

8. Elementariosios dalelės

Elementarioji dalelė – tai dalelė, kuri neturi struktūros.

Terminas „*subatominės dalelės*“ apima visas elementariausias daleles, protoną ir visas mažiausias šiuo metu žinomas daleles, kurios nėra nei molekulės, nei atomai, nei branduoliai. Subatominių dalelių pavyzdys – mezonai (kiekvienas mezonas sudarytas iš dviejų elementariųjų dalelių – kvarko ir antikvarko).

8.1. Pagrindinės sąveikos

Dalelių *sąveika* – tai dalelių poveikis vienos kitai, dėl kurio pasikeičia tų dalelių būseną. Pagrindinės sąveikos (silpnėjimo tvarka):

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

Stiprioji sąveika susieja kvarkus į nukleonus, o nukleonus – į atomų branduolius.

Elektromagnetinė sąveika sąlygoja elektros krūvių Kulono stūmą ir 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 elementariųjų dalelių (elektronų, neutrinų ir kt.) tarpusavio reakcijose. Šioje sąveikoje dalyvauja visos dalelės, išskyrus fotonus.

Gravitacinė sąveika pasireiškia tarp bet kurių dviejų objektų, kurie turi masę. Gravitacinė sąveika yra daug silpnesnė už kitas tris sąveikas; ji praktiškai nepasireiškia tarp elementariųjų dalelių.

Dalelių sąveikų *standartinis modelis* – tai teorija, kuri aprašo stipriąją, elektromagnetinę ir silpnąją sąveikas. Atskirieji atvejai:

- 1) kvantinė elektrodinamika (aprašo elektromagnetinę sąveiką);
- 2) elektrosilpnosios sąveikos teorija (aprašo elektromagnetinę ir silpnąją sąveikas);
- 3) kvantinė chromodinamika (aprašo stipriąją sąveiką).

Pastarosios trys teorijos – tai kvantinės lauko teorijos. Pagal *kvantinę lauko teoriją* kiekviena elementarioji dalelė yra tam tikro lauko kvantas. *Laukas* – tai objektas, kuris gaunamas kiekvienam erdvės taškui priskyrimas tam tikro fizikinio dydžio vertę. Skirtingos kvantinės lauko teorijos 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.

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	$\sim 10^{-38}$	∞

Sąveikos nešikliai kartais vadinami „virtualiosiomis dalelėmis“, nes jie tiesiogiai nepriklauso tiriamai sistemai. „Tikrosios“ dalelės skiriasi nuo virtualiųjų dalelių tuo, kad „tikrosios“ dalelės egzistuoja prieš arba po sąveikos (kvantinio šuolio), o virtualiosios dalelės atsiranda ir išnyksta paties kvantinio šuolio metu.

Kartais „virtualioji“ dalelė virsta „tikrąja“ dalele, t. y. tam tikrą laiką egzistuoja po kvantinio šuolio. Tai pasireiškia kaip naujos dalelės atsiradimas. Pavyzdys – fotono emisija vykstant atomo arba branduolio savaiminiam kvantiniam šuoliui į mažesnės energijos būseną.

Stiprioji ir silpnoji sąveikos yra *artisiekiškos*. Elektromagnetinė ir gravitacinė sąveikos yra *toliasiekiškos*.

Norint išreikšti sąveikos stiprumą dimensiniais vienetais (pvz., džauliais), reikia žinoti atitinkamą *ryšio konstantą* (C), kuri priklauso nuo konkrečios sistemos. Pvz., dviejų protonų elektromagnetinės ir gravitacinės sąveikų potencinių energijų modulius 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 protonų. Kadangi stiprioji ir silpnoji sąveikos yra artisiekiškos, tai potencinės energijos išraiškoje atsiranda eksponentinis daugiklis:

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

čia R yra būdingasis sąveikos atstumas.

8.2 lentelė. Dviejų protonų pagrindinių sąveikų palyginimas

Sąveika	Ryšio konstanta C (J·m)	Atstumas R (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 sukinio skaičius yra $1/2$ arba $3/2$ arba $5/2$ ir t. t.), pvz., elektronas, protonas ir neutronas (jų visų sukinyss lygus $1/2$).

Bozonai – tai dalelės su sveikuoju sukiniu (t. y. jų sukinio skaičius yra 0 arba 1 arba 2 ir t. t.).

Fermionams galioja Paulio draudimo principas, o bozonams – ne.

Elementariosios dalelės, sudarančios įprastinę (stabiliąją) materiją, yra fermionai.

Pagrindinių sąveikų nešikliai yra bozonai.

Pagal standartinį modelį egzistuoja 12 elementariųjų fermionų (neįskaitant jų antidalelių) ir 5 elementarieji bozonai.

Iš 5 elementariųjų bozonų keturi (gliuonas, fotonas, W^\pm bozonas ir Z bozonas) yra sąveikos nešikliai, o penktasis (Higso bozonas) sąlygoja visų kitų elementariųjų dalelių mases.

8.3 lentelė. Bozonų lentelė

Bozonas	Žymuo	Masė (GeV/c ²)	Sukinys	Elektros krūvis / e	Pastabos
Gluonas	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

Visų elementariųjų fermionų sukinyss 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.

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.

Įprastinė (stabilioji) materija yra sudaryta tik iš pirmosios kartos fermionų.

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	Žymuo	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	$+2/3$	+1/2	0	0	0	0	1,5–4,0	
	d	1/3	1/2	$-1/3$	-1/2	0	0	0	0	4–8	
2	c	1/3	1/2	$+2/3$	0	1	0	0	0	1150–1350	10^{-12} – 10^{-13}
	s	1/3	1/2	$-1/3$	0	0	-1	0	0	80–130	10^{-8} – 10^{-10}
3	t	1/3	1/2	$+2/3$	0	0	0	1	0	171400 ± 2100	$\sim 10^{-25}$
	b	1/3	1/2	$-1/3$	0	0	0	0	-1	4100–4400	10^{-12} – 10^{-13}

8.3. Spalvinis krūvis. Hadronai

Žinome, kad elektromagnetinės sąveikos šaltiniai yra elektros krūviai. 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 „spalva“.

Kvarko galimos spalvos: „raudona“, „žalia“ ir „mėlyna“.

Antikvarko galimos spalvos yra „anti-raudona“, „anti-žalia“ ir „anti-mėlyna“.

Visų dalelių, kurios gali būti laisvos, *pilnutiniai* spalviniai krūviai yra lygūs nuliui, t. y. jos yra „bespalvės“ („baltos“). Tokią dalelę galima gauti sujungus tris skirtingų spalvų kvarkus arba antikvarkus (analogija su balta šviesa) arba kvarką ir antikvarką. Todėl, pvz., 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.

Subatominės dalelės, kurios sudarytos iš kvarkų arba antikvarkų (t. y. barionai ir mezonai bei jų antidalelės), vadinamos *hadronais*.

8.4. Izosukinys ir „aromato“ kvantiniai skaičiai. Antidalelės

Tiriant hadronus ir jų virsmus, buvo apibrėžti penki nauji kvantiniai skaičiai:

- 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: bet kurio hadrono kvantiniai skaičiai I_z , S , C , B' ir T yra lygūs jų sudarančių kvarkų atitinkamų skaičių sumai. Kiekvienos rūšies kvarko tik vienas iš tų skaičių skiriasi nuo nulio. Paskutinių keturių kvantinių skaičių (S , C , B' ir T) visuma vadinama duotojo kvarko (arba iš kvarkų sudarytos dalelės – hadrono) „aromatu“ (angl. *flavour*).

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	$5,2 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$
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 brūkšnys	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>.

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>.

Kiekvienai dalelei priskiriami keli adityvūs **krūviai**:

(a) hadrono **barioninis krūvis** (barionų skaičius) $B = (N_q - N_{\bar{q}})/3$. Kvarko $B = 1/3$.

(b) hadrono **elektros krūvis**: $q = I_z + \frac{1}{2}(B + S + C + B' + T)$,

(c) leptono **leptoninis krūvis** (leptonų skaičius) $L = n_l - n_{\bar{l}}$.

Atskirų leptonų kartų leptoniniai krūviai (leptonų skaičiai):

(c.1) **elektroninis krūvis** L_e (+1 elektronui ir elektroniniam neutriniui),

(c.2) **miuoninis krūvis** L_μ (+1 miuonui ir miuoniniam neutriniui),

(c.3) **τ leptoninis krūvis** (+1 τ leptonui ir τ neutriniui).

Pilnutinis leptoninis krūvis:

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau.$$

Absoliučiai neutrali dalelė – tai tokia dalelė, kurios $q = 0$, $B = 0$ ir $L = 0$.

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 sukinio kvantinį skaičių, o visi krūviai, izosukinio projekcija ir aromato kvantiniai skaičiai yra priešingi.

Barionų $B = 1$, antibarionų $B = -1$, o mezonų $B = 0$.

Neturinčią elektros krūvio dalelę galima atskirti nuo jos antidalelės pagal *spirališkumą* (angl. *helicity*) – dalelės sukinio projekcijos į dalelės judesio kiekio kryptį ženklą. Spirališkumo apibrėžimas:

$$h = \frac{\mathbf{L}_s \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{L}_s \cdot \mathbf{p}|};$$

čia \mathbf{L}_s yra dalelės sukinio vektorius, o \mathbf{p} yra jos judesio kiekio vektorius. Dalelės, kurių $h = +1$ (t. y. kurių sukinyš nukreiptas judesio kiekio kryptimi), vadinamos „dešininėmis“, o dalelės, kurių $h = -1$ (t. y. kurių sukinyš nukreiptas priešinga judesio kiekiui kryptimi), vadinamos „kairinėmis“. Neutrinai yra kairinės dalelės, o antineutrinai – dešininės.

Hadronus galima suskirstyti į *izomultipletus* – mažas hadronų šeimas, kurių nariai yra tapatūs vienas kitam stipriosios sąveikos atžvilgiu. Vieno izomultipleto narių masės yra apytiksliai vienodos, o elektros krūviai yra skirtingi. Izomultipleto pavyzdys – protonas ir neutronas (izodubletas). Izomultipleto nariai turi vienodus atitinkamus aromato kvantinius skaičius (S , C , B' ir T) ir vienodą *izosukinį* (I), tačiau skirtingą izosukinio projekciją. Izosukinio projekcija (I_z) lemia u ir d kvarkų fizikinių savybių skirtumus. *Izosukinio projekcija* (I_z) gali būti lygi

$$I_z = -I, -I + 1, \dots, I - 1, I. \quad (8.3.1)$$

u ir d kvarkų izosukinys lygus $1/2$, o jo galimos projekcijos yra $\pm 1/2$ (kaip ir įprastinio sukinio). Izomultipleto narių yra tiek, kiek yra galimų I_z verčių, t. y. $2I + 1$.

Hadrono izosukinys 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 izosukinys (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. Jeigu izosukinys lygus 1, tada jo projekcija gali būti 0 arba ± 1 (izotripletas):

$$\text{„uu“ atitinka } I_z = 1/2 + 1/2 = 1,$$

$$\text{„ud“ atitinka } I_z = 1/2 - 1/2 = 0,$$

$$\text{„dd“ atitinka } I_z = -1/2 - 1/2 = -1.$$

Tačiau hadronas negali būti sudarytas tik iš dviejų kvarkų. Realus hadrono atveju vienas kvarkas turėtų būti pakeistas antikvarku (mezonas) arba reikėtų pridėti dar vieną kvarką (barionas). Mezonų izotripleto ($I = 1$) pavyzdys:

$$\pi^+ (u\bar{d}, I_z = +1),$$

$$\pi^- (\bar{u}d, I_z = -1)$$

$$\pi^0 \left(\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}, I_z = 0 \right).$$

Izosingleto pavyzdys – omega (ω) mezonas: $\frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}}$.

Jeigu hadrono sudėtyje yra trys kvarkai (barionas), tada pagal kvantinę impulso momentų sudėties taisyklę $I = 1/2$ arba $3/2$. Vertė $I = 1/2$ atitinka izodubletą (pavyzdys – protonas ir neutronas). Vertė $I = 3/2$ atitinka izokvartetą (pavyzdys – Delta barionai).

Hadronų, kurie priklauso vienam izomultipletui, atitinkami aromato kvantiniai skaičiai (S , C , B' ir T) yra vienodi. Jeigu bent vienas iš tų skaičių yra nenulinis, tada to hadrono antidalelė priklauso kitam izomultipletui. Pvz., kaonai K^+ ir K^0 sudaro vieną izodubletą, o jų antidalelės K^- ir \bar{K}^0 – kitą.

8.5. Tvermės dėsniai

Tvermės dėsniai elementariųjų dalelių fizikoje vaidina daug 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 nevaizdina jokio vaidmens makroskopiniame pasaulyje.
2. Mikropasaulyje visi vyksmai, kurių nedraudžia tvermės dėsniai, yra galimi.

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

1. Tvermės dėsniai, kurie susiję su keturmatės įvykių erdvės geometrija:
 - a) energijos tvermės dėsnis (susijęs su laiko vienalytiškumu),
 - b) judesio kiekio tvermės dėsnis (susijęs su erdvės vienalytiškumu),
 - c) judesio kiekio momento tvermės dėsnis (susijęs su erdvės izotropija).

Šie dėsniai yra tikslūs, t. y. jie galioja visomis sąlygomis.

2. **Tikslieji krūvio tvermės dėsniai:** elektros (q), barioninis (B) ir leptoninis (L) krūviai yra adityvūs tvarūs dydžiai.
3. **Apytiksliai tvermės dėsniai** galioja tik tam tikromis sąlygomis (pvz., tik vyksmuose, kuriuos sukelia tam tikros rūšies sąveika). Vienas iš tokių dėsnų yra **aromato tvermės dėsnis:** virsmuose, kurie vyksta dėl stipriosios arba elektromagnetinės sąveikos, kvantiniai skaičiai I_z , S , C , B' , T nekinta. Silpnoji sąveika šio dėsnio neatitinka.

8.6. Dalelių virsmai

Dalelės gali atsirasti *kitų* dalelių sąveikos metu:

$$E = Mc^2.$$

Skaidos metodas – pagrindinis eksperimentinis dalelių virsmų tyrimo būdas.

Mažėjant tiriamųjų dalelių matmenims, reikia didinti susidūrimo energiją. Tai išplaukia iš Heizenbergo nelygybės:

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

Jeigu dalelė yra ultrareliatyvistinė, tada

$$E \approx cp.$$

Todėl

$$\Delta p \approx \Delta E / c,$$

ir

$$\Delta E \Delta x \geq c\hbar / 2.$$

Išreiškus ΔE elektronvoltais, o Δx – metrais, $\Delta E \geq 10^{-7} / \Delta x$. Didžiausios šiuo metu pasiekiamos dalelių energijos (ΔE) yra 1000 GeV eilės. Atitinkami mažiausieji tiriamieji atstumai (Δx) yra 10^{-19} m eilės.

Dalelių virsmai yra trijų rūšių:

1. Tamprioji sklaida. Apibendrintoji lygtis:

$$a + b \rightarrow a + b.$$

Šiuo atveju dalelės neišnyksta ir neatsiranda, o keičiasi tik dalelių judėjimo būseną.

2. Netamprieji procesai (reakcijos):

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n.$$

Reakcijos šiluma:

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

Egzoterminės reakcijos pavyzdys:

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

Endoterminės reakcijos pavyzdys:

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} - 1,9 \text{ GeV}.$$

Visas galimas reakcijas nusako tvermės dėsniai. Absoliučiai neutralių dalelių išnykimo ir atsiradimo nedraudžia jokie tvermės dėsniai. Dalelės ir atitinkamos antidalelės atsiradimą gali uždrausti tik energijos (masės) tvermės dėsnis.

3. Dalelių skilimas:

$$a \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n.$$

Šio vyksmo ypatybė yra ta, kad jis yra savaiminis (yra tik viena pirminė dalelė).

Pvz., neutrono beta skilimas:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

Skilimas visada yra „egzoterminis“ ($Q > 0$).

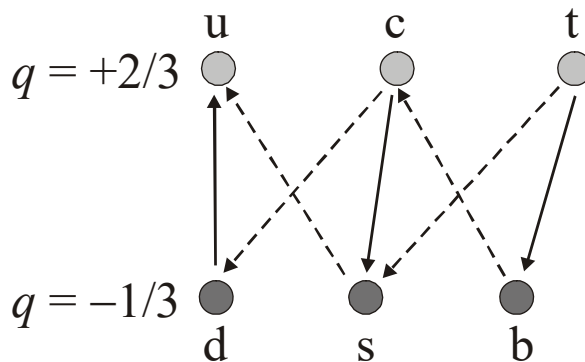
Hadronų skilimą gali sukelti silpnoji, elektromagnetinė arba stiprioji sąveika. Požymiai:

- 1) jeigu, skilus hadronui, susidarė dalelės, kurių pilnutiniai aromato skaičiai skiriasi nuo atitinkamų pirminio hadrono skaičių, tai reiškia, kad skilimas įvyko dėl silpnosios sąveikos,
- 2) hadronų skilimai, kuriuos sukelia elektromagnetinė sąveika, yra ypatingi tuo, kad jų metu išspinduliuojami fotonai,
- 3) hadronų skilimuose, kuriuos sukelia stiprioji sąveika, susidaro tik kiti hadronai.

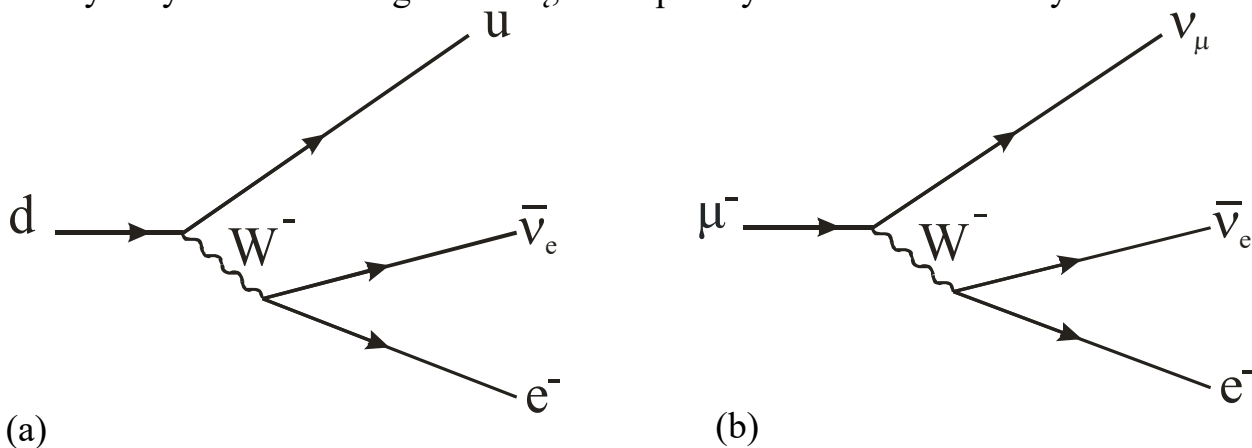
Jeigu hadrono skilimą sukelia silpnoji sąveika, tada vidutinė gyvavimo trukmė (τ) sparčiai mažėja didėjant Q : kuo didesnė Q , tuo trumpesnė τ . Dažniausiai Q yra 10^2 – 10^3 MeV eilės. Neutrono skilimas – išimtis: $Q = 0,79$ MeV, $\tau \approx 15$ min.

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

Miuono skilimo lygtis:

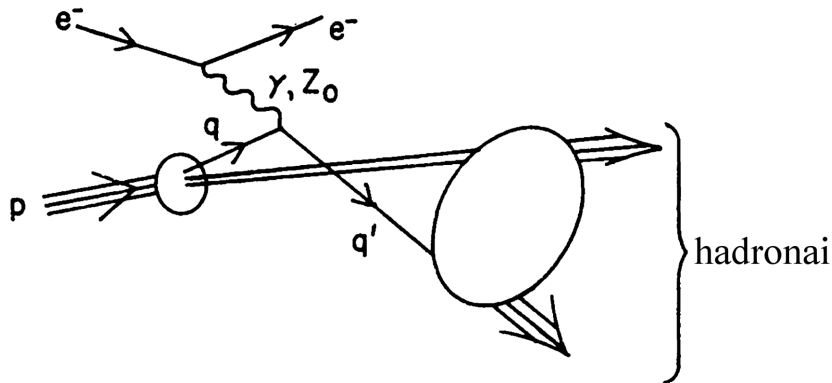
$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Šis virsmas yra analogiškas d kvarko skilimui į u kvarką (žr. 8.2a pav.).

Protono vidinės struktūros tyrimui reikalingos dalelės, kurių energija $> 100 \text{ MeV}$. Jos neturi dalyvauti stipriojoje sąveikoje (pvz., elektronai). Tokie nukleonų sandaros tyrimai analogiški Rezerfordo eksperimentams, kurie patvirtino branduolinį atomo sandaros modelį.

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.

Tokia elektronų sklaida yra netamprioji: protonas yra suskaldomas į atskirus kvarkus („gilioji netamprioji sklaida“). Atsiradus laisvam kvarkui, savaime susikuria kiti kvarkai ir susijungia su laisvuoju kvarku, susidarant hadronams („kvarko hadronizavimas“).



8.3 pav. Gili netamprioji elektronų sklaida protonais

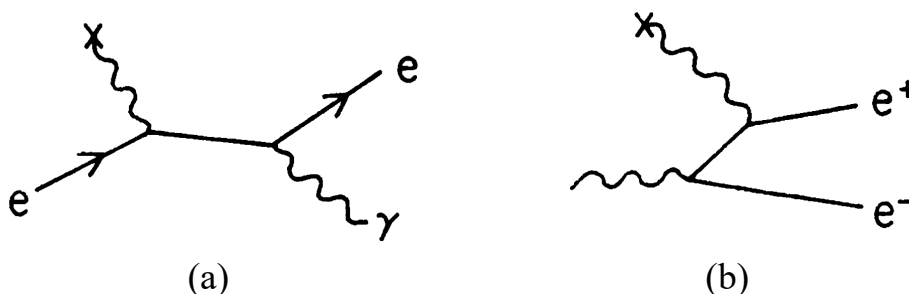
Dalelių virsmus įprasta vaizduoti *Feinmano diagramomis*.

Supaprastintos Feinmano diagramos sudarymo taisyklės:

- 1) sąveikos įvykiai vaizduojami taškais („mazgais“), iš kurių dažniausiai išeina trys linijos;
- 2) kiekviena linija atitinka elementariąją dalelę: linijos, kurios sujungtos tik su vienu mazgu, atitinka pradines arba galutines daleles, o linijos, kurios jungia du mazgus, atitinka virtualiąsias daleles;
- 3) jeigu dalelė yra fermionas, tada linija yra tiesi, o jeigu bozonas, tada linija yra vingiuota.

Kiekviena Feinmano diagrama turi laiko ašį (kryptis – iš kairės į dešinę arba iš apačios į viršų). Mazgų ir linijų išsidėstymas atitinka eiliškumą laike.

Mazgų skaičius Feinmano diagramoje – tai atitinkamo vyksmo „eilė“. Elementariojo vyksmo tikimybė sparčiai mažėja didėjant jo eilei, ir šis mažėjimas yra tuo spartesnis, kuo silpnesnė sąveika, sukelianti tą vyksmą.



8.4 pav. (a) stabdomosios spinduliuotės atsiradimas, (b) porų kūrimas

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 krūvio skaičius), 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 neprieštarauja kvarkų modeliui?

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

Maždaug 1000 įvairių branduolių krinta iš kosmoso į kiekvieną kvadratinį metrą per 1 s.

90 % yra protonai, 9 % yra alfa dalelės, o likusieji yra sunkesnieji branduoliai.

Be to, apie 1 % visų iš kosmoso į Žemę krintančių dalelių yra elektronai.

Dauguma branduolių yra reliatyvistiniai ($E \geq m_0c^2$) arba ultrareliatyvistiniai ($E \gg m_0c^2$).
[Protono $m_0c^2 \approx 938$ MeV.] Retkarčiais $E > 10^{20}$ eV (t. y. $E > 16$ J).

Istorinis tų dalelių pavadinimas yra „kosminiai spinduliai“ (jie atrasti maždaug 1910 m.).

Pagrindiniai kosminių spindulių fizikos klausimai:

- „Kur atsiranda kosminiai spinduliai?“
- „Kaip jie pagreitinami iki tokių didelių energijų?“

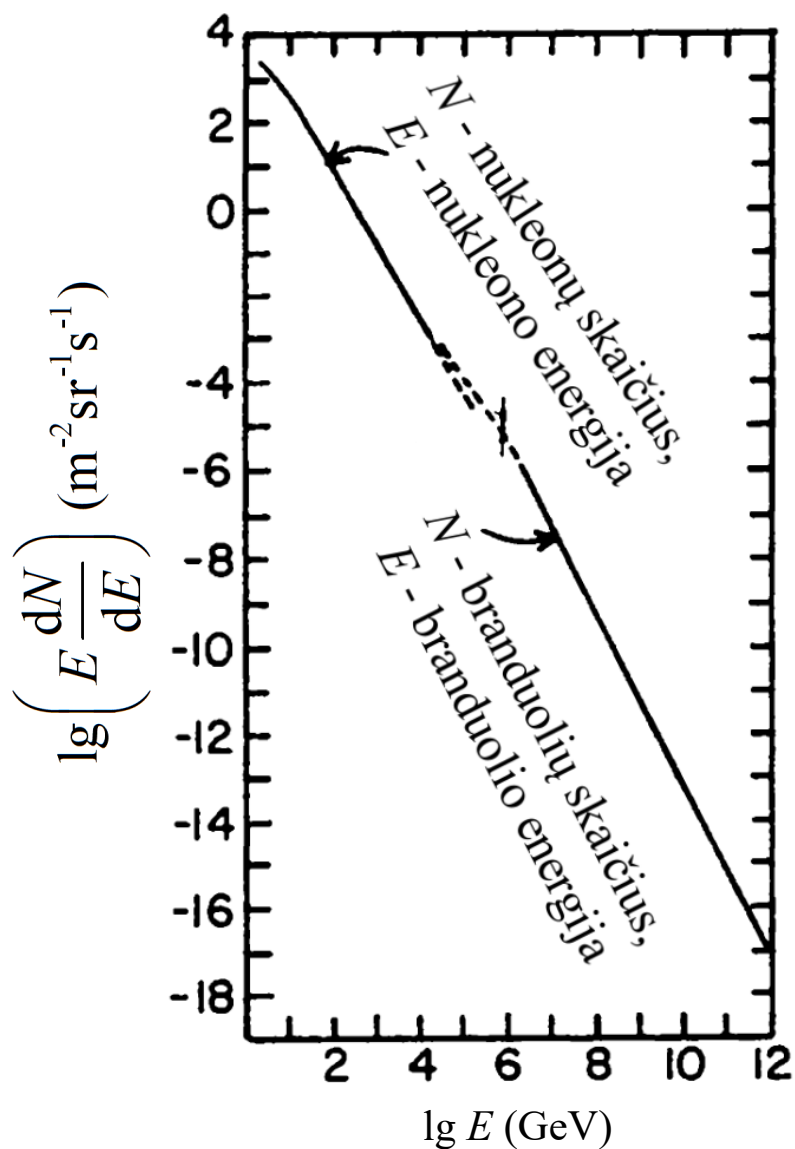
Beveik visi kosminiai spinduliai atsiranda už Saulės sistemos ribų, tačiau mūsų Galaktikoje.

Didžiausių energijų kosminiai spinduliai greičiausiai atsiranda už mūsų Galaktikos ribų.

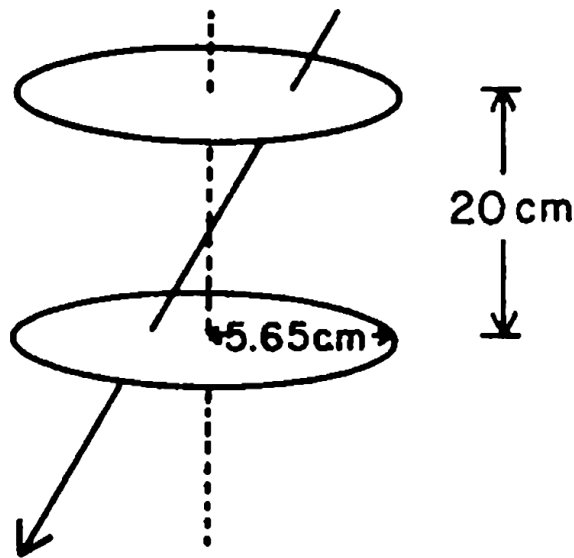
Tiriant kosminius spindulius, ypač svarbi elementariųjų dalelių fizika, nes ji padeda atsakyti į įvairius astrofizikos klausimus:

- Antrinių kosminių spindulių kūrimas. Jų intensyvumas suteikia informacijos apie kosminių spindulių sklidimą tarpžvaigždine terpe ir tuo pačiu – apie jos sudėtį.
- Fotonų, neutrinių ir kitų silpnai sąveikaujančių su tarpžvaigždine terpe dalelių kūrimas kosminių spindulių greitinimo vietose. Tokių dalelių taškinių šaltinių stebėjimai leidžia suprasti to greitinimo fizikinius mechanizmus.
- Ypač silpnai sąveikaujančių antrinių dalelių (miuonų ir neutrinių) detektavimas naudojant didelius požeminius detektorius.
- Dalelių „liūtyš“ atmosferoje ir jų sąryšis su kosminiais spinduliais, kurie jas sukuria.

9.2. Kosminių spindulių tyrimų tipai



9.1 pav. Pilnutinis kosminių spindulių energijos spektras. Pasirinkus tašką ant šios kreivės ir antilogaritmavus jo ordinatę, gaunamas skaičius nukleonų arba branduolių, kurių energijos yra maždaug nuo $0,6E$ iki $1,6E$



9.2 pav. Mažo kosminių spindulių teleskopo schema

Pavyzdys:

Du lygiagretūs detektoriai, kurie prijungti prie sutapčių įtaiso („teleskopas“).

Detektorių plotas 100 cm^2 , atstumas tarp jų 20 cm .

$$\Omega \approx 100 \text{ cm}^2 / (20 \text{ cm})^2 = 0,25 \text{ sr}.$$

Diferencialinis srauto tankis, atitinkantis $E = 1 \text{ GeV}$, yra maždaug $10^4 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Todėl kosminių nukleonų su energijomis nuo 600 MeV iki $1,6 \text{ GeV}$, kurie kerta abu diskus per 1 s , skaičius yra $10^4 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \cdot 0,01 \text{ m}^2 \cdot 0,25 \text{ sr} = 25 \text{ s}^{-1}$.

Išvada: 1 GeV eilės energijos kosminius spindulius galima gana tiksliai tirti naudojant mažus detektorius, kurie patalpinti virš Žemės atmosferos.

Didesnio detektoriaus pavyzdys: detektoriaus, kuris buvo JAV kosminėje laboratorijoje „Spacelab“ 1985 m., darbo trukmė buvo 94 val . Jo apertūra $2 \text{ m}^2 \text{ sr}$. Pilnutinis į jį pataikiusių kosminių dalelių su energijomis nuo 600 GeV iki $1,6 \text{ TeV}$ skaičius lygus

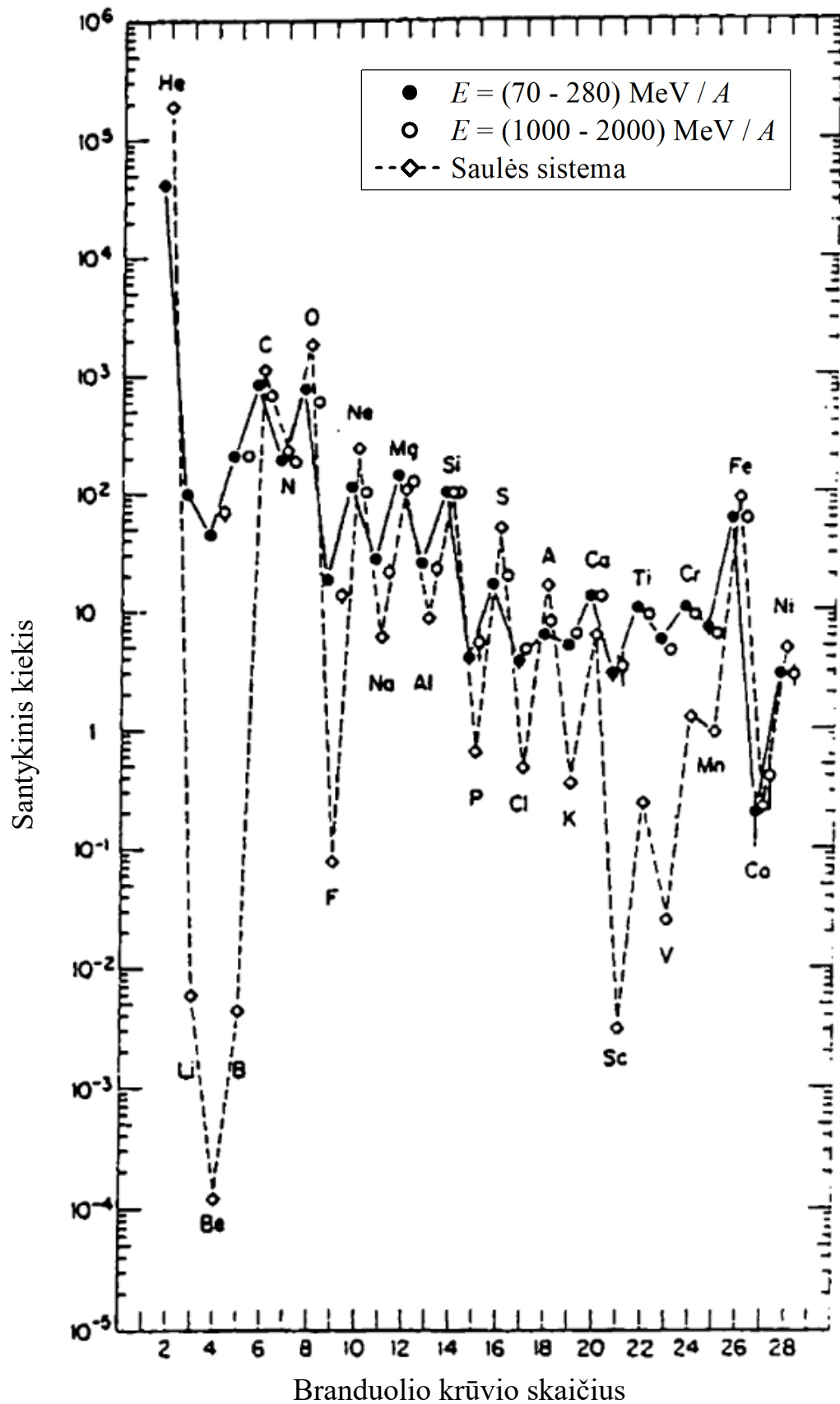
$$10^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \cdot 2 \text{ m}^2 \text{ sr} \cdot 94 \cdot 3600 \text{ s} \approx 7 \cdot 10^4.$$

Tačiau dalelių, kurių $E > 100 \text{ TeV}$, buvo tik apie 50 .

Išvada: Kosmines daleles, kurių energija yra 100 TeV eilės arba didesnė, galima tirti tik detektoriais, kurie yra ant Žemės paviršiaus.

Ant Žemės paviršiaus esantys detektoriai detektuoja tik antrinių dalelių liūčių liekanas. „Oro liūčių matrica“: daug detektorių kelių kvadratinių kilometrų plote.

9.3. Kosminių spindulių sudėtis



9.3 pav. Cheminių elementų santykiniai kiekiai kosminiuose spinduliuose, lyginant su santykiniais kiekiais Saulės sistemoje (brūkšninė linija). Visi kiekiai išreikšti procentais Si atžvilgiu.

„Zigzag“ formos priklausomybė nuo atominio numerio Z atsiranda todėl, kad branduolių su lyginiu Z vidutinė ryšio energija yra didesnė negu panašaus krūvio branduolių su nelyginiu Z (taip yra dėl porų dėmens Veiczekerio formulėje).

Yra dvi elementų grupės, kurių santykiniai kiekiai kosminiuose spinduliuose yra keliomis eilėmis didesni negu Saulės sistemoje:

- 1) Li, Be, B ($3 \leq Z \leq 5$),
- 2) Sc, Ti, V, Cr, Mn ($21 \leq Z \leq 25$).

Šie elementai atsiranda dėl branduolių skaldymo reakcijų: pirmosios grupės branduoliai atsiranda skaldant anglies ($Z = 6$) ir deguonies ($Z = 8$) branduolius, o antrosios grupės branduoliai – skaldant geležies ($Z = 26$) branduolius.

Pagal skaldymo reakcijų skerspjūvius ir tų reakcijų produktų kiekį kosminiuose spinduliuose nustatyta, kad masinis atstumas, kurį nukeliavo kosminiai branduoliai, 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

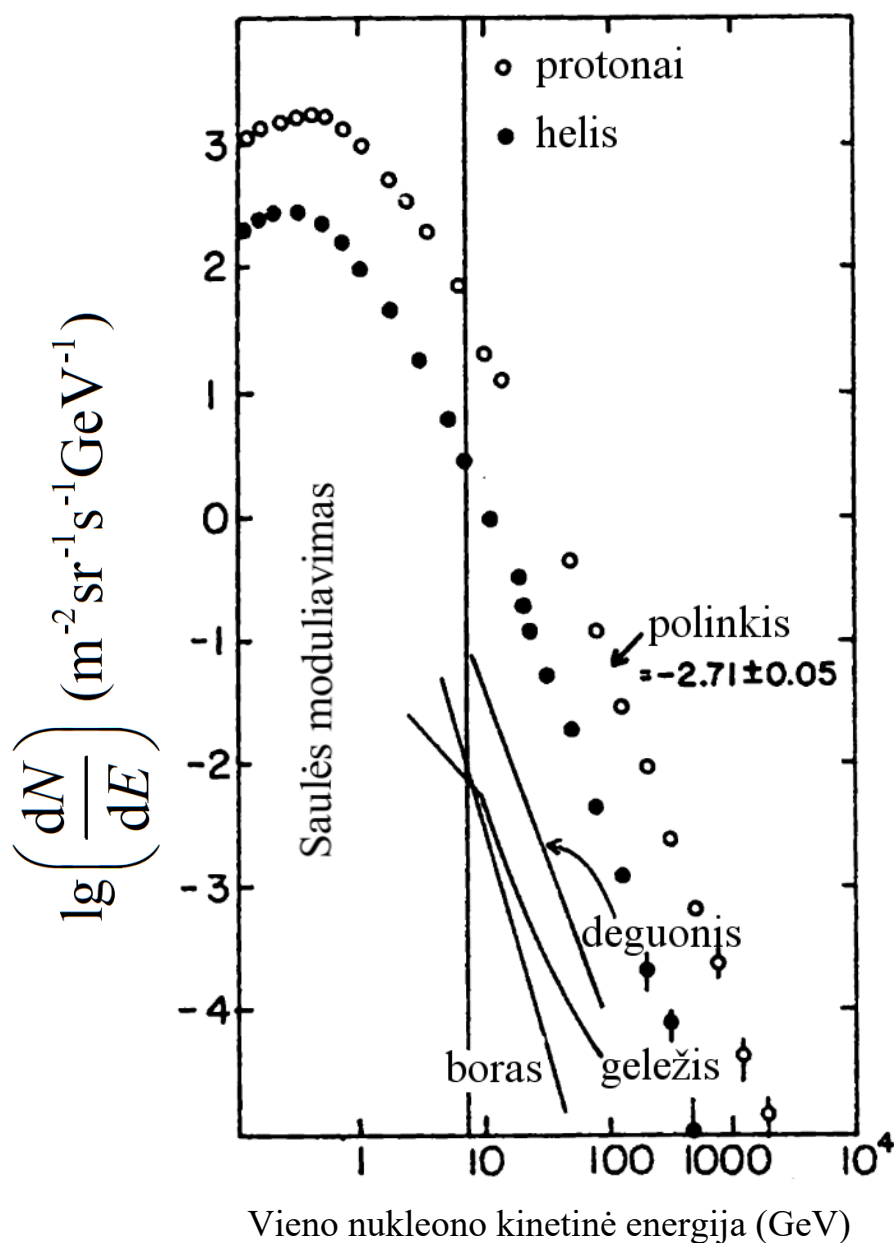
$$l = \frac{X}{m_p n_N} \approx \frac{5 \text{ g/cm}^2}{1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot 1 \text{ cm}^{-3}} \approx 3 \cdot 10^{24} \text{ cm} \approx 1000 \text{ kpc}.$$

Parsekas: $1 \text{ pc} = 3,26 \text{ šviesmečio (šm)} = 3,26 \cdot 9,46 \cdot 10^{15} \text{ m} = 3,0857 \cdot 10^{16} \text{ m}.$

$$l \gg d \approx 0,1 \text{ kpc}, \tag{9.3.2}$$

čia d yra pusė Galaktikos disko storio. Tai rodo, kad kosminių spindulių sklaidimas yra 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. Kelių kosminių spindulių komponenčių energijos spektrai. Į kairę nuo vertikaliosios linijos sruto tankis Žemės aplinkoje stipriai priklauso nuo Saulės magnetinio lauko, kuris kinta laike su Saulės ciklo periodu (≈ 11 metų). Šis efektas vadinamas „Saulės moduliavimu“.

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

Kreivė, kuris atitinka borą, yra statesnė (t. y. parametras γ didesnis). Taip yra todėl, kad boras yra skaldymo reakcijos produktas. Didesnių energijų branduoliai suskaldo mažiau branduolių per laiką, kol jie yra Galaktikos viduje. Tai reiškia, kad jie trumpiau būna Galaktikos viduje.

Kosminių spindulių išlaikymo Galaktikoje fizikinis mechanizmas yra jų dalelių sąveika su tarpžvaigždiniu magnetiniu lauku. Tačiau toks aiškinimas yra tinkamas tik tuo atveju, jeigu Galaktikos magnetinio lauko energijos tankis yra didesnis negu kosminių spindulių energijos tankis arba bent jau tos pačios didumo eilės.

Dalelių *srauto tankis* j (vienetinio ploto sferą per laiko vienetą kertančių dalelių skaičius):

$$j = 4\pi \int_0^{\infty} \frac{dN}{dE} dE .$$

$\frac{dN}{dE} dE$ – tai dalelių su energijomis nuo E iki $E + dE$ kampinis srauto tankis. Šios dalelės juda vienodu greičiu $v = \beta c$. Tada dalelių koncentracija lygi jų srauto tankio ir greičio santykiui:

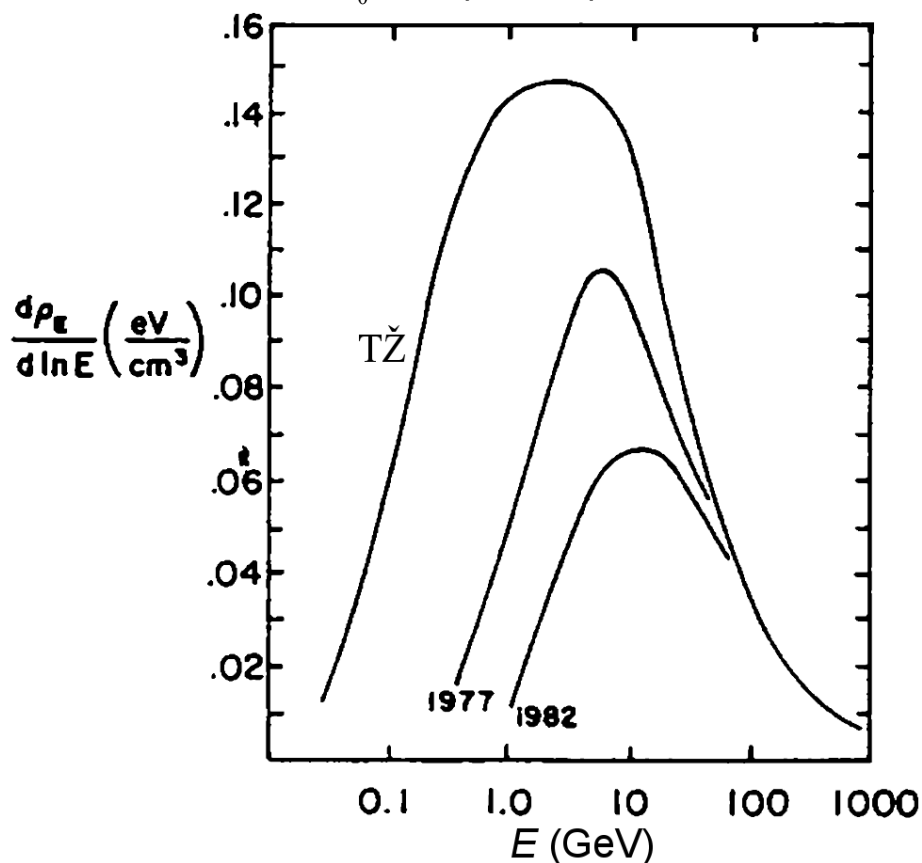
$$dn_E = 4\pi \frac{dN}{dE} \frac{dE}{\beta c} .$$

Šių dalelių energijos tankis:

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

Visų energijų kosminių spindulių energijos tankis:

$$\rho_E = 4\pi \int_0^{\infty} E \frac{dN}{dE} \frac{dE}{\beta c} = \int \frac{4\pi E^2}{\beta c} \frac{dN}{dE} d(\ln E) .$$



9.5 pav. Energijos tankio pasiskirstymas kosminiuose spinduliuose

Protonų $\rho_E = 0,83 \text{ eV} / \text{cm}^3$, kitų branduolių $\rho_E = 0,27 \text{ eV} / \text{cm}^3$.

Galaktikos magnetinio lauko energijos tankis lygus $B^2 / (2\mu_0)$, čia $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$, $B \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ – vidutinė magnetinė indukcija tarpžvaigždinėje erdvėje. Apskaičiavę gauname tokią Galaktikos magnetinio lauko energijos tankio vertę: $0,22 \text{ eV} / \text{cm}^3$.

9.5. Dalelių liūtis lygtis

Antrinių dalelių atsiradimas atmosferoje 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“. Elementarieji vyksmai vienoje liūtyje:

- 1) reakcijos,
- 2) antrinių dalelių skilimas.

Dalelių srauto tankio priklausomybė nuo atstumo ir energijos išreiškiama diferencialine lygtimi. Paprasčiausia yra nukleonų liūtis lygtis, nes nukleonai yra stabilūs (nėra skilimo dėmens):

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

čia $N(E, X)$ yra nukleonų, kurių energija E , diferencialinis srauto tankis gylyje X .

Diferencialinis srauto tankis – tai skaičius per laiko vienetą ploto vienetui ir energijos vienetui. Gylis X atskaitomas nuo atmosferos viršaus išilgai nukleonų judėjimo linijos.

$\lambda_N(E)$ yra nukleono, kurio energija E , laisvasis kelias:

Visus atstumus (X , λ_N ir kt.) įprasta išreikšti masinio ilgio vienetais, t. y. g/cm^2 .

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

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, gauname $\lambda_N \approx 80 \text{ g}/\text{cm}^2$.

I dėmuo (9.5.1) reiškinyje – energijos E nukleonų pašalinimas dėl jų susidūrimų su branduoliais.

II dėmuo – energijos E nukleonų kūrimas dėl reakcijų, kurias sukelia visų energijų nukleonai.

Todėl pointegraliniame reiškinyje turi būti daugiklis

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

čia $dn_E(E, E')$ yra vidutinis skaičius sukurtų nukleonų su energijomis nuo E iki $E + dE$, įvykus vienam energijos E' nukleono susidūrimui. Tačiau įprasta naudoti bedimensį dydį F_{NN} :

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

Tai yra **santykinis reakcijos skerspjūvis** (angl. *inclusive cross section*). Bendroji reakcijos (a, c) santykinio skerspjūvio apibrėžtis:

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

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.

(9.5.1) lygties sprendimas *kintamųjų atskyrimo metodu*:

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

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 puses iš $G(E) g(X)$:

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

Kairėje ir dešinėje lygybės pusėse yra skirtingų ir nepriklausomų argumentų (X ir E) funkcijos. Todėl lygybė yra galima tik tada, kai abi tos funkcijos yra lygios tam tikrai konstantai.

Ta konstanta vadinama *atskyrimo konstanta*. Ją žymėsime $-1/\Lambda$:

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

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

Suintegravus (9.5.9a), randama, kad srauto tankio priklausomybė nuo X yra eksponentinė:

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

Λ – tai atstumas, kuriame duotos energijos nukleonų srauto tankis sumažėja $e \approx 2,7$ karto.

Atstumas Λ vadinamas *silpimo ilgiu*.

Bendruoju atveju reiškiny, kuris yra (9.5.9b) lygybės kairiojoje pusėje, nėra konstanta, todėl kintamųjų X ir E atskyrimas neįmanomas. Toliau suformuluotos trys prielaidos, kurioms galiojant, kintamieji X ir E atsiskiria (t. y. (9.5.9b) kairėje esantis reiškiny yra konstanta):

I. Pirminių nukleonų (kosminių spindulių) energijos spektras yra laipsninė energijos funkcija:

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

II. Nukleono laisvasis kelias nepriklauso nuo energijos:

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

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

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

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

Tada, atlikus integravimo kintamojo pakeitimą

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

(9.5.9b) lygybė virsta tokia lygybe:

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

Šios lygybės kairėje esantis reiškiny yra konstanta, todėl kintamieji atsiskiria:

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

T. y. nukleonų energijos spektras yra proporcingas kosminių spindulių spektrui visuose gyliuose.

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

Apibendrinant liūties lygtį bet kokios rūšies hadronams, reikalingi du papildymai:

1) dėmuo, kuris atspindi hadronų skilimą,

2) vietoj vieno integralo turi būti analogiškų integralų suma įvairių pirminių hadronų atžvilgiu.

Dėmuo, kuris atspindi i -tosios rūšies hadronų skilimą:

$$-\frac{N_i(E, X)}{d_i},$$

čia d_i yra vidutinis **skilimo ilgis** (vidutinis atstumas, kurį nulekia hadronas iki skilimo).

Lygtis, kuri nusako i -tosios rūšies hadronų, kurių energija E , diferencialinį srauto tankį:

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

čia sumuojama visų galimų pirminių hadronų rūšių atžvilgiu.

Skilimo ilgis lygus

$$\tau_L v = \tau_L \beta c,$$

čia τ_L yra vidutinė hadrono gyvavimo trukmė laboratorinėje atskaitos sistemoje, o v yra jo greitis.

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

čia γ_L yra **Lorenco faktorius**:

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

Masinis skilimo ilgis lygus

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

Kadangi

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

tai

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

Daugiklių $1 / \lambda_i$ ir $1 / d_i$ santykis lemia, kuris iš dviejų procesų – susidūrimai ar skilimas yra svarbesnis. Kadangi skilimo ilgis d_i priklauso nuo tankio ρ , tai jis priklauso ir nuo gylio X .

9.6. Oro tankio įtaka dalelių liūtimis atmosferoje

Pagal idealiųjų dujų lygtį

$$p/\rho \sim T,$$

čia p yra oro slėgis, o T yra temperatūra. Slėgis p yra tapatus vertikaliam masiniam gyliui X_v :

$$p = X_v = X \cos \theta,$$

čia θ yra zenitinis kampas.

$$\rho = -\frac{dX_v}{dh}.$$

$$\frac{X_v}{-dX_v/dh} \sim T.$$

Jeigu temperatūra T yra konstanta, tada ir pastaroji trupmena yra konstanta h_0 , kuri vadinama „skalės aukščiu“ (angl. *scale height*).

$$\frac{1}{X_v} \frac{dX_v}{dh} = -\frac{1}{h_0}.$$

Jeigu $h_0 = \text{const}$, tada

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

($X_0 \approx 1030 \text{ g/cm}^2$). Kadangi T priklauso nuo aukščio, tai h_0 irgi priklauso nuo aukščio: jūros lygyje (kai $X_v = X_0$) $h_0 \approx 8,4 \text{ km}$, o kai $X_v < 200 \text{ g/cm}^2$ $h_0 \approx 6,4 \text{ km}$. Jeigu h kitimo intervalas yra pakankamai siauras, tada apytiksliai skaičiuojant galima remtis prielaida, jog $h_0 \approx \text{const}$. Tada

$$\rho = \frac{X_v}{h_0} = \frac{X \cos \theta}{h_0}.$$

Atvirkštinis skilimo ilgis:

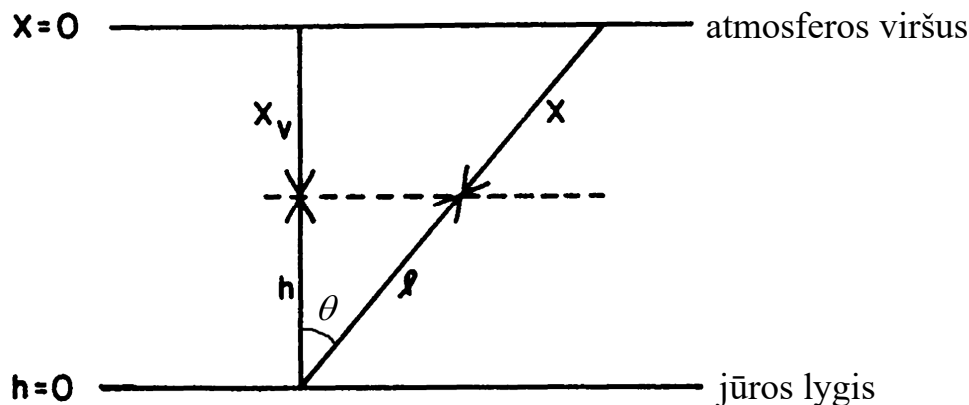
$$\frac{1}{d_i} \approx \frac{m_i c^2}{E c \tau_i \rho} = \frac{m_i c^2 h_0}{E c \tau_i X \cos \theta} = \frac{\varepsilon_i}{E_i X \cos \theta},$$

$$\varepsilon_i \equiv \frac{m_i c^2 h_0}{c \tau_i}.$$

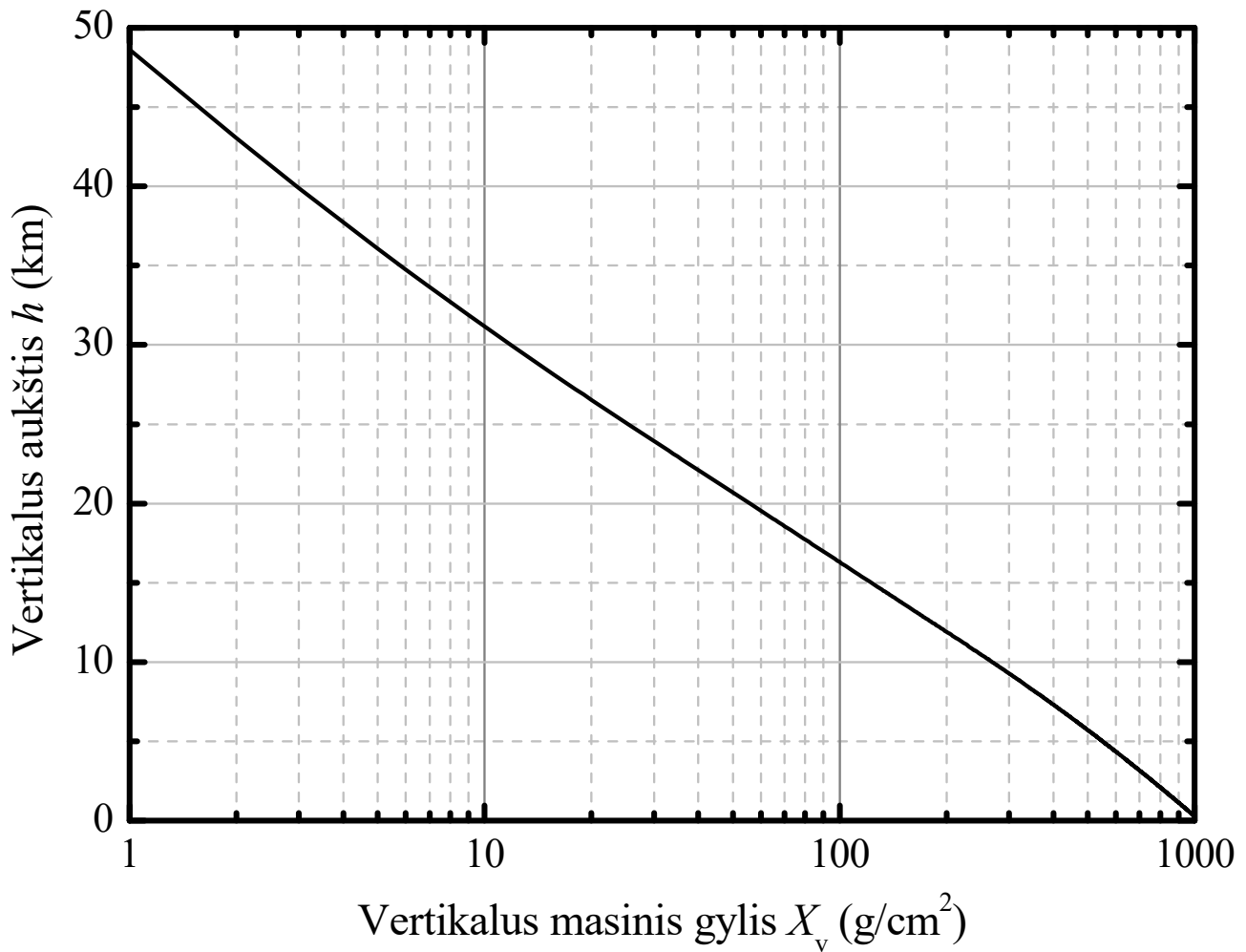
Jeigu $\varepsilon_i / E_i \ll 1$, tada

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

t. y. skilimo galima nepaisyti.



9.6 pav. Kintamieji, kurie naudojami apibrėžiant atmosferą



9.7 pav. Vertikaliojo aukščio priklausomybė nuo vertikaliojo masinio gylio

9.1 lentelė. Skilimo parametrai, atitinkantys viršutinį atmosferos sluoksnį ($h_0 = 6,4$ km)

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

Pirmosios eilės diferencialinių lygčių sistema:

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

Supaprastinimai remiasi tokiomis pačiomis prielaidomis kaip ir sprendžiant nukleonų lygtį:

$$\lambda_i = \text{const}, \quad (9.7.1)$$

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

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

Tada X ir E atsiskiria, o priklausomybė nuo E yra tokia pati kaip pirminių kosminių spindulių:

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

Tačiau $g_i(X)$ nėra vienos eksponentės pavidalo (kitaip negu nukleonams). Įrašius (9.7.4) į (9.5.19):

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

čia Z_{ji} yra **reakcijos momentai**:
$$Z_{ji} = \int_0^1 (x_L)^{\gamma-1} F_{ji}(x_L) dx_L. \quad (9.7.6)$$

Pavyzdys – pionų ir kaonų srautų tankių priklausomybės nuo gylio. Kodėl jos svarbios:

- 1) π^\pm , K^\pm ir K_L yra labiausiai ilgaamžiai iš visų antrinių hadronų, išskyrus nukleonus,
- 2) π^\pm ir K^\pm skilimai yra pagrindinis miuonų ir miuoninių neutrinų šaltinis atmosferoje.

Tarsime, kad $E \gg \varepsilon_\pi = 115 \text{ GeV}$, todėl galima nepaisyti pionų skilimo.

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 nuo X priklausantis daugiklis nukleonų diferencialinio srauto tankio išraiškoje yra

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

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

(9.7.5) lygtis, kuri nusako pionų srauto tankį g_π , šiuo atveju yra

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

Įrašius $g_N(X)$ išraišką (9.7.7) į (9.7.9):

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

$$\text{Kraštinė sąlyga: } g_\pi(0) = 0. \quad (9.7.11)$$

Atitinkamas (9.7.10) lygties sprendinys:

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

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

Pionų srauto tankio (9.7.12) maksimumas yra ties

$$X = \ln(\Lambda_\pi / \Lambda_N) (\Lambda_N \Lambda_\pi) / (\Lambda_\pi - \Lambda_N), \quad (9.7.14)$$

$$\Lambda_N \approx 120 \text{ g/cm}^2, \quad \Lambda_\pi \approx 160 \text{ g/cm}^2, \quad \Lambda_K \approx 180 \text{ g/cm}^2 \quad (9.7.15)$$

Gylis, kuriame pionų srauto tankis yra didžiausias: $X \approx 140 \text{ g/cm}^2$. Tai atitinka 14 km aukštį.

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

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

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

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

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

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

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

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

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 ($\sim 1 / \lambda_i$),
- 2) pašalinimas dėl skilimo ($\sim 1 / d_i$),
- 3) atsiradimas dėl reakcijų (integralų suma).

Didžioji dalis hadronų atmosferoje susikuria dėl reakcijų (o ne dėl skilimo).

Tačiau mezonų skilimas yra svarbus fotonų bei leptonų šaltinis:

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

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

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

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

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

(skliaustuose procentais nurodytas „šakojimosi santykis“).

i -tosios rūšies dalelių **skilimo spektras**:

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

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

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

Tai yra i -tosios rūšies dalelių **kūrimo spektras**. $dn_{ij}(E, E') / dE$ – tai skilimo produkto energijos skirstinys. Paprasčiausias atvejis – dvi antrinės dalelės (pvz., skilimai (9.8.1), (9.8.2) ir (9.8.3)).

Pirminės dalelės rimties masę žymėsime M , o antrinių dalelių – m_1 ir m_2 .

Pagal energijos ir impulso tvermės dėsnius antrinių dalelių impulsas masės centro sistemoje lygus

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

π^{\pm} arba K^{\pm} skilimo atveju M yra piono arba kaono masė, $m_1 = \mu$ (miuono masė), o $m_2 = 0$. Tada

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

Laboratorinėje atskaitos sistemoje antrinių dalelių energijos priklauso nuo jų judėjimo krypties:

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

čia γ_L ir β atitinka pirminę dalelę.

$$\text{Kadangi } -1 \leq \cos \theta^* \leq 1, \text{ tai } \gamma_L (E_i^* - \beta c p^*) \leq E_i \leq \gamma_L (E_i^* + \beta c p^*), \quad (9.8.11)$$

$$\text{t. y. energijos skirstinio plotis lygus } E_{i, \max} - E_{i, \min} = 2\gamma_L \beta c p^*. \quad (9.8.12)$$

Jeigu visos antrinių dalelių judėjimo kryptys masės centro sistemoje yra vienodai tikėtinos, tada

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

$d\Omega^*$ yra žiedo formos ploto elementas:

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

Kadangi E_i išraiškoje (9.8.10) tik kampas θ^* nėra vienareikšmiškai apibrėžtas, tai

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

t. y.

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

Todėl

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

Vadinasi, kai yra tik dvi antrinės dalelės, tada jų energijos skirstiniai yra stačiakampio pavidalo. Tikimybės tankis (9.8.16) normuotas į duotojo tipo skilimo šakojimosi santykį B_{ij} . Todėl

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

Kadangi

$$\gamma_L = \frac{P_L}{M\beta c}, \quad (9.8.18)$$

tai

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

Įrašius impulso p^* išraišką (9.8.9):

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

π^\pm skilimo $B_{ij} = 1$, o K^\pm skilimo $B_{ij} = 0,635$.

Normavus antrinių dalelių energijas į pirminio mezono energiją laboratorinėje sistemoje E_L :

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

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

Kadangi

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

tai

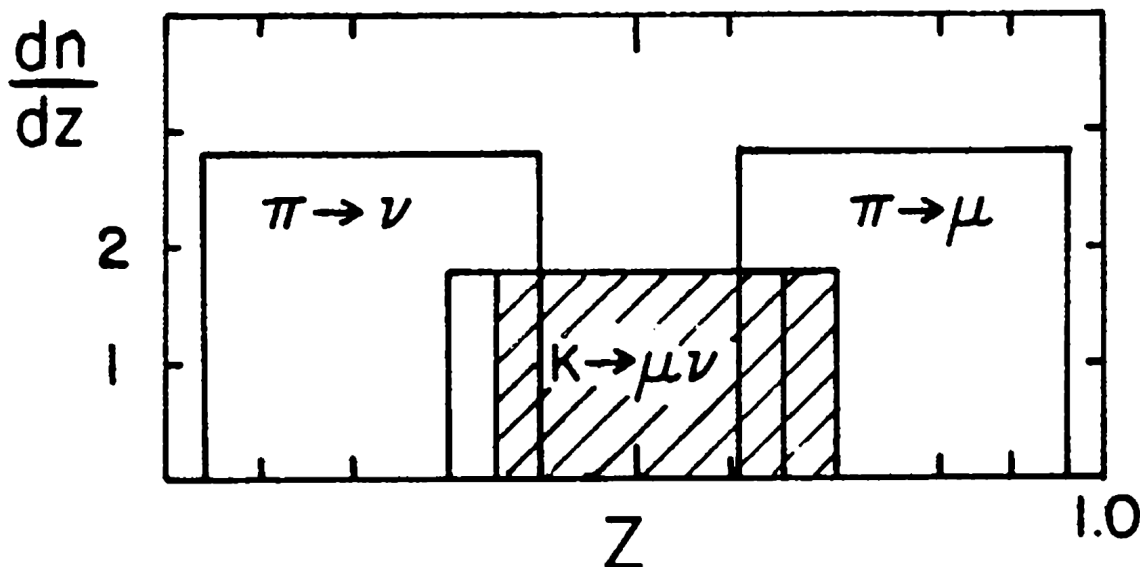
$$\frac{dn}{dz} = \frac{B_{ij}}{(1 - \mu^2 / M^2) \beta}, \quad (9.8.24)$$

antrinių dalelių energijos skirstiniai nelygūs nuliui intervale

$$\frac{E_i^*}{Mc^2} - \beta \frac{1 - \mu^2 / M^2}{2} < z < \frac{E_i^*}{Mc^2} + \beta \frac{1 - \mu^2 / M^2}{2} \quad (9.8.25a,b)$$

(išvedant pasinaudota tuo, kad $\gamma_L / E_L = 1 / (Mc^2)$), o skirstinio plotis lygus

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



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 $\beta = 0,550$. Antrinių dalelių energija normuota į pirminio mezono energiją.

$\frac{E_i^*}{Mc^2}$ – tai pirminės dalelės rimties energijos Mc^2 santykinė dalis, kuri masės centro sistemoje atitenka i -tajai dalelei ($i = 1, 2$). Ši dalis yra didesnė dalelei, kurios rimties masė didesnė (miuonui). Taip yra pagal pilnutinės reliatyvistinės energijos išraišką:

$$E_\mu^* = \sqrt{(p^*c)^2 + (\mu c^2)^2}, \quad E_\nu^* = p^*c. \quad (9.8.26)$$

Todėl miuonų energijos skirstiniai yra dešiniau negu atitinkami neutrinių energijos skirstiniai.

Masės:

$$\mu = 105,7 \text{ MeV} / c^2, \quad M_\pi = 139,6 \text{ MeV} / c^2 \approx 1,32 \mu, \quad M_K = 493,7 \text{ MeV} / c^2 \approx 4,67 \mu.$$

Kadangi $p^* = \frac{M^2 - \mu^2}{2M}c$, tai K^\pm skilimo atveju $(p^*c)^2 \gg (\mu c^2)^2$, o π^\pm skilimo atveju $(p^*c)^2 < (\mu c^2)^2$.

Todėl K^\pm skilimui μ ir ν skirstiniai daug mažiau pasislinkę vienas kito atžvilgiu negu π^\pm skilimui.

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

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

Kai $\beta \rightarrow 1$, miuonų ir neutrinių energijos skirstinių intervalai artėja prie

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

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

Kiekviena E_i vertė atitinka tam tikrą kampo θ^* vertę. Kai antrinė dalelė neturi rimties masės,

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

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

Jeigu $E_i > p^* c$, tada $\cos \theta > 0$ (tai reiškia, kad $\theta < 90^\circ$). Pvz., neutrinams ir antineutrinams, kurie atsiranda skilus π^\pm mezonui, $E_\nu > p^* c \approx 30$ MeV. Fiksavus E_i vertę, didžiausią θ atitinka

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

Įrašius šią β išraišką į (9.8.31) reiškinį, randamas didžiausias kampas θ , kai $E_i > p^* c$:

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

Pvz., π^\pm mezonų skilimo metu atsiradusių neutrinų, kurių $E_\nu > 3$ GeV, $\theta \approx 0,6^\circ$ ($p^* c / E_\nu \approx 0,01$).

9.9. Elektronų, pozitronų ir fotonų srauto tankis

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

Šio skilimo metu atsiradę fotonai tampa *elektromagnetinių liūčių* pradininkais. Kiekvieną tokią liūtį sudaro fotonai, elektronai ir pozitronai, atsiradę porų kūrimo ir stabdomosios spinduliuotės vyksmų gradinėje:

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

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

Ankstesni rezultatai:

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

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

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

Kadangi π^0 gyvavimo trukmė yra trumpa ($\tau = 8,4 \cdot 10^{-17}$ s), tai π^0 mezonų pernašos beveik nėra:

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

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

Todėl π^0 mezonų skilimo spektras praktiškai lygus jų kūrimo (dėl reakcijų) spektrui:

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

Fotonų kūrimo (dėl (9.8.3) skilimo) spektras (pagal apibrėžimą (9.8.7)):

$$P_{\gamma\pi^0}(E, X) = \int_E^{\infty} \frac{dn_{\gamma\pi^0}}{dE_\gamma} D_{\pi^0}(E', X) dE'.$$

Ankstesnis rezultatas (tinka visada, kai yra tik dvi antrinės dalelės):

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

Šiuo atveju

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

čia M yra π^0 mezonų rimties masė. $B_{ij} = 0,988 \approx 1$. Tikimybės tankį (9.8.19) reikia padauginti iš dviejų, nes abiejų fotonų energijos skirstiniai yra vienodi. Tada

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

jeigu π^0 mezonas yra ultrareliatyvistinis ($P_L c \gg Mc^2$). Įrašius į $P_{\gamma\pi^0}(E, X)$ išraišką:

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

Anksčiau išvestos g_N ir g_π išraiškos:

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

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

Įrašius (9.7.7) ir (9.7.12) į (9.9.9):

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

Kadangi fotonai, kurie yra elektromagnetinės liūtys pradininkai, nėra sutelkti taške $X = 0$, o yra pasiskirstę visoje atmosferoje, tai fotonų, elektronų ir pozitronų srautą duotajame gylyje X reikia skaičiuoti kaip sumą (integralą) nykstanųjų srautų, atsiradusių visuose mažesniuose gyliuose (nuo 0 iki X).

Elektromagnetinės liūtys, kuri atsiranda gylių intervale nuo X' iki $X' + dX'$, silpimas:

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

čia Λ_{EM} yra elektromagnetinis silpimo ilgis, o

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

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:

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

čia

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

Kai $\gamma = 1,7$:

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

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

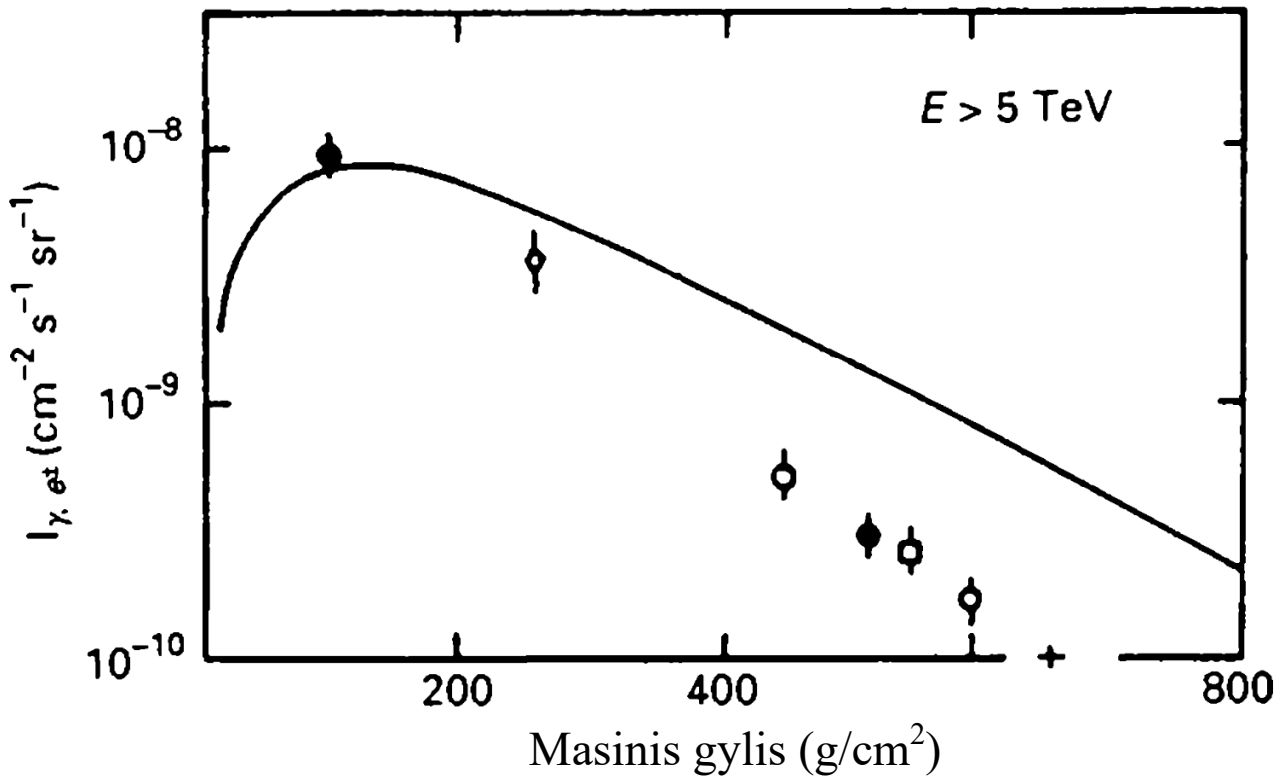
Įrašius $P_{\gamma\pi^0}(E, X)$ išraišką (9.9.10) į (9.9.13) ir suintegravus, kiekvieną iš dviejų eksponentinių funkcijų (e^{-X/Λ_N} ir e^{-X/Λ_π}) atitinka toks reiškinys:

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

čia vietoj apatinio indekso „i“ reikia rašyti „N“ arba „ π “, o būdingieji ilgiai Λ_N^* ir Λ_π^* yra lygūs

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

Norint apskaičiuoti integralinį srauto tankį, atitinkantį visas fotonų, elektronų ir pozitronų energijas nuo E iki ∞ , reikia integruoti diferencialinį srauto tankį $N_{\gamma+e^\pm}(E, X)$ energijos atžvilgiu nuo E iki ∞ . Šis integravimas pasireiškia tuo, kad vietoj daugiklio $E^{-(\gamma+1)}$ reikia naudoti $E^{-\gamma} / \gamma$.



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