_{NN}(E, E') = F_{NN}(x_L), \quad (9.5.13)$$

čia x_L yra minėtasis energijų santykis laboratorinėje atskaitos sistemoje (kurioje taikinio branduolys nejuda):

$$x_L \equiv E/E'. \quad (9.5.14)$$

Taigi, didžiąja X raide žymėsime gylį, o mažąja x raide – antrinio ir pirminio nukleonų energijų santykį (9.5.14) (indeksas „ L “ reiškia laboratorinę atskaitos sistemą). Prielaida (9.5.13) irgi yra

apytikslė: F_{NN} priklauso ne tik nuo x , bet ir nuo E , tačiau priklausomybė nuo E yra pakankamai silpna, kad būtų galima jos nepaisyti apytiksluose apskaičiavimuose.

Jeigu galioja minėtosios trys prielaidos, tada, atlikus integavimo kintamojo pakeitimą

$$E' \rightarrow x_L, \quad (9.5.15)$$

(9.5.9b) lygybė virsta tokia lygybe:

$$\frac{1}{A} = \frac{1}{\lambda_N} \left[1 - \int_0^1 (x_L)^{\gamma-1} F_{\text{NN}}(x_L) dx_L \right]. \quad (9.5.16)$$

Akivaizdu, kad šios lygybės dešiniojoje pusėje esantis reiškinys iš tikro yra konstanta, todėl galima naudoti kintamųjų atskyrimo metodą (9.5.6). Tada (9.5.1) lygties sprendinys yra

$$N(E, X) = g(0) e^{-X/\Lambda} E^{-(\gamma+1)}. \quad (9.5.17)$$

Vadinasi, galiojant minėtoms trimis prielaidoms, atmosferoje atsiradusių nukleonų energijos spektras lieka proporcingas pirminių kosminių spindulių energijos spektrui (9.5.11) visuose gyliuose. Reikia turėti omenyje, kad, nors dešinioji (9.5.17) lygybės pusė proporcinga pirminių kosminių spindulių spektro vertei, atitinkančiai jų energiją E , tačiau gylį X pasiekę E energijos nukleonai, kurių diferencialinis srauto tankis yra kairiojoje lygybės pusėje, atsiranda visose liūtyse, kurių pradininkų energija yra nuo E iki ∞ (nes E energijos nukleonus gali kurti visų didesnių energijų nukleonai). Šį faktą atspindi integralas, esantis (9.5.1) lygybės dešiniojoje pusėje. Parametrų γ ir $g(0)$ eksperimentinės vertės yra tokios:

$$\gamma \approx 1,7; \quad g(0) \approx 1,8 \frac{\text{nukleonai}}{\text{cm}^2 \text{ sr s GeV}}. \quad (9.5.18)$$

(pagal [1]). Pastarąją daugiklio $g(0)$ vertę galima naudoti tik tada, kai energija E (9.5.17) formulėje išreikšta GeV.

Nukleonų atsiradimas dėl branduolinių reakcijų, kurios vyksta atmosferoje, pasireiškia tuo, kad silpimo ilgis Λ yra didesnis už laisvąjį kelią λ_N (žr. (9.5.16)), t. y. nukleonų srauto tankio mažėjimas didėjant X yra lėtesnis negu tuo atveju, kai nukleonų susidūrimai nekuria naujų nukleonų (pastaruoju atveju (9.5.17) reiškinyje vietoj Λ reikėtų vartoti λ_N).

Apibendrinsime (9.5.1) lygtį įvairių hadronų (ne tik nukleonų) susidūrimams. Tam reikalingi du papildymai (9.5.1) lygybės dešiniojoje pusėje:

- 1) dėmuo, kuris atspindi hadronų skilimą (kaip minėta, dauguma antrinių hadronų yra nestabilūs),
- 2) vietoj vieno integralo turi būti analogiškų integralų suma, kurioje sumuojama įvairių pirminių hadronų atžvilgiu (nes duotosios rūšies hadronai gali atsirasti dėl bet kurios rūšies hadronų susidūrimų).

Dėmuo, kuris atspindi hadronų skilimą, gali būti užrašytas tuo pačiu pavidalu kaip pirmasis dėmuo (9.5.1) lygybės dešiniojoje pusėje: vidutinį laisvąjį kelią λ (nusakantį vidutinį atstumą, kurį nukelia duotosios rūšies hadronas iki susidūrimo) reikia pakeisti vidutiniu **skilimo ilgiu** d , nusakančiu vidutinį atstumą, kurį nukelia duotosios rūšies hadronas iki skilimo. Taigi, lygtis, kuri nusako i -tosios rūšies hadronų, kurių energija E , diferencialinio srauto tankio priklausomybę nuo gylio, yra šitokia:

$$\frac{dN_i(E, X)}{dX} = - \left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i} \right) N_i(E, X) + \sum_j \int_{E_i}^{\infty} \frac{F_{ji}(E, E')}{E} \frac{N_j(E', X)}{\lambda_j} dE', \quad (9.5.19)$$

čia sumuojama visų galimų pirminių hadronų rūšių atžvilgiu.

Skilimo atstumas d lygus vidutinės gyvavimo trukmės (τ) ir hadronų greičio (βc) sandaugai. Tačiau dėl reliatyvistinių efektų gyvavimo trukmė laboratorinėje atskaitos sistemoje (kurioje hadronas juda greičiu βc) yra ilgesnė už jo gyvavimo trukmę τ atskaitos sistemoje, kurioje jis nejuda. Pažymėjus vidutinę gyvavimo trukmę laboratorinėje atskaitos sistemoje τ_L , galioja ši lygybė:

$$\tau_L = \gamma_L \tau, \quad (9.5.20)$$

čia γ_L yra vadinamasis **Lorencio faktorius**, kuris lygus

$$\gamma_L = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (9.5.21)$$

(indeksas „L“ čia vartojamas, kad Lorencio faktorius nebūtų painiojamas su laipsnio rodikliu γ kosminių spindulių diferencialinio srauto tankio išraiškoje (9.4.1) arba (9.5.17)). Kaip ir kitus atstumus, skilimo ilgį įprasta išreikšti masinio ilgio vienetais, t. y. reikia dauginti dar ir iš medžiagos (oro) tankio ρ . Vadinasi, skilimo ilgis lygus

$$d = \rho \beta c \tau_L = \rho \beta c \gamma_L \tau \approx \rho c \gamma_L \tau, \quad (9.5.22)$$

čia pasinaudota tuo, kad kosminių spindulių fizikoje β dažniausiai būna labai artimas vienetui. Tas pats Lorencio faktorius yra vartojamas ir reliatyvistinės energijos E išraiškoje rimties mase m :

$$E = \gamma_L mc^2,$$

t. y.

$$\gamma_L = \frac{E}{mc^2}. \quad (9.5.23)$$

Įrašę (9.5.23) į (9.5.22), gauname

$$d \approx \frac{\rho c \tau E}{mc^2}. \quad (9.5.24)$$

(9.5.19) lygties pirmasis dėmuo nusako i -tosios rūšies hadronų pašalinimo iš dalelių liūtis spartą. Šios spartos vertė priklauso nuo dviejų procesų – susidūrimų ir skilimo – spartų. Kuris iš tų dviejų procesų yra pagrindinis, priklauso nuo daugiklių $1/\lambda_i$ ir $1/d_i$ santykio. $1/\lambda_i$ priklauso tik nuo i -tosios rūšies hadrono energijos E , tačiau ta priklausomybė yra gana silpna (pvz., sprendžiant (9.5.1) lygtį, buvo remiamasi prielaida kad λ_N yra konstanta). $1/d_i$ priklauso nuo dviejų kintamųjų – hadrono energijos E ir oro tankio ρ (žr. (9.5.24)). Didėjant abiem šiems dydžiams, santykinis skilimo vaidmuo mažėja (t. y. mažėja $1/d_i$): didėjant energijai E , didėja gyvavimo trukmė laboratorinėje atskaitos sistemoje (žr. (9.5.20) ir (9.5.23)), todėl mažėja tikimybė, kad hadronas skils iki susidūrimo, o didėjant tankiui ρ , mažėja vidutinis laikas tarp susidūrimų, todėl minėtoji tikimybė irgi mažėja. Oro tankis priklauso nuo aukščio virš jūros lygio ir temperatūros. Šių veiksnių įtaka smulkiau nagrinėjama 9.6 skirsnyje.

9.6. Oro tankio įtaka dalelių liūtimis atmosferoje

Oro tankis priklauso nuo aukščio virš jūros lygio ir tuo pačiu – nuo X . Išreikšime oro tankį ρ gyliu X . Pagal idealiųjų dujų lygtį

$$\frac{p}{\rho} \sim T, \quad (9.6.1)$$

čia p yra oro slėgis, o T yra temperatūra. Slėgis p yra tapatus vertikaliam masiniam gyliui X_v (žr. 9.6 pav.):

$$p = X_v \quad (9.6.2)$$

Kaip parodyta 9.6 pav., vertikalusis gylis lygus

$$X_v = X \cos \theta, \quad (9.6.3)$$

čia θ yra dalelių pluošto kritimo kampas. Astronomijoje šį kampą įprasta vadinti **zenitiniu kampu**: tai yra kampas tarp krypties į kosminių spindulių šaltinį ir vertikalios ašies (žr. 9.6 pav.). Tankis ρ yra priešingas vertikaliojo masinio gylio išvestinei vertikaliojo aukščio h atžvilgiu:

$$\rho = -\frac{dX_v}{dh}. \quad (9.6.4)$$

Įrašę (9.6.2) ir (9.6.4) į (9.6.1), gauname:

$$\frac{X_v}{-dX_v/dh} \sim T. \quad (9.6.5)$$

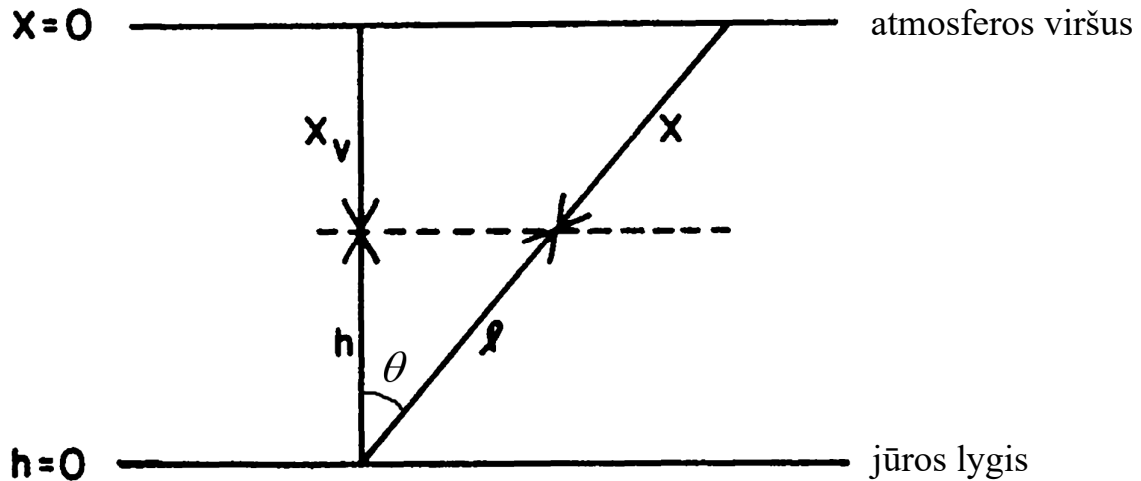
Jeigu temperatūra T yra konstanta, tada ir pastaroji trupmena yra konstanta, kurią pažymėsime h_0 . Šis dydis vadinamas „skalės aukščiu“ (angl. *scale height*). Vadinasi,

$$\frac{1}{X_v} \frac{dX_v}{dh} = -\frac{1}{h_0}. \quad (9.6.6)$$

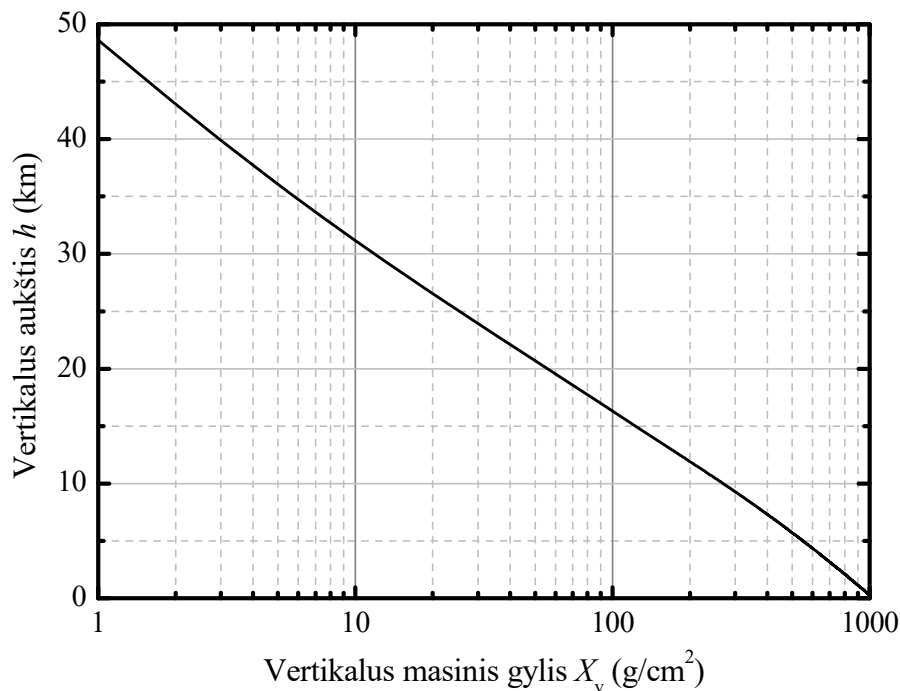
Jeigu $h_0 = \text{const}$, tada pastarosios diferencialinės lygties sprendinys yra eksponentinė aukščio funkcija:

$$X_v = X_0 \exp(-h/h_0). \quad (9.6.7)$$

Čia X_0 yra visos atmosferos masinis storis vertikalia kryptimi, t. y. slėgis jūros lygyje ($X_0 \approx 1030 \text{ g/cm}^2$). Vadinasi, izoterminės atmosferos atveju slėgis eksponentiškai mažėtų didėjant aukščiui, o skalės aukštis h_0 nusakytų aukštį virš jūros lygio, kuriame slėgis yra $e \approx 2,7$ karto mažesnis negu jūros lygyje. Iš tikro temperatūra priklauso nuo aukščio h : T mažėja iki vadinamosios tropopauzės (12 – 16 km), o paskui vėl pradeda iš lėto didėti. Proporcingai kinta ir skalės aukštis h_0 . Pvz., h_0 vertė, kuri atitinka jūros lygį ($X_v = X_0$), yra maždaug 8,4 km, tačiau viršutiniame atmosferos sluoksnyje, kuriame yra maždaug



9.6 pav. Kintamieji, kurie naudojami apibrėžiant atmosferą



9.7 pav. Vertikalojo aukščio priklausomybė nuo vertikalojo masinio gylio

pentadalis visos atmosferos masės ($X_v < 200 \text{ g/cm}^2$) eksponentinio aproksimavimo rezultatai yra tokie: $h_0 \approx 6,4 \text{ km}$, $X_0 \approx 1,2 \cdot 10^3 \text{ g/cm}^2$ (taip yra dėl žemesnės temperatūros tokiaame aukštyje). Todėl paprasta eksponentinė priklausomybė (9.6.7) tikrovėje negalioja (eksponentės rodiklyje vietoj h / h_0 reikia naudoti funkcijos $1 / h_0$ integralą aukščio atžvilgiu nuo 0 iki h). Apytikslė aukščio h išraiška vertikaliuoju masiniu gyliu X_v yra tokia (pagal [1]):

$$h \text{ (km)} = \begin{cases} 47,05 - 6,9 \ln X_v + 0,299 \ln^2(0,1X_v), & X_v < 25 \text{ g/cm}^2; \\ 45,5 - 6,34 \ln X_v, & 25 \text{ g/cm}^2 < X_v < 230 \text{ g/cm}^2; \\ 44,34 - 11,861(X_v)^{0,19}, & X_v > 230 \text{ g/cm}^2. \end{cases} \quad (9.6.8)$$

Čia X_v išreikštas g/cm^2 . Ši priklausomybė pavaizduota 9.7 pav. Kaip matome, ji palyginti nedaug skiriasi nuo eksponentinės priklausomybės (9.6.7) (jeigu eksponentinė priklausomybė (9.6.7) būtų tiksli, tada 9.7 pav. kreivė būtų tiesės pavidalo, nes 9.7 pav. naudojamas logaritminis X ašies mastelis). Todėl, jeigu h kitimo intervalas yra pakankamai siauras, tada apytiksliai skaičiuojant galima remtis prielaida, jog $h_0 \approx \text{const}$, ir naudoti (9.6.7) formulę. Pvz., toks artinys yra tinkamas nagrinėjant dalelių sąveikas minėtame viršutiniame atmosferos sluoksnyje, kuriame $X_v < 200 \text{ g/cm}^2$ (pagal 9.7 pav., tai atitinka vertikalųjį aukštį $h > 12 \text{ km}$). Tankio ρ išraiška gyliu X išplaukia iš (9.6.4) ir (9.6.6):

$$\rho = \frac{X_v}{h_0} = \frac{X \cos \theta}{h_0}. \quad (9.6.9)$$

Irašę (9.6.9) į skilimo ilgio d išraišką (9.5.24) ir apskaičiavę atvirkštinį dydį, randame:

$$\frac{1}{d_i} \approx \frac{m_i c^2 h_0}{E c \tau_i X \cos \theta}, \quad (9.6.10)$$

čia indeksas i nusako hadrono rūšį. Šviesos greitis c , skalės aukštis h_0 ir daugiklius m_i ir τ_i , kurie susiję tik su vidinėmis hadrono savybėmis, patogų sujungti į vieną koeficientą, kuris turi energijos dimensiją:

$$\varepsilon_i \equiv \frac{m_i c^2 h_0}{c \tau_i}, \quad (9.6.11)$$

$$\frac{1}{d_i} \approx \frac{\varepsilon_i}{E_i X \cos \theta}. \quad (9.6.12)$$

Pagrindinis veiksnys, kuris lemia vyraujantį hadronų pašalinimo mechanizmą (susidūrimai arba skilimas), yra santykio ε_i / E_i reikšmė. Jeigu $\varepsilon_i / E_i \ll 1$, tada

$$\frac{1}{d_i} \ll \frac{1}{X \cos \theta} < \frac{1}{\lambda_i},$$

nes $X_v (=X \cos \theta)$ dažniausiai būna didesnis už λ_i . Vadinasi, jeigu $\varepsilon_i / E_i \ll 1$, tada skilimo vaidmuo yra nežymus, ir jo galima nepaisyti. Kadangi dauguma dalelių sąveikų įvyksta atstume, kuris lygus tik keliems laisvojo lėkio ilgiams, tai 9.1 lentelėje pateiktos miuono, kelių svarbiausių mezonų ir neutrono skilimo parametrų vertės, atitinkančios viršutinį atmosferos sluoksnį, kuriame yra maždaug penktadalis atmosferos masės (kaip minėta, tame sluoksnyje $h_0 \approx 6,4$ km).

9.1 lentelė. Skilimo parametrai [1]

Dalelė	$c \tau$ (cm)	ε (GeV)
μ^\pm	$6,59 \cdot 10^4$	1,0
π^\pm	780	115
π^0	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{10}$
K^\pm	371	850
K_S	2,68	$1,2 \cdot 10^5$
K_L	1554	205
D^\pm	0,028	$4,3 \cdot 10^7$
D^0	0,013	$9,2 \cdot 10^7$
n	$2,69 \cdot 10^{13}$	–

9.7. Liūtės lygčių sistema

Užrašius (9.5.19) lygybę visų rūšių hadronams (t. y. visoms indekso i reikšmėms), gaunama pirmosios eilės diferencialinių lygčių sistema. Atliekant apytikslius apskaičiavimus, tą lygčių sistemą įprasta supaprastinti, naudojant tokias pačias prielaidas, kaip ir sprendžiant (9.5.1) lygtį kintamųjų atskyrimo metodu. Tas tris prielaidas išreiškia (9.5.11), (9.5.12) ir (9.5.13) lygybės. (9.5.12) prielaidą reikia taikyti visų rūšių hadronams:

$$\lambda_i = const, \quad (9.7.1)$$

čia i yra hadronų rūšies numeris. Kadangi duotosios rūšies (i) hadronai gali būti kuriami dėl kitos rūšies (j) hadronų susidūrimų, tai (9.5.13) lygybę reikia užrašyti kiekvienai hadronų porai:

$$F_{ij}(E, E_j) = F_{ij}(x_L), \quad (9.7.2)$$

čia i yra antrinio (sukurtojo) hadrono rūšis, j yra pirminio (krintančiojo) hadrono rūšis, E yra antrinio hadrono energija, o E_j yra pirminio hadrono energija. x_L yra antrinio ir pirminio hadronų energijų santykis laboratorinėje atskaitose sistemoje (kurioje taikinio branduolys nejudą):

$$x_L \equiv E / E_j. \quad (9.7.3)$$

(9.7.2) prielaida angliškai vadinama „*scaling approximation*“ arba „*scaling limit*“. Galiojant minėtoms trimis prielaidoms, kiekvienos rūšies hadronų diferencialinis srauto tankis išreiškiamas šitaip:

$$N_i(E, X) = g_i(X) E^{-(\gamma+1)}. \quad (9.7.4)$$

Taigi, kaip ir vienos rūšies hadronų atveju, kintamieji X ir E atsiskiria, o priklausomybė nuo E yra tokia pati kaip pirminių kosminių spindulių (t. y. laipsninė, su laipsnio rodikliu $-(\gamma+1)$). Tačiau $g_i(X)$ bendruoju atveju nėra vienos eksponentės pavidalo (plg. su (9.5.17)). Visų hadronų srauto tankio priklausomybes nuo X galima apskaičiuoti, įrašius (9.7.4) į lygčių sistemą (9.5.19) ir pritaikius kraštines sąlygas (jeigu i -tosios rūšies hadronų nėra pirminiuose kosminiuose spinduliuose, tada kraštinė sąlyga yra $g_i(0) = 0$). Tada, galiojant prielaidoms (9.7.1) ir (9.7.2), funkcijos $g_i(X)$ yra pirmosios eilės tiesinių homogeninių diferencialinių lygčių sistemos su pastoviais koeficientais sprendinys:

$$\frac{dg_i}{dX} = -\left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i}\right)g_i + \sum_j \frac{Z_{ji}}{\lambda_j} g_j, \quad (9.7.5)$$

čia Z_{ji} yra vadinamieji **reakcijos momentai**, kurie apibrėžiami šitaip:

$$Z_{ji} = \int_0^1 (x_L)^{\gamma-1} F_{ji}(x_L) dx_L. \quad (9.7.6)$$

Z_{ji} atspindi i -tosios rūšies dalelių atsiradimą vykstant j -tosios rūšies dalelių susidūrimams (trumpiau – (j,i) reakcijas): kuo dažniau j -tosios rūšies dalelės sukuria i -tosios rūšies daleles, tuo didesnis Z_{ji} . Kaip akivaizdu iš silpimo ilgio išraiškos (9.5.16), kuo didesnis reakcijos momentas (integralas laužtiniuose skliaustuose (9.5.16) reiškinyje), tuo didesnis silpimo ilgis Λ , nes dalelių nuostoliai dėl susidūrimų yra efektyviau kompensuojami dėl tų dalelių kūrimo vykstant dalelių reakcijoms.

Diferencialinių lygčių teorijoje įrodoma, kad bendrasis lygčių sistemos (9.7.5) sprendinys – tai eksponentinių funkcijų tiesiniai dariniai (tų tiesinių darinių koeficientai apskaičiuojami pagal kraštines sąlygas). Kaip pavyzdį, apskaičiuosime pionų ir kaonų srautų tankių priklausomybes nuo gylio. Pionų ir kaonų vaidmuo yra svarbus dėl dviejų priežasčių:

- 1) elektringieji pionai (π^\pm) bei kaonai K^\pm ir K_L yra labiausiai ilgaamžiai iš visų antrinių hadronų, išskyrus nukleonus (tai akivaizdu iš hadronų gyvavimo trukmių, kurios pateiktos 8.7 ir 8.8 lentelėse),
- 2) elektringųjų pionų (π^\pm) ir elektringųjų kaonų (K^\pm) skilimai yra pagrindinis miuonų ir miuoninių neutrinų šaltinis atmosferoje (žr. 8.7 lentelę).

Apskaičiuodami pionų srauto tankį, tarsime, kad $E \gg \varepsilon$, todėl galima nepaisyti pionų skilimo (kaip matome 9.1 lentelėje, elektringųjų pionų atveju tokia prielaida leistina, kai pionų energija E yra daug didesnė už 100 GeV). Be to, atsižvelgsime tik į dviejų rūšių hadronus – nukleonus ir pionus, ir tarsime, kad nukleonai gali atsirasti tik dėl kitų nukleonų susidūrimų, o pionus gali kuri ir nukleonai, ir kiti pionai. Tada nukleonų srauto tankį nusakanti lygtis yra (9.5.1), o jos sprendinys yra (9.5.17), t. y. nuo X priklausantis daugiklis nukleonų diferencialinio srauto tankio išraiškoje yra

$$g_N(X) = g(0) \exp(-X/\Lambda_N), \quad (9.7.7)$$

čia Λ_N yra nukleonų silpimo ilgis, kurį išreiškia (9.5.16) formulė:

$$\Lambda_N = \lambda_N (1 - Z_N)^{-1}, \quad (9.7.8)$$

čia Z_N yra reakcijų, kurių metu nukleonai kuria kitus nukleonus, momentas (nuo šiol sąveikos momentų Z_{ji} bei santykinų sąveikos skerspjūvių F_{ji} žymėjimuose, kuriuose yra du vienodi indeksai, rašysime tik vieną indeksą). (9.7.5) lygtis, kuri nusako pionų srauto tankį g_π , šiuo atveju yra

$$\frac{dg_\pi}{dX} = -\frac{1 - Z_\pi}{\lambda_\pi} g_\pi + \frac{Z_{N\pi}}{\lambda_N} g_N, \quad (9.7.9)$$

čia Z_π yra reakcijų, kurių metu pionai kuria kitus pionus, momentas, o $Z_{N\pi}$ yra reakcijų, kurių metu nukleonai kuria pionus, momentas. Įrašius $g_N(X)$ išraišką (9.7.7) į (9.7.9), gaunama nehomogeninė tiesinė pirmosios eilės diferencialinė lygtis:

$$\frac{dg_\pi}{dX} + \frac{1 - Z_\pi}{\lambda_\pi} g_\pi = \frac{Z_{N\pi}}{\lambda_N} g(0) \exp(-X/\Lambda_N). \quad (9.7.10)$$

Šios lygties kraštinė sąlyga yra

$$g_\pi(0) = 0. \quad (9.7.11)$$

Atitinkamas (9.7.10) lygties sprendinys yra

$$g_\pi(X) = g(0) \frac{Z_{N\pi}}{1 - Z_N} \frac{\Lambda_\pi}{\Lambda_\pi - \Lambda_N} \left(e^{-X/\Lambda_\pi} - e^{-X/\Lambda_N} \right), \quad (9.7.12)$$

čia A_π yra pionų silpimo ilgis, kurio apibrėžimas analogiškas nukleonų silpimo ilgio A_N apibrėžimui (9.7.8):

$$A_\pi = \lambda_\pi (1 - Z_\pi)^{-1}. \quad (9.7.13)$$

Jeigu tos pačios prielaidos, kuriomis buvo remiamasi apskaičiuojant pionų srauto tankį, būtų taikomos kaonams, tada gautume tokio paties pavidalo lygybes kaip (9.7.9) – (9.7.13), tačiau indeksą „ π “ reikėtų pakeisti indeksu „ K “.

Didėjant gyliui X , pionų srauto tankis (9.7.12) didėja nuo nulio (ties $X = 0$) iki didžiausios vertės ties

$$X = \ln(A_\pi / A_N) (A_N A_\pi) / (A_\pi - A_N), \quad (9.7.14)$$

o paskui mažėja, artėdamas prie eksponentinės funkcijos, kuri proporcinga pirmajam dėmeniui skliaustuose (9.7.12) reiškinyje. Tokio pavidalo priklausomybė nuo aukščio yra būdinga visų rūšių antrinėms dalelėms, kai galima nepaisyti jų skilimo. Nukleonų, pionų ir kaonų silpimo ilgiai atmosferoje yra

$$A_N \approx 120 \text{ g/cm}^2, \quad A_\pi \approx 160 \text{ g/cm}^2, \quad A_K \approx 180 \text{ g/cm}^2 \quad (9.7.15)$$

(pagal [1]). Įrašę šias A_N ir A_π vertes į (9.7.14), randame gylį, kuriame pionų srauto tankis yra didžiausias: $X \approx 140 \text{ g/cm}^2$. Pagal 9.7 pav., tai atitinka maždaug 14 km aukštį.

Sprendžiant lygčių sistemą (9.7.5), reikia žinoti ir reakcijų momentus Z_{ji} (9.7.6) bei vidutinius laisvuosius kelius λ_i . Kelių reakcijų momentai pateikti 9.2 lentelėje, o kelių rūšių hadronų laisvieji keliai pateikti 9.3 lentelėje. Reakcijų momentų vertės, kurios pateiktos 9.2 lentelėje, apskaičiuotos 100 GeV eilės antrinių dalelių energijoms. Hadronų simboliai, kurie užrašyti 9.2 lentelės viršutinėje eilutėje, atitinka pirmąjį indeksą žymėjime „ Z_{ji} “, o hadronų simboliai, kurie užrašyti 9.2 lentelės pirmajame stulpelyje, atitinka antrąjį indeksą. Pvz., reakcijos (p,n) momentas lygus $Z_{pn} = 0,035$. Kai kurių reakcijų momentus galima nustatyti naudojantis izosukinio simetrijos taisyklėmis. Pvz., $Z_{np} = Z_{pn}$, $Z_{n\pi^-} = Z_{p\pi^+}$ ir pan. Užrašant liūtis lygtis 9.5 ir 9.7 skirsniuose, protonai nebuvo skiriami nuo neutronų, o π^+ mezonai nebuvo skiriami nuo π^- mezonų, todėl žymėjimus „ Z_N “, „ $Z_{N\pi}$ “ ir „ Z_π “ visose ankstesnėse lygtyse reikia suprasti kaip sumas

$$Z_N = Z_{pp} + Z_{pn} = 0,263 + 0,035 = 0,298. \quad (9.7.16a)$$

$$Z_{N\pi} = Z_{p\pi^+} + Z_{p\pi^-} = 0,046 + 0,033 = 0,079, \quad (9.7.16b)$$

$$Z_\pi = Z_{\pi^+\pi^+} + Z_{\pi^+\pi^-} = 0,243 + 0,028 = 0,271. \quad (9.7.16c)$$

9.2 lentelė. Reakcijų, kurios vyksta dėl hadronų susidūrimų su oro atomų branduoliais, momentai [1]

Antrinė dalelė \ Pirminė dalelė	p	π^+	K^+
p	0,263	–	–
n	0,035	–	–
π^+	0,046	0,243	0,030
π^-	0,033	0,028	0,022
π^0	0,039	0,098	0,026
K^+	0,0090	0,0067	0,211
K^-	0,0028	0,0067	0,012

9.3 lentelė. Hadronų vidutiniai laisvieji keliai ore (g/cm^2) [1]

E (TeV)	protonai	π^\pm mezonai	K^\pm mezonai
0,1	86	116	138
1	83	107	–
1000	60	70	–
10^6	43	50	–

9.8. Mezonų skilimo produktų spektras

Visi dėmenys dešiniojoje (9.5.19) lygybės pusėje atspindi tris procesus, kurie turi įtakos duotąja kryptimi sklindančių i -tosios rūšies dalelių srauto tankiui:

- 1) pašalinimas dėl susidūrimų (dėmuo, kuris atvirkščiai proporcingas laisvajam keliui λ_i),
- 2) pašalinimas dėl skilimo (dėmuo, kuris atvirkščiai proporcingas skilimo ilgiui d_i),
- 3) atsiradimas dėl reakcijų, kurios vyksta, kai kitų rūšių dalelės susiduria su oro atomų branduoliais (integralų suma).

Kaip matome, tarp šių procesų nėra i -tosios rūšies dalelių atsiradimo dėl skilimo. Taip yra todėl, kad iki šiol (9.5.19) lygtį taikėme tik hadronams. Didžioji dalis hadronų atmosferoje susikuria dėl reakcijų, o ne dėl skilimo (nors, kaip matome 8.7 ir 8.8 lentelėse, pionai π^\pm ir π^0 susidaro skylant daugeliui kitų hadronų). Hadronų (tiksliau, mezonų) skilimas yra svarbus kitų rūšių dalelių – fotonų bei leptonų (miuonų, elektronų, atitinkamų neutrinų ir tų pačių leptonų antidalelių) – šaltinis. Pvz., pagrindinis miuonų bei miuoninių neutrinų ir antineutrinių šaltinis yra elektringųjų pionų ir kaonų skilimas (žr. 8.7 lentelę). Šių skilimų lygtys yra

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (\sim 100 \%), \quad (9.8.1)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (63,5 \%), \quad (9.8.2)$$

čia skliaustuose nurodyta tokių skilimų santykinė dalis visuose duotojo hadrono skilimuose (ši santykinė dalis vadinama *šakojimosi santykiu*). Didžiausių energijų fotonai atmosferoje atsiranda skylant neutraliajam pionui π^0 :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (98,8 \%). \quad (9.8.3)$$

Kol dalelių energijos yra daug didesnės už 1 GeV, miuonų skilimas nėra svarbus (žr. 9.1 lentelę 9.6 skirsnyje), todėl pagrindinis elektroninių neutrinų ir antineutrinių šaltinis yra neutraliojo kaono K_L skilimas:

$$K_L \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e (\nu_e) \quad (38,7 \%). \quad (9.8.4)$$

Kai energijos sumažėja iki 1 GeV eilės verčių, miuonų skilimas

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) \quad (9.8.5)$$

irgi tampa svarbiu elektroninių neutrinų ir antineutrinių šaltiniu.

Reiškinys $N_i(E, X) / d_i$ dešiniojoje (9.5.19) lygybės pusėje – tai i -tosios rūšies dalelių, kurių energija E , skilimų skaičius per laiko vienetą energijos vienetui ir oro masės vienetui gylyje X (jeigu atstumai (9.5.19) lygtyje būtų ne masiniai, o ilginiai, tada dalelių skaičiai būtų išreikšti ne masės vienetui, o tūrio vienetui). Šį dydį vadinsime i -tosios rūšies dalelių *skilimo spektru* ir žymėsime $D_i(E, X)$:

$$D_i(E, X) = \frac{1}{d_i} N_i(E, X) = \frac{\varepsilon_i}{EX \cos \theta} N_i(E, X), \quad (9.8.6)$$

čia, užrašant antrąją lygybę, pasinaudota (9.6.12) formule. Jeigu, skylant j -tosios rūšies dalelei, kurios energija E' , atsiranda vidutiniškai $dn_{ij}(E, E')$ i -tosios rūšies dalelių, kurių energija nuo E iki $E + dE$, tada dėmuo, kuris nusako šio skilimo įnašą į sukurtų i -tosios rūšies dalelių skaičių per laiko vienetą energijos vienetui ir masės vienetui gylyje X , yra lygus

$$P_{ij}(E, X) = \int_{E'_{\min}}^{E'_{\max}} \frac{dn_{ij}(E, E')}{dE} D_j(E', X) dE' = \int_{E'_{\min}}^{E'_{\max}} \frac{dn_{ij}(E, E')}{dE} \frac{N_j(E', X)}{d_j} dE'. \quad (9.8.7)$$

Šį dydį vadinsime i -tosios rūšies dalelių *kūrimo spektru*. (9.8.7) integralo rėžiai – tai mažiausia ir didžiausia j -tosios rūšies dalelės energija, kai dėl jos skilimo gali atsirasti i -tosios rūšies dalelė, kurios energija E (pagal energijos tvermės dėsnį $E'_{\min} \geq E$).

Taip pat galima kalbėti ir apie kūrimo spektrą, kuris atitinka i -tosios rūšies dalelių atsiradimą dėl reakcijų. Pastarasis kūrimo spektras lygus integralų sumai (9.5.19) lygtyje. Prisiminus santykinio reakcijos skerspjūvio F_{ij} apibrėžimą (9.5.5), tampa akivaizdu, kad formalus (9.8.7) reiškinių pavidalas yra beveik toks pats kaip integralų (9.5.19) lygtyje: skiriasi tik integravimo rėžiai ir būdingojo atstumo, kuris yra pointegralinio reiškinių vardiklyje, prasmė ((9.5.19) lygtyje tai yra laisvasis kelias λ_j , o (9.8.7) reiškinyje – skilimo ilgis d_j). Be to, išvestinė dn_{ij}/dE , kuri yra (9.8.7) integralo pointegraliniame reiškinyje, turi būti skaičiuojama kitaip (9.5.5) reiškinyje.

Dydis $dn_{ij}(E, E')/dE$ šiuo atveju nusako vieno iš skilimo produktų (i -tosios rūšies dalelės) energijos skirstinį. Apskaičiuosime šį skirstinį paprasčiausiu atveju – kai egzistuoja dvi antrinės dalelės (pvz., skilimai (9.8.1), (9.8.2) ir (9.8.3)). Pirminės dalelės rimties masę žymėsime M , o antrinių dalelių rimties mases žymėsime m_1 ir m_2 . Pagal energijos tvermės dėsnį masės centro atskaitos sistemoje (kurioje pirminė dalelė nejudą) abiejų antrinių dalelių pilnutinių reliatyvistinių energijų suma lygi Mc^2 . Pagal impulso tvermės dėsnį masės centro sistemoje antrinių dalelių impulsai turi būti priešingi vienas kitam. Šie du reikalavimai vienareikšmiškai apibrėžia abiejų antrinių dalelių energijas bei greičio ir impulso modulius masės centro sistemoje. Kiekvienos iš dviejų antrinių dalelių impulso modulis masės centro sistemoje lygus

$$p_1^* = p_2^* = p^* = \frac{\sqrt{M^4 - 2M^2(m_1^2 + m_2^2) + (m_1^2 - m_2^2)^2}}{2M} c, \quad (9.8.8)$$

čia viršutinis indeksas „*“ parodo, kad turimas omenyje impulsas masės centro sistemoje. Elektringojo piono arba kaono skilimo atveju (atitinkamos skilimų lygtys (9.8.1) ir (9.8.2)) pastarojoje formulėje M yra piono arba kaono masė, $m_1 = \mu$ (miuono rimties masė), o $m_2 = 0$, nes neutrinių rimties masė yra praktiškai nulinė. Todėl

$$p^* = \frac{M^2 - \mu^2}{2M} c. \quad (9.8.9)$$

Laboratorinėje atskaitos sistemoje, kurioje pirminė dalelė turi nenulinį impulsą, antrinių dalelių energijos nėra vienareikšmiškai apibrėžtos, nes jos priklauso nuo jų judėjimo krypties, tiksliau, nuo kampo θ tarp pirminės ir antrinės dalelės judėjimo krypčių. i -tosios dalelės ($i = 1$ arba 2) pilnutinė reliatyvistinė energija (rimties ir kinetinės energijų suma) laboratorinėje atskaitos sistemoje lygi

$$E_i = \gamma_L(E_i^* + \beta c p^* \cos \theta^*), \quad (9.8.10)$$

čia β ir γ_L yra atitinkamai pirminės dalelės santykinis greitis ir Lorencio faktorius (9.5.21) laboratorinėje atskaitos sistemoje, E_i^* yra i -tosios dalelės pilnutinė reliatyvistinė energija masės centro sistemoje ($i = 1$ arba 2), o θ^* yra kampas tarp pirminės ir antrinės dalelių judėjimo krypčių masės centro sistemoje. Kadangi $-1 \leq \cos \theta^* \leq 1$, tai pagal (9.8.10)

$$\gamma_L(E_i^* - \beta c p^*) \leq E_i \leq \gamma_L(E_i^* + \beta c p^*), \quad (9.8.11)$$

t. y. i -tosios dalelės ribinės energijos lygios

$$E_{i,\min} = \gamma_L(E_i^* - \beta c p^*), \quad (9.8.12a)$$

$$E_{i,\max} = \gamma_L(E_i^* + \beta c p^*), \quad (9.8.12b)$$

o energijos skirstinio plotis lygus

$$E_{i,\max} - E_{i,\min} = 2\gamma_L \beta c p^*. \quad (9.8.12c)$$

Jeigu visos antrinių dalelių judėjimo kryptys masės centro sistemoje yra vienodai tikėtinos, tada kampinis tikimybės tankis masės centro sistemoje yra konstanta:

$$\frac{dn}{d\Omega^*} = const, \quad (9.8.13)$$

t. y. masės centro sistemoje tikimybė, kad antrinė dalelė išlėks pro vienetinio spindulio sferos, kurios centras sutampa su pirmine dalele, ploto elementą $d\Omega^*$, yra proporcinga tam ploto elementui ($d\Omega^*$ – tai erdvinio kampo elementas). Kadangi antrinių dalelių kampinis pasiskirstymas yra simetriškas pirminės dalelės judėjimo krypties atžvilgiu, tai $d\Omega^*$ yra žiedo formos ploto elementas, kuris lygus

$$d\Omega^* = 2\pi \sin \theta^* d\theta^* = -2\pi d(\cos \theta^*). \quad (9.8.14)$$

Antra vertus, kadangi E_i išraiškoje (9.8.10) kampas θ^* yra vienintelis dydis, kuris nėra vienareikšmiškai apibrėžtas, tai

$$dE_i \sim d(\cos \theta^*),$$

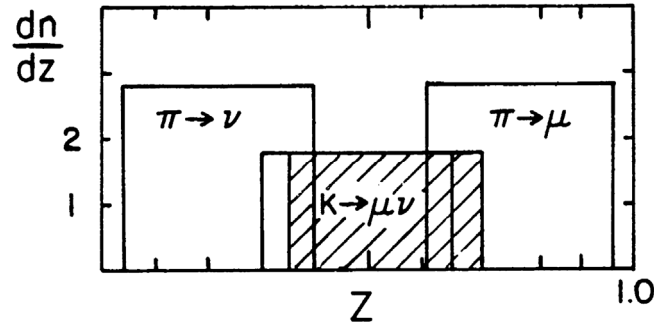
t. y.

$$d\Omega^* \sim dE_i. \quad (9.8.15)$$

Iš (9.8.13) ir (9.8.15) išplaukia, kad

$$\frac{dn}{dE_i} = const. \quad (9.8.16)$$

Vadinasi, kai yra tik dvi antrinės dalelės, tada kiekvienos iš jų energijos skirstinys laboratorinėje atskaitos sistemoje yra stačiakampio pavidalo: tikimybės tankis lygus nuliui kai $E < E_{\min}$ arba $E > E_{\max}$, ir



9.8 pav. Miuonų ir neutrinių, kurie atsiranda skylant elektringiesiems pionams ir kaonams, energijos skirstiniai, kai pirminio mezono energija lygi 200 MeV, t. y. kai $\beta = 0,550$ (iš [1]). Antrinių dalelių energija normuota į pirminio mezono energiją.

lygus konstantai kai $E_{\min} \leq E \leq E_{\max}$. Kadangi tikimybės tankis (9.8.16) yra normuotas į duotojo tipo skilimo šakojimosi santykį B_{ij} , tai konstanta, kuri yra (9.8.16) lygybės dešiniojoje pusėje, yra lygi $B_{ij} / (E_{\max} - E_{\min})$:

$$\frac{dn}{dE_i} = \frac{B_{ij}}{E_{i,\max} - E_{i,\min}} = \frac{B_{ij}}{2\gamma_L \beta c p^*}. \quad (9.8.17)$$

Ši reiškinį perrašysime naudodamiesi tuo, kad rimties masės m dalelės, kurios impulsas p , o santykinis greitis β , Lorencio faktorius lygus

$$\gamma_L = \frac{p}{m\beta c}. \quad (9.8.18)$$

Aptariamuoju atveju $m = M$, o $p = P_L$ (pirminės dalelės impulsas laboratorinėje atskaitos sistemoje). Todėl (9.8.17) reiškinys lygus

$$\frac{dn}{dE_i} = \frac{B_{ij} M}{2p^* P_L}. \quad (9.8.19)$$

Irašę į šį reiškinį impulso p^* išraišką (9.8.9), randame:

$$\frac{dn}{dE_i} = \frac{B_{ij}}{(1 - \mu^2 / M^2) P_L c}. \quad (9.8.20)$$

Elektringojo piono skilimo (9.8.1) šakojimosi santykis $B_{ij} = 1$, o elektringojam kaono skilimo (9.8.2) šakojimosi santykis $B_{ij} = 0,635$. 9.8 pav. pavaizduoti miuonų ir neutrinių, kurie atsiranda skylant elektringajam pionui arba kaonui, energijos skirstiniai. Šiame grafike energija išreikšta E_L vienetais (čia E_L yra pirminės dalelės pilnutinė reliatyvistinė energija laboratorinėje sistemoje), t. y. ant absčių ašies atidėtas dydis

$$z \equiv E_i / E_L, \quad (9.8.21)$$

o ant ordinačių ašies – (9.8.20) reiškinys, padaugintas iš E_L :

$$\frac{dn}{dz} = \frac{dn}{d(E_i / E_L)} = E_L \frac{dn}{dE_i}. \quad (9.8.22)$$

Kadangi

$$\frac{E_L}{P_L c} = \frac{1}{\beta}, \quad (9.8.23)$$

tai

$$\frac{dn}{dz} = \frac{B_{ij}}{(1 - \mu^2 / M^2) \beta}. \quad (9.8.24)$$

Šitaip normavus antrinių dalelių energiją, jos skirstinio kraštai (9.8.12a,b) lygūs

$$z_{i,\min} = \frac{E_i^*}{Mc^2} - \beta \frac{1 - \mu^2 / M^2}{2}, \quad (9.8.25a)$$

$$z_{i,\max} = \frac{E_i^*}{Mc^2} + \beta \frac{1 - \mu^2 / M^2}{2}, \quad (9.8.25b)$$

o energijos skirstinio plotis lygus

$$z_{i,\max} - z_{i,\min} = \beta(1 - \mu^2 / M^2). \quad (9.8.25c)$$

Išvedant (9.8.25a,b) formules, pasinaudota tuo, kad $\gamma_L / E_L = 1 / (Mc^2)$. Pirmasis dėmuo (9.8.25a,b) formulėse – tai pilnutinės reliatyvistinės energijos masės centro sistemoje (t. y. pirminės dalelės rimties energijos Mc^2) santykinė dalis, kuri atitenka i -tajai dalelei ($i = 1, 2$). Ši dalis yra didesnė dalelei, kurios rimties masė didesnė (miuonui). Taip yra pagal bendrąją pilnutinės reliatyvistinės energijos išraišką:

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}, \quad (9.8.26)$$

turint omenyje, kad abiejų antrinių dalelių impulso moduliai masės centro sistemoje yra vienodi. Todėl 9.8 pav. miuonų energijos skirstiniai yra dešiniau negu atitinkami neutrinių energijos skirstiniai. Kaono skilimo atveju miuono ir neutrino energijų skirstinių poslinkis vienas kito atžvilgiu yra mažesnis negu piono skilimo atveju, nes kaono masė yra beveik 5 kartus didesnė negu miuono (žr. 8.7 ir 8.5 lenteles), o piono masė yra tik maždaug 1,3 karto didesnė negu miuono (žr. 8.7 lentelę). Pagal impulso p^* išraišką (9.8.9), minėtasis rimties masių skirtumas reiškia, kad kaono skilimo atveju galioja nelygybė $(p^*c)^2 \gg (\mu c^2)^2$, todėl, kaip matome iš (9.8.26) formulės, miuono ir neutrino rimties masių skirtumas turi mažesnę įtaką jų energijos skirstinių centrinei energijai E_i^* negu piono skilimo atveju, kai $(p^*c)^2 < (\mu c^2)^2$. Normavus dalelių energijas pagal (9.8.21), miuonų ir neutrinių vidutinės energijos $\langle E_\mu \rangle / E_L$ ir $\langle E_\nu \rangle / E_L$ (t. y. atitinkamų energijos skirstinių centrines energijos) nepriklauso nuo β ir yra lygios pirmajam dėmeniui (9.8.25a,b) reiškinuose, t. y.

$$\langle E_\mu \rangle / E_\pi = 0,79 \quad \text{ir} \quad \langle E_\nu \rangle / E_\pi = 0,21, \quad (9.8.27)$$

$$\langle E_\mu \rangle / E_K = 0,52 \quad \text{ir} \quad \langle E_\nu \rangle / E_K = 0,48, \quad (9.8.28)$$

čia E_π ir E_K yra skyLANčio mezono (atitinkamai piono arba kaono) energija laboratorinėje atskaitos sistemoje. Kaono skilimo atveju miuono ir neutrinių energijos tikimybės tankis yra mažesnis negu piono skilimo atveju dėl mažesnio šakojimosi santykio (daugiklis B_{ij} (9.8.24) formulėje).

Kosminių spindulių fizikoje dažnai tenka susidurti su ultrareliatyvistinių dalelių, kurių $\beta \approx 1$, skilimu. Kai $\beta \rightarrow 1$, iš (9.8.25a,b) formulių gauname, kad miuonų energijos skirstinio dešinysis kraštas artėja prie pirminio mezono energijos E (toliau prie šios energijos žymens nerašysime apatinio indekso „L“), neutrinių energijos skirstinio kairysis kraštas artėja į nulį, o abiejų šių skirstinių pločiai artėja į $(1 - \mu^2 / M^2)E$. T. y., kai $\beta \rightarrow 1$, ribinių miuonų ir neutrinių energijos skirstinių intervalai yra tokie:

$$(\mu^2 / M^2)E \leq E_\mu \leq E, \quad (9.8.29a)$$

$$0 \leq E_\nu \leq (1 - \mu^2 / M^2)E. \quad (9.8.29b)$$

Kiekviena E_i vertė iš intervalo (9.8.11) atitinka tam tikrą kampo θ^* vertę: dešinysis energijos skirstinio kraštas atitinka $\theta^* = 0$, o kairysis atitinka $\theta^* = 180^\circ$. Laboratorinėje atskaitos sistemoje antrinių dalelių krypties pasiskirstymas nėra izotropinis: kampas θ tarp antrinės dalelės judėjimo krypties ir pirminės dalelės judėjimo krypties dažniausiai būna mažesnis už 90° , ir ši anizotropija stiprėja didėjant pirminės dalelės greičiui, t. y. kūgis, į kurį sklinda dauguma antrinių dalelių, darosi vis siauresnis. Tuo pačiu didėja ir daugumos antrinių dalelių energijos. Antrinės dalelės energija laboratorinėje atskaitos sistemoje E_i ir jos judėjimo kryptį nusakantis kampas θ_i yra abipus vienareikšmiškai susiję. Šis sąryšis yra paprasčiausias tada, kai antrinė dalelė neturi rimties masės (pvz. neutrinas arba fotonas):

$$E_i = \frac{p^*c}{\gamma_L(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (9.8.30)$$

čia visų žymėjimų prasmė yra tokia pati kaip (9.8.10) formulėje. Vadinasi, kampo θ vertė, atitinkanti duotąją neutrino arba fotono energiją E_i , yra lygi

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{p^*c}{\gamma_L E_i} \right). \quad (9.8.31)$$

Kadangi $\gamma_L > 1$, tai visi neutrinais arba fotonais, kurių E_i didesnė už p^*c (t. y. už neutrino arba fotono energiją masės centro sistemoje), turės greičio komponentę ta pačia kryptimi, kuria juda masės centras (t. y. pirminė dalelė), nes tokiems neutrinams ir fotonams $\cos \theta > 0$ (tai reiškia, kad $\theta < 90^\circ$). Pvz., neutrinams ir antineutrinams, kurie atsiranda skilus π^\pm mezoniui, pastarasis teiginys galioja tada, kai neutrino energija $E_\nu > p^*c \approx 30$ MeV. Naudojantis (9.8.31), galima apskaičiuoti didžiausią galimą kampo θ vertę, kai yra duota E_i vertė. Fiksavus E_i vertę, θ priklauso tik nuo pirminės dalelės santykinio greičio β . Minėtąją didžiausią kampą θ_{\max} atitinka β vertė, kai (9.8.31) lygybės dešinėsios pusės išvestinė β atžvilgiu yra lygi nuliui. Šitaip randame

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{p^* c}{E_i}\right)^2}. \quad (9.8.32)$$

Įrašius šią pirminės dalelės santykinio greičio išraišką į (9.8.31) reiškini, randamas didžiausias kampas θ , kuriuo gali skliti antrinis neutrinas arba fotonas pirminės dalelės judėjimo krypties atžvilgiu, kai to neutrino arba fotono energija laboratorinėje atskaitos sistemoje (E_i) yra didesnė už jo energiją masės centro sistemoje ($p^* c$):

$$\theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{p^* c}{E_i}\right). \quad (9.8.33)$$

Pvz., π^\pm mezonų skilimo metu atsiradusių neutrinių ir antineutrinių, kurių energija didesnė už 3 GeV, trajektorijos yra viduje kūgio, kurio viršūnės kampas (t. y. kampas tarp kūgio ašies ir šoninio paviršiaus) yra $0,01 \text{ rad} \approx 0,6^\circ$ (nes šiuo atveju $p^* c \approx 30 \text{ MeV}$, t. y. $p^* c / E_i \approx 0,01$). Taigi, kuo didesnė tiriamųjų antrinių dalelių energija, tuo kryptingesnis jų srautas.

9.9. Elektronų, pozitronų ir fotonų srauto tankis

Didelių energijų fotonai, kurie atsiranda skylant neutraliajam pionui (skilimo lygtis (9.8.3)) tampa vadinamųjų *elektromagnetinių liūčių* pradininkais. Kiekvieną tokią liūtį sudaro fotonai, elektronai ir pozitronai, atsiradę porų kūrimo ir stabdomosios spinduliuotės vyksmų gradinėje. Elektrono ir pozitrono porų kūrimo lygtis yra

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (9.9.1)$$

(atitinkama Feinmano diagrama pavaizduota 8.4b pav.). Šitaip atsiradę elektronai bei pozitronai dalį energijos praranda dėl stabdomosios spinduliuotės:

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma \quad (9.9.2)$$

(atitinkama Feinmano diagrama pavaizduota 8.4a pav.). Stabdomosios spinduliuotės fotonai, kurių energija yra daug didesnė negu 1 MeV, dažniausiai vėl sugeriami dėl (9.9.1) vyksmo ir t. t. Šitaip išsivysto minėtoji „elektromagnetinė liūtis“. Kol elektrono arba pozitrono energija didesnė už 100 MeV, (9.9.2) vyksmas yra pagrindinis elektronų ir pozitronų energijos nuostolių mechanizmas ore. (9.9.1) procesas tampa svarbiausiu elektronų ir pozitronų kūrimo procesu, kai fotonų energijos yra daug mažesnės už 1 GeV, bet tuo pat metu daug didesnės už 1 MeV (elektrono ir pozitrono porų kūrimas yra negalimas, kai fotono energija yra mažesnė už dvigubą elektrono rimties energiją, t. y. už 1,022 MeV).

Kadangi π^0 mezonų gyvavimo trukmė yra ypač trumpa (žr. 8.7 lentelę), tai beveik visi π^0 mezonai skyla praktiškai tame pačiame taške, kuriame jie atsirado. Vadinasi, π^0 mezonų pernašos praktiškai nėra: naudojant (9.5.19) lygties žymėjimus, galima užrašyti

$$\frac{dN_{\pi^0}(E, X)}{dX} \approx 0 \quad (9.9.3)$$

ir

$$\frac{1}{\lambda_{\pi^0}} \ll \frac{1}{d_{\pi^0}}. \quad (9.9.4)$$

Taigi, skilimo dėmuo $-N_{\pi^0}(E, X)/d_{\pi^0}$ (9.5.19) lygties dešiniojoje pusėje beveik tiksliai „kompensuoja“ kūrimo dėmenį (integralų suma (9.5.19) lygtyje). Kaip ir anksčiau, tarsime, kad visų rūšių hadronų diferencialiniai srauto tankiai proporcingi pirminių kosminių spindulių diferencialiniam srauto tankiui, t. y. laipsninei energijos funkcijai $E^{-(\gamma+1)}$ (šia prielaidą išreiškia (9.7.4) lygybė). Tada kiekvienos rūšies hadronų diferencialinio srauto tankio daugiklį $g_i(X)$ nusako (9.7.5) lygtis. π^0 mezonai dažniausiai atsiranda dėl nukleonų ir π^\pm mezonų susidūrimų su oro atomų branduoliais. Atitinkamus reakcijų momentus žymėsime $Z_{N\pi^0}$ ir $Z_{\pi\pi^0}$. Kadangi, kaip minėta, $dg_{\pi^0}/dX \approx 0$ (žr. (9.9.3)), tai, atsižvelgdami į (9.9.4), iš (9.7.5) lygties gauname π^0 mezonų skilimo spektro (9.8.6) išraišką:

$$D_{\pi^0}(E, X) = \left(\frac{Z_{N\pi^0}}{\lambda_N} g_N + \frac{Z_{\pi\pi^0}}{\lambda_\pi} g_\pi \right) E^{-(\gamma+1)}. \quad (9.9.5)$$

Fotonų kūrimo (dėl (9.8.3) skilimo) spektras apskaičiuojamas, įrašius (9.9.5) į (9.8.7). Be to, apskaičiuojant (9.8.7) integralą, reikalingas fotonų energijos skirstinys laboratorinėje atskaitos sistemoje.

Kadangi (9.8.10) – (9.8.19) formulės yra bendros ir galioja visiems skilimams, kurių metu yra tik dvi antrinės dalelės, tai galima teigti, kad laboratorinėje atskaitos sistemoje fotonų energijos skirstinio kraštus nusako (9.8.12a,b) formulės. Kadangi masės centro sistemoje pirminio π^0 mezonų rimties energija „pasidalija“ po lygiai tarp dviejų fotonų, tai, turint omenyje, kad fotonas neturi rimties masės, iš (9.8.26) randame, kad šiuo atveju

$$p^* = \frac{Mc}{2}, \quad (9.9.6)$$

čia M yra π^0 mezonų rimties masė. Kadangi masės centro sistemoje visos antrinio fotono sklaidimo kryptys yra lygiavertės, tai galioja (9.8.13) – (9.8.19) formulės. Šiuo atveju $B_{ij} = 0,988 \approx 1$ ir, be to, tikimybės tankį (9.8.19) reikia padauginti iš dviejų, nes abiejų fotonų energijos skirstiniai yra vienodi. Taigi, įrašę (9.9.6) į (9.8.19), randame:

$$\frac{dn_{\gamma\pi^0}}{dE_\gamma} = \frac{2}{P_L c} \approx \frac{2}{E_{\pi^0}}, \quad (9.9.7)$$

čia antroji lygybė užrašyta remiantis prielaida, kad π^0 mezonas yra ultrarelatyvistinis ($P_L c \gg Mc^2$). Įrašę (9.9.5) ir (9.9.7) į (9.8.7), randame:

$$P_{\gamma\pi^0}(E, X) = \int_E^\infty \frac{2}{E'} \left(\frac{Z_{N\pi^0}}{\lambda_N} g_N + \frac{Z_{\pi\pi^0}}{\lambda_\pi} g_\pi \right) E'^{-(\gamma+1)} dE', \quad (9.9.8)$$

čia integravimo rėžiai užrašyti remiantis tuo, kad energijos E fotonus gali kurti tik tie π^0 mezonai, kurių energija yra didesnė už E . Matome, kad šiuo atveju pointegralinis reiškinys nepriklauso nuo gama kvanto energijos E (nes tikimybės tankis (9.9.7) nepriklauso nuo E_γ). Kūrimo spektro priklausomybė nuo E atsiranda vien dėl to, kad (9.9.8) integralo apatinis rėžis lygus E . Suintegravę randame

$$P_{\gamma\pi^0}(E, X) = \frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{Z_{N\pi^0}}{\lambda_N} g_N + \frac{Z_{\pi\pi^0}}{\lambda_\pi} g_\pi \right) E^{-(\gamma+1)}. \quad (9.9.9)$$

Įrašę g_N ir g_π išraiškas (9.7.7) ir (9.7.12) į (9.9.9), gauname:

$$P_{\gamma\pi^0}(E, X) = g(0) \frac{2}{\gamma+1} \left[\frac{Z_{N\pi^0}}{\lambda_N} e^{-X/\Lambda_N} + \frac{Z_{N\pi}}{1-Z_N} \frac{Z_{\pi\pi^0} \Lambda_\pi}{\lambda_\pi (\Lambda_\pi - \Lambda_N)} (e^{-X/\Lambda_\pi} - e^{-X/\Lambda_N}) \right] E^{-(\gamma+1)}. \quad (9.9.10)$$

Vadinasi, elektromagnetinės liūtys pradininkai (fotonai, kurie atsiranda sklyant π^0 mezonui) nėra sutelkti taške $X=0$ (atmosferos viršuje), o yra pasiskirstę visoje atmosferoje. Tai reiškia, kad fotonų, elektronų ir pozitronų srautą duotajame gylyje X reikia skaičiuoti kaip sumą (integralą) nykstančių srautų, atsiradusių visuose mažesniuose gyliuose (nuo 0 iki X). Kiekvieno iš šių nykstančių srautų pradininkai yra fotonai, atsiradę dėl (9.8.3) skilimo dX' storio sluoksnyje tam tikrame gylyje $X' < X$. Nors visada yra nenulinė tikimybė, kad vienas iš tų fotonų laboratorinėje atskaitos sistemoje sklis aukštyje (t. y. X mažėjimo kryptimi), tačiau fotonai, kurių energija laboratorinėje sistemoje yra daug didesnė už $p^* c$ (t. y. už jų energiją masės centro sistemoje), visada sutelkti į siaurą pluoštą, kuris sklinda žemyn. To kūginio pluošto kampinę apertūrą galima apskaičiuoti pagal (9.8.33) formulę, kurioje $p^* c \approx 68 \text{ MeV}$ (t. y. pusė π^0 mezonų rimties energijos). θ_{\max} lygus pusei kampinės apertūros. Pvz., fotonų, kurių energija didesnė už 10 GeV, trajektorijos sutelktos viduje kūgio, kurio kampinė apertūra $0,8^\circ$.

Vystantis elektromagnetinei liūčiai (t. y. jai sklindant žemyn), pirminio fotono energija pasidalija tarp vis didėjančio skaičiaus mažesnių energijų fotonų, elektronų ir pozitronų. Lygčių sistema, kuri nusako elektromagnetinės liūtys raidą, yra analogiška lygčių sistemai (9.5.19), tačiau vietoj F_{ji} reikia naudoti stabdomosios spinduliuotės ir porų kūrimo santykinis skerspjūvius, o kraštines sąlygas reikia apibrėžti taške $X = X'$, kuriame atsirado pirminis fotonas. Kaip ir hadronų liūtys atveju, kintamųjų X ir E atskyrimas yra galimas tik tam tikromis sąlygomis. Viena iš jų yra laipsninė pirminių fotonų diferencialinio srauto tankio priklausomybė nuo energijos (kaip matome iš (9.9.10), šios prielaidos teisingumas savaime išplaukia iš analogiškų sąlygų, kurias atitinka hadronų liūtys). Tada elektromagnetinės liūtys, kuri atsiranda nykstanajame gylių intervale nuo X' iki $X' + dX'$, silpimą sklindant žemyn galima aproksimuoti eksponentine funkcija (kaip ir 9.5 skirsnyje aptartą hadronų liūtį, kuri atsiranda atmosferos viršuje):

$$dN_\gamma(E, X) = dN_\gamma^{(0)}(E, X') \exp\left(-\frac{X - X'}{A_{EM}}\right), \quad (9.9.11)$$

čia dN_γ yra fotonų, kurių energija lygi E , diferencialinis srauto tankis gylyje X , $dN_\gamma^{(0)}$ yra dėl (9.8.3) skilimo gylių intervale nuo X' iki $X' + dX'$ atsiradusių fotonų, kurių energija lygi E , diferencialinis srauto tankis, o A_{EM} yra elektromagnetinis silpimo ilgis. Nors dešinioji (9.5.17) lygybės pusė proporcinga dėl (9.8.3) skilimo atsiradusių fotonų spektro vertei, atitinkančiai jų energiją E , tačiau gylį X pasiekę E energijos fotonai, kurių diferencialinis srauto tankis yra kairiojoje lygybės pusėje, atsiranda visose liūtyse, kurių pradininkų energija yra nuo E iki ∞ (nes E energijos fotonus gali kurti visų didesnių energijų fotonai). Taigi, (9.9.11) lygybė atitinka tiksliai apibrėžtą elektromagnetinių liūčių pradinį gylį (nuo X' iki $X' + dX'$), tačiau jų pradininkų energija apribota tik iš apačios (ji yra nuo E iki ∞).

Kaip minėta termino „kūrimo spektras“ apibrėžtyje (prieš (9.8.7) formulę), kūrimo spektro (9.9.10) fizikinė prasmė – tai per laiko vienetą masės vienetu gylyje X dėl (9.8.3) skilimo atsirandančių fotonų skaičius, atitinkantis pastarųjų fotonų energijos vienetą. (9.9.10) formulėje pakeitus žymėjimą X žymėjimu X' ir padauginus iš nykstamojo masinio storio dX' , gaunamas fotonų skaičius ne masės, o ploto vienetui, t. y. nykstamasis diferencialinis fotonų, kurie yra elektromagnetinės liūties pradininkai, srauto tankis, kuris (9.9.11) formulėje pažymėtas $dN_\gamma^{(0)}$:

$$dN_\gamma^{(0)}(E, X') = P_{\gamma\pi^0}(E, X')dX'. \quad (9.9.12)$$

Atmosferinių elektromagnetinių liūčių teorijoje įrodoma, kad energijos E elektronų ir pozitronų srauto tankio santykinė dalis visame tos pačios energijos dalelių (įskaitant ir fotonus) srauto tankyje visuose gyliuose yra apytiksliai pastovus. Vadinas, suminis energijos E fotonų ir tokios pačios energijos elektronų bei pozitronų diferencialinis srauto tankis gylyje X lygus

$$N_{\gamma+e^\pm}(E, X) = C \int_0^X \exp\left(-\frac{X-X'}{A_{EM}}\right) P_{\gamma\pi^0}(E, X')dX', \quad (9.9.13)$$

čia

$$C \equiv N_{\gamma+e^\pm} / N_\gamma. \quad (9.9.14)$$

C priklauso nuo energinės priklausomybės laipsnio rodiklio γ . Elektromagnetinis silpimo ilgis A_{EM} irgi priklauso nuo γ (nes nuo γ priklauso reakcijų momentai (9.7.6)). Kai $\gamma = 1,7$ (žr. (9.5.18)), suminis elektronų ir pozitronų diferencialinis srauto tankis lygus maždaug 18 % tos pačios energijos fotonų srauto, t. y.

$$C \approx 1,18, \quad (9.9.15)$$

o elektromagnetinis silpimo ilgis lygus

$$A_{EM} \approx 85 \text{ g/cm}^2 \quad (9.9.16)$$

(pagal [1]). Įrašius $P_{\gamma\pi^0}(E, X)$ išraišką (9.9.10) į (9.9.13), gaunamas tokio pavidalo integralų tiesinis darinys:

$$\int_0^X \exp\left(-\frac{X-X'}{A_{EM}}\right) \exp\left(-\frac{X'}{A_l}\right) dX' = \exp\left(-\frac{X}{A_{EM}}\right) \int_0^X \exp\left[\left(\frac{1}{A_{EM}} - \frac{1}{A_l}\right)X'\right] dX' = \exp\left(-\frac{X}{A_{EM}}\right) A_l^* \left[\exp\left(\frac{X}{A_l^*}\right) - 1\right],$$

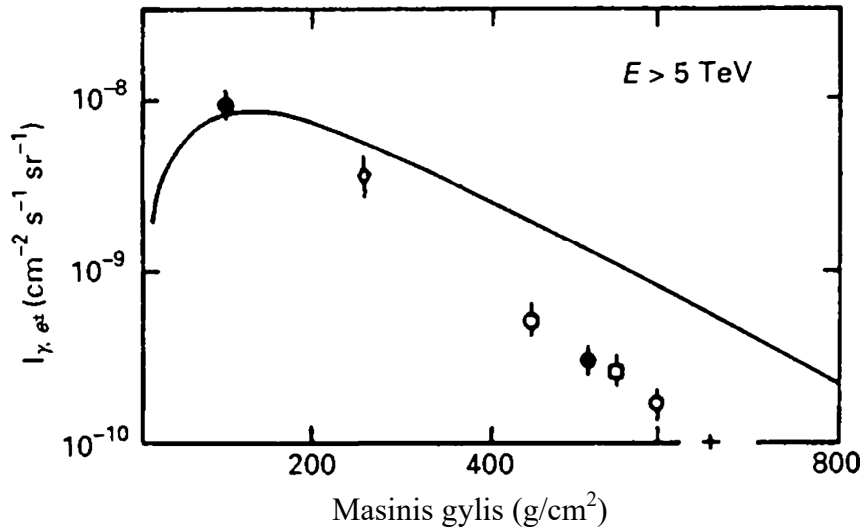
čia vietoj apatinio indekso „ l “ reikia rašyti „ N “ arba „ π “, o būdingieji ilgiai A_N^* ir A_π^* apibrėžiami šitaip:

$$A_N^* = \left(\frac{1}{A_{EM}} - \frac{1}{A_N}\right)^{-1} \approx 290 \text{ g/cm}^2, \quad A_\pi^* = \left(\frac{1}{A_{EM}} - \frac{1}{A_\pi}\right)^{-1} \approx 180 \text{ g/cm}^2, \quad (9.9.17)$$

čia pasinaudota anksčiau minėtomis silpimo ilgių A_N , A_π ir A_{EM} vertėmis (žr. (9.7.15) ir (9.9.16)). Galutinė (9.9.13) integralo išraiška yra tokia:

$$N_{\gamma+e^\pm}(E, X) = \frac{2}{\gamma+1} Cg(0)e^{-X/A_{EM}} \left\{ \frac{Z_{N\pi^0} A_N^*}{\lambda_N} (e^{X/\lambda_N} - 1) + \frac{Z_{N\pi}}{1-Z_N} \frac{Z_{\pi\pi^0} A_\pi}{\lambda_\pi (A_\pi - A_N)} \left[A_\pi^* (e^{X/\lambda_\pi} - 1) - A_N^* (e^{X/\lambda_N} - 1) \right] \right\} E^{-(\gamma+1)}. \quad (9.9.18)$$

Parametrų γ , $g(0)$ ir C bei visų silpimo ilgių (A_N , A_π ir A_{EM}) vertės buvo minėtos anksčiau (žr. (9.5.18), (9.7.15), (9.9.15) ir (9.9.16)). Nukleonų (protonų) ir π^\pm mezonų vidutiniai laisvieji pateikti 9.3 lentelėje (9.7 skirsnyje), reakcijų momentų Z_N , $Z_{N\pi}$ ir $Z_{N\pi^0}$ vertės yra pateiktos (9.7.16a–c) lygybių dešiniuosiose pusėse. Reakcijos (π^\pm , π^0) momento $Z_{\pi\pi^0}$ vertė yra pateikta 9.2 lentelėje ($Z_{\pi\pi^0} = 0,098$). Šių parametrų užtenka, apskaičiuojant fotonų, elektronų ir pozitronų diferencialinį srauto tankį (9.9.18). Norint apskaičiuoti integralinį srauto tankį, kuris atitinka visas tų dalelių energijas, viršijančias tam tikrą



9.9 pav. Fotonų, elektronų ir pozitronų, kurių energijos $E > 5$ TeV, teorinis vertikalusis srauto tankis (išstinė linija) ir atitinkami matavimo duomenys (taškai) [1].

mažiausią energiją E , reikia integruoti (9.9.18) reiškinį energijos atžvilgiu nuo E iki ∞ . Šis integravimas pasireiškia tuo, kad vietoj daugiklio $E^{-(\gamma+1)}$ reiškinyje (9.9.18) reikia naudoti daugiklį $E^{-\gamma}/\gamma$. Šitaip apskaičiuoto fotonų, elektronų ir pozitronų, kurių energijos $E > 5$ TeV, srauto tankio priklausomybė nuo gylio X pavaizduota 9.9 pav. Apskaičiuojant buvo naudojamos laisvojo kelio vertės, kurios atitinka 0,1 TeV eilės energiją (pirmoji eilutė 9.3 lentelėje). Kaip minėta 9.7 skirsnio gale, reakcijų momentų vertės, kurios pateiktos 9.2 lentelėje, taip pat atitinka 0,1 TeV energiją.

Maždaug 75 % srauto tankio, kuris pavaizduotas 9.9 pav., atitinka reakciją $N \rightarrow \pi^0$ (pirmasis dėmuo riestiniuose skliaustuose (9.9.18) reiškinyje), o likusieji 25 % atitinka reakcijų seką $N \rightarrow \pi^{\pm} \rightarrow \pi^0$ (antrasis dėmuo riestiniuose skliaustuose). Kreivė sparčiai pasiekia maksimumą ties 100 g/cm^2 (pagal 9.7 pav., atitinkamas vertikalusis aukštis yra maždaug 16 km), o paskui mažėja didėjant gyliui, tačiau tas mažėjimas yra lėtesnis negu eksperimentinio srauto tankio mažėjimas. Šis neatitikimas atsiranda dėl to, kad prielaidos, kuriomis buvo remiamasi, išvedant (9.9.18), nėra tikslios. Tai yra prielaidos apie (9.5.19) lygties parametrų γ , λ_i ir F_{ji} pastovumą kintant energijai E . Nors kiekvieno iš šių supaprastinimų (atskirai paėmus) įtaka yra palyginti maža, tačiau, kadangi kiekvienas iš jų keičia skaičiavimo rezultatus į tą pačią pusę, pilnutinė paklaida yra gana didelė (žr. 9.9 pav.).

Literatūra

1. Gaisser T. K. Cosmic Rays and Particle Physics. Cambridge: University Press, 1990. 280 p.
2. Krane K. S. Introductory Nuclear Physics. New York: John Wiley & Sons, 1988. 845 p.
3. Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vadovėlis. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. 544 p.