



TARTU RIIKLIK ÜLIKOOL

TEOREetilISE FÜÜSIKA KATEEDER

J. L e m b r a

T U U M A F Ü Ü S I K A



T a r t u 1 9 6 6

K e s s õ n a .

Käesolev õppevahend on koostatud tuumafüüsika loengute alusel, mida allakirjutanu on pidanud TRÜ füüsikaosakonnas III kursuse üliõpilastele 1960/61. - 1962/63. õ.-a. kevadsemestril. Vastavalt kehtivatele õppeplaanidele loetakse tuumafüüsikat üliõpilastele, kelle erialaks on füüsika üldfüüsika kursuse viimase osana (III osana). Tingituna III kursuse üliõpilaste ettevalmistatuse tasemest on käesolev õppevahend kahjuks mõnevõrra ebaühtlase esitusviisiga. Nii on üksikasjalikumalt käsitletud laetud osakeste registreerimise ja kiirendamise meetodeid, kuna nende mõistmiseks vajalikud elektrodünaamika alused on üliõpilastel III kursuse kevadsemestril juba teada; põgusalt on peatunud elementaarosakestel, sest nende põhjalikumaks käsitlemiseks vajalik kvantmehhaanika kursus järgneb alles IV kursusel.

Tänan L. Tuvikest ja T. Soovikut käsikirja viimistlemise eest. E. Tammele ja L. Mättasele avaldan tänu jooniste valmistamise eest.

J. Lembra.

I p e a t ü k k .

AATOMITUUMADE PÕHIOMADUSED.

1. Sissejuhatus. Põhimõisted.

Tuumafüüsika aineks on aatomituumade omaduste uurimine. Aatomifüüsika kursusest on teada, et tuuma olemasolu tehti kindlaks Rutherfordi katsetega 1911. a. Sel ajajärgul avastati ka mõningad tuumade omadused: 1) tuumade mõõtmed on $\sim 10^4$ korda väiksemad aatomi mõõdetest, 2) tuuma mass moodustab peamise osa aatomi massist ja 3) tuum on positiivse elektrilaenguga Ze , kus e on elementaarlaeng ja Z on elemendi järjekorranumber Mendelejevi perioodsuse süsteemis. Suurust Z nimetatakse sageli lühiduse mõttes tuuma elektrilaenguks. Kuna aatom tervikuna on elektriliselt neutraalne, siis tuuma laeng neutraliseerub teda ümbritsevate elektronide laengu tõttu. Niisiis suurus Z määrab elektronide arvu neutraalses aatomis ja on aatomifüüsikas tähtsaks tuuma karakteristikuks (teatavasti aatomifüüsika aineks on aatomi elektronkatte uurimine).

Järgmiseks tähtsaks tuuma karakteristikuks on mass. Osutus, et tuuma massi ei määra üheselt tuuma laeng, vaid leiti,

et eksisteerivad tuumad, millel on sama elektrilaeng, kuid erinev mass. Selliseid tuumi nimetatakse isotoopideks.

Tuuma massi mõõdetakse tavaliselt aatomimassiühikutes (rahvusvaheline lühend - u, venekeelne - e). Definiitsiooni kohaselt loetakse süsiniku kõige enam looduses levinud isotoobi aatomi mass, mis on ligikaudselt võrdne 12-kordse prootoni massiga, täpselt võrdseks 12 u. Varem oli kasutusel kaks aatomimassiühikut (rahvusvaheline lühend MU, venekeelne аем): füüsikaline ja keemiline. Füüsikaline ühik oli defineeritud selliselt, et hapniku kõige enam looduses levinud isotoobi aatomi mass, mis võrdub ligikaudu 16 prootoni massiga, võrdsustatakse täpselt 16 $MU_{\text{füüsikaline}}$. Keemilise ühiku aluseks on asjaolu, et aatomkaaluga täpselt 16 $MU_{\text{keemiline}}$ iseloomustatakse hapniku isotoopide loodusliku segu. Ülemineku ühisele ühikule u tingis järgmine asjaolu. Mõõtmistäpsuse suurenemisega hakkas üha enam kajastuma fakt, et erineva päritoluga hapnikul on erinev isotopiiline koosseis. Seega muutus keemilise massiühiku definitsioon ligikaudseks. Ka keemias oleks võinud üle minna rangelt defineeritud ühikule $MU_{\text{füüsikaline}}$. Kuid, kuna muudatusi tuli niikuinii ette võtta, defineeriti mõõtmistehnilistel kaalutlustel (süsinik annab kergesti ioone ja keemilisi ühendeid) ühine uus ühik u.

Teatmeandmetena esitame seosed:

$$1 u = 1,6603 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

$$1 u = 1,000317917 MU_{\text{füüsikaline}}$$

$$1 u = 1,000043 MU_{\text{keemiline}}$$

$$1 MU_{\text{keemiline}} = 1,000275 MU_{\text{füüsikaline}}$$

Isotoopide tabelleis esitatakse tavaliselt aatomite massid. Tuuma massi leidmiseks tuleb tabelis toodud väärtusest lahutada aatomi elektronkatte mass Zm_0 , kus m_0 on elektroni seisumass. Sellistes arvutustes kasutatakse väärtust

$$m_0 = 5,485 \cdot 10^{-4} \text{ u.}$$

Mõningatel juhtudel mõõdetakse tuumafüüsikas massi energiaühikutes. Nii näiteks

$$1 \text{ u} \hat{=} 931,441 \text{ MeV},$$

$$m_0 \hat{=} 0,51098 \text{ MeV},$$

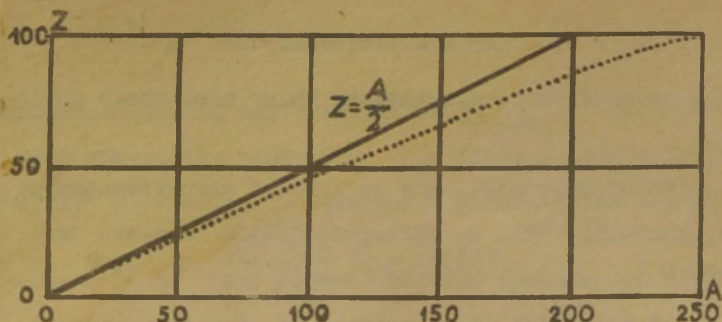
kus märk $\hat{=}$ on tähenduses "vastab".

Isotoopide tabeli¹ abil võib veenduda, et kõikide isotoopide massid, mis on mõõdetud aatomi massiühikutes, võrduvad ligikaudselt täisarvuga (erinevused tekivad teises või kolmandas kohas pärast koma). Järelikult üldise ettekujutuse saamiseks tuuma massist võib piirduda ümardamise teel saadud lähima täisarvuga, mis kannab tuuma massiarvu nimetust.

Tuuma, mille elektrilaeng on Z ja massiarv A , tähisteks on : $Z^{()^A}$, kus sulud on kirjutatud elemendi keemilise sümboli asemel. Näiteks ${}^6_6\text{C}^{12}$ on süsiniku isotoop, mille abil defineeritakse aatomimassiühik u .

Vaatleme A - Z -diagrammi (joon. 1), millel tuum $Z^{()^A}$ on kujutatud punktina (A, Z) . Seni tuntud tuumad katavad diagram-

¹ vt. näit. В.А. Кравцов, Успехи физических наук, 78, 65, 1962.



Joon. 1.

mill alala, mis on märgistatud punktidega. Näeme, et kergete tuumade juhul kehtib heas lähenduses seos $Z = A/2$, kuna raskete tuumade juhul $Z < A/2$. Sellist fakti võib interpreteerida kui vihjet asjaolule, et tuum koosneb kaht sorti osakestest, mille massid on peaaegu võrdsed, kuid mis erinevad tunduvalt seetõttu, et üht sorti osakesed on elektriliselt neutraalsed, teist sorti osakesed aga kannavad positiivset elektrilaengut. Seejuures on rasketes tuumades neutraalsete osakeste arv suurem kui positiivselt laetud osakeste arv. Pärast neutroni - osakese, millel puudub elektrilaeng, kuid mille mass võrdub ligikaudselt prootoni massiga - avastamisest inglise füüsiku Chadwicki poolt 1932. a. on lihtsain oletus tuuma koostise kohta järgmine: tuum koosneb prootonitest (p), mille seisumass

$$M_p = 1,007276 \text{ u} = 1,67243 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

ja neutronitest (n), mille seisumass

$$M_n = 1,008665 \text{ u} = 1,67474 \cdot 10^{-24} \text{ g} .^1$$

Prootoneid ja neutroneid nimetatakse ühise nimetusega nuklo-
oniteks (N) .

Kirjeldatud hüpoteesi, mis on leidnud eksperimentaalse
tõestuse, esitasid 1932. a. nõukogude füüsik Ivanenko ja
saksa füüsik Heisenberg. Niisiis koosneb tuum $Z()^A$ A nuk-
lonist, mille hulgas on Z prootonit ja $N = A - Z$ neutro-
nit. Isotoobid on erinevad tuumad, mis sisaldavad samapalju

prootoneid. Erinevaid tuumi, mille koostises on samapalju

neutroneid, nimetatakse isotoonideks. Erinevaid tuumi, mis

sisaldavad samapalju nukloneid, nimetatakse isobaarideks.

Käesoleval ajal on teada ligikaudu 280 stabiilset iso-
toopi ja üle 700 ebastabiilse (radioaktiivse) isotoobi. Tun-
tud tuumade Z-väärtused asuvad vahemikus 0-st (neutron) kuni

103-ni (lavrentsium). Looduses puuduvad nende hulgast järg-
miste Z-väärtustega tuumad, mida õnnestus tekitada kunstli-

kultlaboratooriumides: $_{43}\text{Tc}$ -tehneetsium, $_{61}\text{Pm}$ -prometeum,
 $_{85}\text{At}$ -astatiin, $_{87}\text{Fr}$ -frantsium, $_{93}\text{Np}$ -neptuunium, $_{94}\text{Pu}$ -plutoo-
nium, $_{95}\text{Am}$ -ameriitsium, $_{96}\text{Cm}$ -küürium, $_{97}\text{Bk}$ -berklium,

$_{98}\text{Cf}$ -kalifornium, $_{99}\text{Es}$ -einsteinium, $_{100}\text{Fm}$ -fermium, $_{101}\text{Md}$ -men-
deleevium, $_{102}\text{No}$ -nobeelium ja $_{103}\text{Lw}$ -lavrentsium. Tuumi, mil-
lel $Z > 92$, nimetatakse transuraanideks.

¹ Edaspidises juhime tähelepanu faktile, et $M_n > M_p + m_0$.

2. Tuuma seoseenergia.

Eksperimendid näitavad, et tuuma $Z(A)^A$ mass $M(A, Z)$ on mõne kümnendiku protsendi võrra väiksem tema koostisse kuuluvate prootonite ja neutronite seisumasside summast:

$$M(A, Z) < ZM_p + (A-Z)M_n \quad ; \text{ühinemise tingimus}$$

Vahet

$$\Delta(A, Z) = ZM_p + (A-Z)M_n - M(A, Z) \quad (2.1)$$

nimetatakse tuuma massidefektiks.¹

Massidefektid võib seletada Einsteini seose abil massi ja energia vahel. Tuuma $Z(A)^A$ energia $U(A, Z)$ on vastavalt sellele seosele

$$U(A, Z) = M(A, Z)c^2, \quad (2.2)$$

kus c on valguse kiirus vaakuumis. Valemeist (2.1) ja (2.2) järgneb, et tuuma energia U erineb tema koostisse kuuluvate nuklonite seisuenergiate summast $(ZM_p + (A-Z)M_n)c^2$. Nende energiatega vahe määrab tööd, mida on vaja kulutada selleks, et lõhkuda tuum nukloniteks, mis asuvad üksteisest lõpmata kaugel. See töö avaldub valemiga

$$B(A, Z) = ZM_p c^2 + (A-Z)M_n c^2 - U(A, Z) \quad (2.3)$$

ja kannab tuuma seoseenergia² nimetust.

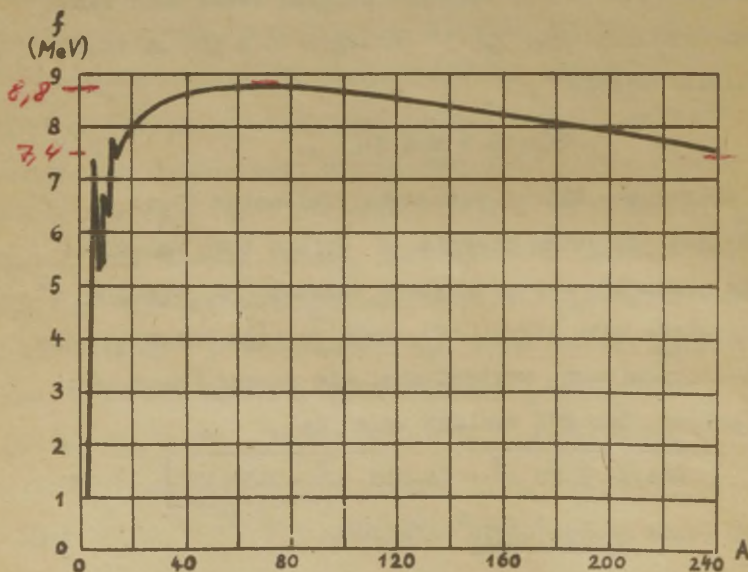
¹ Kirjanduses esineb mõnikord ka teistsugune massidefektid definitsioon: $\Delta(A, Z) = M(A, Z) - A$, kus $M(A, Z)$ on mõõdetud aatomi massiühikutes.

² Kirjanduses esineb ka seoseenergia definitsioon, mis erineb siin toodust märgi poolest.

Otstarbekohane on sisse tuua tuuma seosenergia nukloni kohta: (eriseoseenergia)

$$f(A, Z) = B(A, Z)/A \quad (2.4)$$

Katse näitab, et suurus f ei sõltu praktiliselt suuruselt Z . Suuruse f sõltuvus suuruselt A on esitatud joonisel 2. Väikeste A -väärtuste ($A \leq 20$) juhul muutub f ebaregulaarselt, seejärel kasvab f kuni $A \approx 50$ ja jääb vahemikus $50 \leq A \leq 150$ konstantseks ($\approx 8,5$ MeV), edasi aga kahaneb aeglaselt, saavutades $A \approx 240$ juures väärtuse 7,4 MeV. Selline sõltuvus on suure rakendusliku tähtsusega.



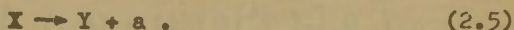
Joon. 2.

Keskmise raskusega tuumad on kõige stabiilsemad. Järelt raskete tuumade lõhestumisel (f_{44}) ja kergete tuumade

ühinemisel (§ 48) energia vabaneb.

Joonisest 2 näeme, et tuuma seosenergiat võib esimeses lähenduses lugeda võrdeliseks nuklonite arvuga tuumas. See omadus vihjab tuuma ja vedelikutilga sarnasusele¹ ja on aluseks tuuma tilgamudelile (§ 7).

Üksiku osakese seost tuumaga iseloomustab tema eemaldamise energia tuumast. Osakese a tuumast X eemaldamise energiaks $S_a(X)$ nimetatakse tööd, mida tuleb kulutada selleks, et viia osake a tuumast X lõpmata kaugemale koos uue tuuma Y tekkega:



Vastavalt energia jäävuse seadusele leiame

$$M(X)c^2 + S_a(X) = M(Y)c^2 + M_a c^2, \quad (2.6)$$

kus $M(X)$ on tuuma X mass ja M_a - osakese a seisumass.

Valemist (2.6) leiame

$$S_a(X) = [M(Y) + M_a - M(X)]c^2. \quad (2.7)$$

Näitena arvutame neutroni eemaldamise energia tuumast. Seoste (2.5) ja (2.7) tuleb nüüd asendada $a = n$,

$$X = {}_Z^A \quad \text{ja} \quad Y = {}_Z^{A-1}$$

$$S_n[{}_Z^A] = [M(A-1, Z) + M_n - M(A, Z)]c^2. \quad (2.8)$$

Elimineerime saadud valemist seoste (2.2) abil ja (2.3) abil tuumade massid, tuues nende asemel sisse seosenergiad:

¹ Meenutame, et iga uue molekuli lisamine vedelikutilgale suurendab tilga seosenergiat ühe ja sama suuruse võrra.

$$S_n [Z(\Delta)] = B(A, Z) - B(A-1, Z) . \quad (2.9)$$

Edasi siirdume valem (2.4) abil suhurstelt B suurustele f

$$S_n [Z(\Delta)] = f(A, Z) + (A-1)[f(A, Z) - f(A-1, Z)] . \quad (2.10)$$

Valemis (2.10) esinevat parameetrit f vahet võib teisendada järgmiselt:

$$f(A, Z) - f(A-1, Z) \approx \frac{df}{dA} \Delta A = \frac{df}{dA} , \quad (2.11)$$

kuna $\Delta A = 1$. Tehes asenduse (2.11) valemisse (2.10), leiame lõplikult:

$$S_n [Z(\Delta)] = f(A) + (A-1) \frac{df}{dA} . \quad (2.12)$$

Vaatleme mõningaid järeldusi valemist (2.12). Kuna keskmise raskusega tuumadel $df/dA \approx 0$ (vt. joon.2), siis neutroni eemaldamise energia tuumast võrdub tuuma seosenergiaga nukloni kohta. Rasketel tuumadel $df/dA < 0$, järelikult neutroni eemaldamise energia on väiksem kui tuuma seosenergiaga nukloni kohta. Kergeste tuumade juhul analoogilist järeldust ei ole võimalik teha, kuna f ei ole massiarvu monotoonseks funktsiooniks.

Võrdluseks esitame α -osakese (${}_2\text{He}^4 \equiv \alpha$) tuumast eemaldamise energia (tõestada!)

$$S_\alpha [Z(\Delta)] = 4f(A) + 4(A-4) \frac{df}{dA} - B_\alpha , \quad (2.13)$$

kus $B_\alpha = B(4, 2)$ on α -osakese seosenergia, s.t. töö, mida tuleb kulutada selleks, et lõhkuda α -osake 2 prootoniks ja 2 neutroniks, mis asuvad üksteisest lõpmata kaugel. Kasutades α -osakese massi väärtust võib valemite

(2.2) ja (2.3) leida $B_\alpha = 28,23 \text{ MeV}$.

Võrdleme valemeid (2.12) ja (2.13) raskete tuumade juhul, kui $f = 7,5 \text{ MeV}$ ja $df/dA < 0$. Siit $4f - B_\alpha = 2 \text{ MeV}$, järelikult α -osakese eemaldumise energiast on raskete tuumade juhul tunduvalt väiksem neutroni eemaldumise energiast. Osutub, et eriti rasketel tuumadel $S_\alpha < 0$. See vihjab nende tuumade ebastabiilsusele α -osakese väljakiirgamise suhtes (α -lagunemine).

$$M(x)c^2 + Sa(x) = M(y)c^2 + Mac^2 \Rightarrow$$

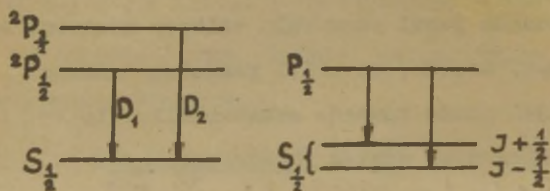
3. Tuuma spin

Tuuma spiniks nimetatakse tuuma impulssmomenti. Termin "tuuma spin" kasutamist ei saa lugeda õnnestunuks, kuna tuuma impulssmoment ei ole põhjustatud ainuüksi nukloni oma impulssmomentidest (spinist), vaid ka orbitaalsest impulssmomentidest. Termin "tuuma spin" võeti tarvitusele ajal, kui tuuma proton-neutronkoostis ei olnud teada; hiljem jäi ta aga muutmatul kujul käibele.

Tuuma spini olemasolu tehti kindlaks spektroskoopiliste vaatluste teel. 1928. a. töestasid nõukogude füüsikud Terenin ja Dobretsov, et kumbki naatriumi spektri dubletijoonest lõhestub kaheks teineteisele väga lähedal asuvaks jooneks. Sellist multipllettide joonte lõhestumist nimetatakse spektri ülipeenstruktuuriks. Spektri ülipeenstruktuuri ei ole võimalik seletada elektroni spiniga, kuna viimane on põhjustanud juba varem avastatud spektri peenstruktuuri (näit. naatriumi D_1 - ja D_2 -joon). Spektri ülipeenstruktuuri põhjustajaks tuleb lugeda tuuma spini.

Käsitleme seda probleemi naatriumi spektri näitega.

Vasakpoolne skeem joonisel 3 selgitab dubleti D_1 , D_2 teket elektroni spini tõttu (3 P-nivoo lõhestumine). Parem-



Joon. 3.

poolsel skeemil on kujutatud põhinivoo $3^2S_{1/2}$ lõhestumine tuuma spini tõttu kaheks alanivooks. Tähistame tuuma spin- kvantarvu tähega J .¹ Kuna elektroni spinkvantarv on $1/2$, siis aatomi koguimpulssmomendi kvantarv seisundis $2S_{1/2}$ võib olla kas $J + \frac{1}{2}$ või $J - \frac{1}{2}$. Ülemise nivoo $2P_{1/2}$ lõhestumine on tunduvalt väiksem ja jäi Terenini ja Dobretsovi katses tähele panemata. See asjaolu võimaldas määrata tuuma Na^{23} spinkvantarvu spektroskoopiast tuntud intensiivsuste reegli abil: ühe ja sama alg- (resp. lõpp-) nivooaga lõhestunud joonte intensiivsused suhtuvad nagu lõpp- (resp. alg-) nivooide statistilised kaalud. Rakendades seda reeglit käesoleval juhul, leiame, et lõhestunud joonte intensiivsuses suhtuvad nagu

$$\frac{2(J - \frac{1}{2}) + 1}{2(J + \frac{1}{2}) + 1} = \frac{J}{J + 1} .$$

¹ Tuuma spinvektori absoluutväärtus on $\sqrt{J(J + 1)} \hbar$, kus $\hbar = h/2\pi$ (h - Plancki konstant).

Terenin ja Dobretsov leidsid eksperimentaalselt, et

$$J/(J + 1) = 1:1,7, \text{ seega } Na^{23} \text{ spin } J = 3/2.$$

Eriti suure tähtsusega on nuklonite spini (omaimpulssmomendi) teadmine. Laskumata mõõtmismetoodika kirjeldamisse toome ära tulemuse: nii prootoni kui ka neutroni spinkvantarv $s = 1/2$. Niisiis nuklonid on fermionid (s.t. osakesed, mis alluvad Fermi-Dirac'i statistikale).

Iga üksiku nukloni impulssmoment \vec{j}_1 koosneb orbitaalse impulssmomendi \vec{l}_1 ja spini \vec{s}_1 summast

$$\vec{j}_1 = \vec{l}_1 + \vec{s}_1. \quad (3.1)$$

Tuuma impulssmomendi e. spini \vec{J} saame, kui liidame üksikute nuklonite impulssmomendid

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i, \quad (3.2)$$

kus A on tuuma massiarv.

Kuna nukloni spinkvantarv $s = 1/2$ ja orbitaalse impulssmomendi kvantarv on täisarv, siis avaldis (3.2) näitab, et tuuma spinkvantarv J on täisarvuline või pooltäisarvuline vastavalt sellele, kas tuuma massiarv on paaris- või paaritu arv. Seega on paarisarvulise massiarvuga tuumad bosonid (s.t. osakesed, mis alluvad Bose-Einsteini statistikale), paaritu arvulise massiarvuga tuumad aga fermionid. Tuuma statistika tüüp kajastub näiteks molekulide spektrite seas düspärasustes.

On otstarbekohane sisse tuua järgmine sümboolika:

Prootoni- te arv tuumas	Neutro- nite arv tuumas	Tuuma nimetus	Lühend	
			rahvusva- heline	vene- keelne
paaris	paaris	paaris-paaristuum	gg	ЧЧ
paaris	paaritu	paaris-paaritutum	gu	ЧН
paaritu	paaris	paaritu-paaristuum	ug	НЧ
paaritu	paaritu	paaritu-paaritutum	uu	НН

(g - gerade = paaris, u - ungerade = paaritu saksa k.,
 Ч - четный = paaris, Н - нечетный = paaritu vene k.)

Katse näitab, et kõikide gg-tuumade spin $J = 0$. gu- ja ug-tuumade spin ei ületa kunagi $9/2$. Ainult mõningatel uu-tuumadel esinevad suhtelised suuremad spinid ($J = 7$). Need tulemused vihjavad sellele, et nuklonite impulssmomentid on eelisorientatsiooniga üksteise kompenseerimiseks. Vastasel korral peaks valemi (3.2) kohaselt raskete tuumade ($A \approx 200$) spin olema suurusjärguliselt $J \sim 100$.

4. Tuuma magnetiline moment.

Peale impulssmomenti (spini) on tuumal sarnaselt elektronile ka magnetiline moment. Meenutame aatomifüüsikast, et elektroni magnetilise momendi uurimisel osutus vajalikuks sisse tuua magnetilise momendi ühik nn. Bohri magneton:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0c} = 0,9273 \cdot 10^{-20} \text{ erg/Gs}, \quad (4.1)$$

kus e - elementaarlaeng, m_0 - elektroni seisumass ja c - valguse kiirus vaakuumis.

Bohri magnetoni loomuliku üldistuse μ_0 tuumade magnetilise momendi mõõtmisel saame siis, kui avaldises (4.1) asendame elektroni seisumassi prootoni seisumassiga M_p :

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c} = 5,050 \cdot 10^{-24} \text{ erg/Gs} . \quad (4.2)$$

Suurust μ_0 nimetatakse tuuma magnetoniks.

Avaldistest (4.1) ja (4.2) järgneb, et

$\mu_0/\mu_B = m_0/M_p \ll 1$, mis vihjab sellele, et tuumade magnetiliste momentide määramine on eksperimentaalselt keerulisem kui aatomi magnetiliste momentide määramine. Loomulik oleks tuumade magnetiliste momentide määramisel kasutada aatomifüüsikast tuntud Stern-Gerlachi meetodikat. Katse teostasid 1933. a. Stern jt. molekulaarse vesinikuga ($H^1 H^1$). Molekulaarne vesinik valiti uurimisobjektiks seetõttu, et tema normaalseisundis on elektronide spinid orienteeritud vastassuunaliselt ja kummagi elektroni orbitaalne impulsmoment on null. Seega ei tekita elektronid molekulaarses vesinikus magnetilist momenti ja molekulaarse vesiniku magnetiline moment võib olla põhjustatud kas prootonite magnetilistest momentidest või molekuli kui terviku pöörlemisest. Molekuli pöörlemise efekti vähendamiseks teostati katse vedela õhu temperatuuril. Katsetulemus oli üllatav. Eeldati, et prootoni magnetiline moment μ_p võrdub tuuma magnetoniga. Katse aga näitas, et $\mu_p \approx 2,5 \mu_0$. Hilisemad täpsemad katsed muutsid küll seda väärtust, kuid mitte vähenemise, vaid suurenemise suunas. Käesoleval ajal

$$\mu_p = 2,7928 \mu_0 .$$

Märkimisväärne on, et ka neutronil - elektrilaenguta osakesel - on magnetiline moment $\mu_n = -1,9131 \mu_0$, kus miinusmärk kirjutises märgib seda, et neutroni magnetiline moment ja spin on orienteeritud teineteisele vastassuunas.

Toodud μ_p ja μ_n väärtustest järgneb ligikaudne võrdus

$$|\mu_p| - |\mu_n| = \mu_0. \quad (4.3)$$

Võrdust (4.3) võib seletada järgmise jämeda mudeli abil. Kujutleme, et osake, mida me nimetame neutroniks, on tegelikult seisundite segu: suurema osa ajast olgu ta "ideaalne" neutron nulliga võrdse magnetilise momendiga, kuid murdosa η jooksul kogu ajast olgu ta lõhestunud "ideaalseks" prootoniks ja negatiivseks π^- -mesoniks (§ 54)



"Ideaalset" prootonil olgu magnetiline moment, mis võrdub tuuma magnetoniga. π^- -mesoni mass on ~ 10 korda väiksem prootoni massist, tiirelgu ta ümber prootoni. Kuna π^- -mesonil on negatiivne elektrilaeng, siis ta magnetiline moment

$$\mu_{\pi^-} = -\mu_{\pi} \quad (\mu_{\pi} > 0).$$

Eksperimentaalselt mõõdetav neutroni magnetiline moment on sellise mudeli järgi keskväärtnus:

$$\mu_n = (1 - \eta) \mu_0 + \eta (\mu_0 - \mu_{\pi}) = \eta (\mu_p - \mu_{\pi}). \quad (4.4)$$

Kuna μ_{π} -mesoni mass on väiksem kui prootoni mass, siis

$$\mu_{\pi} > \mu_0, \text{ mis seletabki asjaolu, et } \mu_n < 0.$$

Analoogiliselt oletame, et osake, mida me nimetame prootoniks, kujutab seisundite segu: suurema osa ajast olgu ta

"ideaalne" prooton, kuid murdosa η jooksul kogu ajast olgu ta lõhestunud "ideaalseks" neutroniks ja positiivseks π -mesoniks:

$$p \rightarrow n + \pi^+ .$$

Eksperimentaalselt mõõdetav prootoni magnetiline moment on keskväärtus:

$$\mu_p = (1 - \eta) \mu_0 + \eta \mu_\pi = \mu_0 + \eta (\mu_\pi - \mu_0) , \quad (4.5)$$

kus π^+ -mesoni magnetiline moment on loetud võrdseks μ_π .

Liites avaldiste (4.4) ja (4.5) vastavad pooled ning arvestades tingimusi $\mu_p > 0$ ja $\mu_n < 0$, saame võrduse (4.3), mida oligi vaja tõestada.

Stern-Geirlachi meetodikat täiustati 1939. a. resonantsmeetodika sissetoomisega. Peale ajaliselt konstantse magnetvälja H alluvad molekulid elektromagnetilise välja mõjule, mille kvandi sagedus valitakse selliselt, et ta kutsus esile üleminekud molekuli kvantiseeritud energianivoode vahel. Kui tuuma spinkvantarv on J , siis iga energianivoo lõhestub ajaliselt konstantses magnetväljas $2J + 1$ alnivooks, mis asuvad teineteisest võrdsetel kaugustel (energia skaalas). Kõige ülemise ja kõige alumise nivoo vaheline kaugus on $2\mu H$, kus μ on tuuma magnetiline moment (need nivood vastavad tuuma magnetilise momendi orientatsioonidele paralleelselt või antiparalleelselt magnetvälja vektorile \vec{H}). Kuna $2J + 1$ nivoo vahel on $2J$ vahet, siis kahe naabernivoo vaheline kaugus on $2\mu H / 2J = \mu H / J$. Seega elektromagnetilisel väljal, mis põhjustab üleminekuid nende nivoo vahel, peab olema kvant sagedusega

$$\nu = \frac{\mu H}{Jh}$$

(4.6)

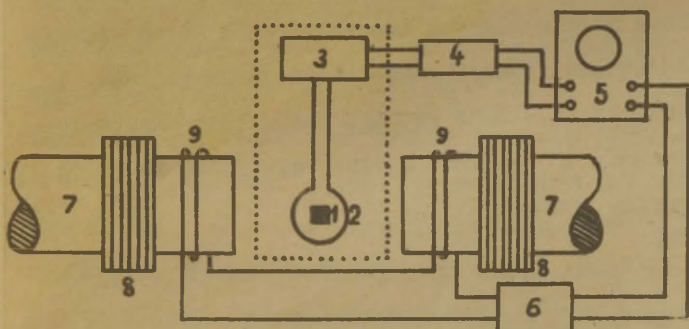
kus h on Plancki konstant. Resonantstingimuse (4.6) täitumise praktiliseks kriteeriumiks on detektorisse saabuvate osakeste arvu järsk muutus.

Sagedust ν , mis on defineeritud valemiga (4.6), nimetatakse tuuma magnetiliseks resonantssageduseks. Asendades valemisse (4.6) tüüpilised väärtused $H \approx 10^4 \text{Gs}$, $\mu \approx \mu_0$, $J \approx 1$, leiame tuuma magnetilise resonantssageduse suurusjärgu $\nu \sim 1 \text{MHz}$, mis kuulub praktiliselt mugavasse raadiosageduste valdkonda.

Üleminekuid $2J + 1$ energianivoo vahel võib vaadelda ka tavalises makroskoopilises tahke aine tükis. Soojusliku liikumise tõttu on tuumad "asustanud" kõrgemad nivood hõredamini kui madalamad. Vaatamata sellele, et üleminekute tõenäosused "alt - üles" (neeldumine!) ja "ülalt - alla" (stimuleeritud emissioon!) on võrdsed, neelab siiski ainetükk kui tervik energiat. Esimesed katsed sellel alal teostasid 1945. a. kaks uurijate gruppi teineteisest sõltumatult. Nende gruppide katseskeeme käsitleme lühidalt lk-1 21.

1. Purcelli katse.

Uuritav preparaat on paigutatud pooli sisse, mis kuulub kõrgesagedusliku võnkekontuuri koostisse. Katodostsillograafi laotus on sünkroniseeritud magnetvälja H modulatsiooniga. Ostsillograafi teisele plaatide paarile antakse preparaadis neeldunud võimsusega võrdeline pinge. Ostsillograafi ekraanil tekkinud kõvera teravik vastab siis tingimuse (4.6) täitumisele.

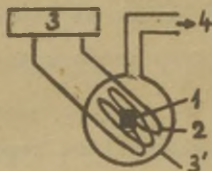


Joon. 4.

1 - uuritav preparaat, 2 - pool, mis ergutab elektromagnetilist välja sagedusega ν , 3 - selle välja generaator, 4 - võimendaja, 5 - katoodostsillograaf, 6 - aparaat, mis teostab ostsillograafi laotust ja püsiva magnetvälja modulatsiooni, 7 - magneti pooluskingad, 8 - magneti toitemähis, 9 - magnetvälja modulatsiooni mähis.

2. Blochi katse.

Joonisel 4 punktiiriga piiratud osa tuleb asendada joonisega 5, kus 1, 2, 3 ja 4 on endine tähendus, kuid 3' on vastuvõtu-pool. Poolide 2 ja 3' teljed on teineteisega risti, kusjuures



Joon. 5.

pooli 3' keeru tasand on paralleelne magnetväljavektoriga \vec{H} . Tuuma magnetilise resonantsi puudumisel puudub poolis 3' signaal, kuna sidestus kahe risti asetseva pooli vahel on väike. Signaal poolis 3' tekib siis, kui tingimus (4.6)

hakkab täituma. Sellist nähtust nimetatakse tuuma indukt-
siooniks, kuna signaal poolis β' saab tekkida ainult see-
 tõttu, et väline elektromagnetiline väli (pool 2) on vas-
 tastikusel mõjustuses tuumade magnetiliste momentidega.

Rabi, Purcelli ja Blochi katsest saab eksperimentaal-
 selt mõõta suurusi ν ja H . Vastavalt valemile (4.6)
 võib nüüd arvutada suuruse

$$\frac{\mu}{Jh} = g. \quad (4.7)$$

Suurus g iseloomustab seost tuuma magnetilise momendi ja
 liikumishulga momendi vahel ning kannab seetõttu tuuma güro-
magnetilise kordaja nimetust. Kui tuuma güromagnetiline kor-
 daja on teada, siis võib teistest eksperimentidest määratud
 spini J abil valemist (4.7) leida tuuma magnetilise momen-
 di. Tulemus on üldjoontes järgmine: tuumade magnetilised mo-
 mendid ei ületa absoluutväärtuselt $7\mu_0$. Kõikide g -tuu-
 made magnetilised momendid võrduvad nulliga. Nende tulemuste
 alusel võib väita, et tuumas orienteeruvad nuklonid nii, et
 esineb tendents nende magnetiliste momentide kompenseerimi-
 seks.

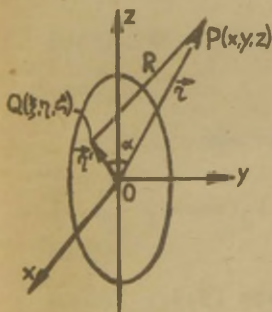
Tuuma magnetilist resonantsi rakendatakse kaasajal lai-
 aldasele tehnikas. Näiteks, kui on teada preparaadi güromag-
 netiline kordaja, võib tavaliselt tülika magnetvälja tugevu-
 se mõõtmise taandada sageduse ν mõõtmisele (raadiosagedu-
 sed!), kuna valemist (4.6) ja (4.7) järgneb, et

$$H = \frac{2\pi\nu}{g}. \quad (4.8)$$

5. Tuuma elektriline kvadrupolment.

Spektrite ülipeenstruktuuri ei õnnestunud real juhtudel (Eu, Lu ja mõned teised elemendid) seletada, lähtudes tuuma magnetilise momendi vastastikusest mõjust valentselektroni magnetväljaga. Sellele asjaolule juhtisid 1935. a. esmakordselt tähelepanu Schuler ja Schmidt. Vastuolude kõrvaldamiseks oletati, et peale magnetilise momendi on tuumal ka elektriline moment, s.t. asümmeetriline laengujaotus.

Käsitleme tuuma tekitatud elektrivälja klassikalise füüsika seisukohalt. Koordinaadistiku alguspunktiks valime tuuma raskuskeskme, z -telje suuname piki tuuma liikumishulga vektorit. Tuuma pöörlemise tõttu z -telje ümber võib ajas keskmistatud laengujaotust lugeda aksiaalsümmeetriliseks.



Joon. 6.

Väljaspoole tuuma asuvate punktide P koordinaate tähistame ladina tähtedega (x, y, z) , tuumas asuvate punktide Q koordinaate kreeka tähtedega (ξ, η, ζ) .

Oletame, et elektrilaengu tihedus tuumas $\rho(\xi, \eta, \zeta)$ on koordinaatide (ξ, η, ζ) pidev funktsioon. Leiame tuuma tekitatud elektrivälja potentsiaali punktis P , mis asub tuumast kaugel:

$$|\vec{r}| \gg |\vec{r}'|. \quad (5.1)$$

Punkti Q ümbritsevas ruumielemendis asuv laeng

$q(\xi, \eta, \zeta) dV$ tekitab punktis P potentsiaali

$$d\varphi = \frac{q(\xi, \eta, \zeta)}{R} dV. \quad (5.2)$$

Kogu tuuma tekitatud elektrivälja potentsiaali φ punktis P leiame siis, kui integreerime avaldist (5.2) üle tuuma ruumala:

$$\varphi = \int \frac{q(\xi, \eta, \zeta)}{R} dV. \quad (5.3)$$

Punktide P ja Q vahelise kauguse R võib koosinusteoreemi järgi avaldada järgmiselt:

$$R = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \alpha}. \quad (5.4)$$

Eeldusel (5.1) võib $1/R$ arendada ritta Legendre'i polünoomide $P_n(\cos \alpha)$ järgi

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{r}\right)^n P_n(\cos \alpha) \quad (5.5)$$

ja piirduda reaksarenduse esimeste liikmetega

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r} \left[1 + \frac{r'}{r} P_1(\cos \alpha) + \left(\frac{r'}{r}\right)^2 P_2(\cos \alpha) + \dots \right]. \quad (5.6)$$

Asendades $1/R$ avaldisest (5.6) avaldisse (5.3), leiame

$$\varphi = \frac{1}{r} \int q dV + \frac{1}{r^2} \int q r' P_1(\cos \alpha) dV + \frac{1}{r^3} \int q r'^2 P_2(\cos \alpha) dV + \dots \quad (5.7)$$

Lihtsuse mõttes eeldame, et punkt P asub z-teljel. Siis $\cos \alpha = z/r$ ja Legendre'i polünoomide tuntud avaldise $P_1(x) = x$ ja $P_2(x) = (3x^2 - 1)/2$ kasutades leiame

valemist (5.7)

$$\varphi = \frac{1}{r} \int \rho \, dV + \frac{1}{r^2} \int \rho \zeta \, dV + \frac{1}{2r^3} \int (3\zeta^2 - r'^2) \rho \, dV + \dots \quad (5.8)$$

Esimene integraal avaldises (5.8) on tuuma laeng

$$\int \rho \, dV = Ze, \quad (5.9)$$

kus Z on protonite arv tuumas ja e - elementaarlaeng.

Suurust

$$\int \rho \zeta \, dV = d \quad (5.10)$$

nimetatakse tuuma elektriliseks dipoolmomendiks, suurust

$$\int \rho (3\zeta^2 - r'^2) \, dV = q \quad (5.11)$$

- tuuma elektriliseks kvadrupoolmomendiks.

Arvutame tuuma dipoolmomendi ja kvadrupoolmomendi järgmistel eeldustel: 1) laengutihedus on konstantne $\rho = Ze/V$, kus V on tuuma ruumala, 2) tuum on pöördellipsoidi kujuline pooltelgedega a ja b (viimane olgu mõõdetud pikl z -telge).

Nendel eeldustel avaldise (5.10) järgi ilmselt: $d = 0$, kuna aga avaldisest (5.11) järeldub

$$q = \frac{Ze}{V} \left[\int (\zeta^2 + \xi^2) \, dV + \int (\zeta^2 + \eta^2) \, dV - 2 \int (\xi^2 + \eta^2) \, dV \right]. \quad (5.12)$$

Avaldises (5.12) esinevad integraalid on teoreetilise mehhanika kursusest tuntud ühiktihedusega keha inertsimomendid selle telje suhtes, mille nimetusele vastav koordinaat integrandis puudub. Seega

$$q = \frac{Ze}{V} (I_y + I_x - 2I_z), \quad (5.13)$$

kus I_x , I_y ja I_z - on inertsmomendid vastavalt x -, y -, z -telje suhtes. Vaadeldaval pöördellipsoidi juhul $I_x = I_y$, mistõttu avaldis (5.13) lihtsustub

$$q = \frac{2Ze}{V} (I_x - I_z) . \quad (5.14)$$

Integreerides leiame

$$I_x = \frac{V}{5} (a^2 + b^2) , \quad I_z = \frac{2}{5} Va^2 . \quad (5.15)$$

Seega

$$q = \frac{2}{5} Ze (b^2 - a^2) . \quad (5.16)$$

Avaldisest (5.16) näeme, et $q > 0$ või $q < 0$ vastavalt tuuma kujule. Kui tuum on välja venitatud pöörlemistelje sihis, siis $q > 0$, kui aga kokku surutud selle telje sihis, siis $q < 0$. Kerakujulisel tuumal $q = 0$.

Kvadrupoolmomendil on elektrilaengu ja pindala korruptiivne dimensioon. Tavaliselt valitakse kvadrupoolmomendi mõõtmisel laenguühikuks elementaarlaeng ja pindalaühikuks 1 barn (b):

$$1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 .$$

Sel juhul kvadrupoolmomendid mõõtvad barnides.

Saadud tulemused dipoolmomendi ja kvadrupoolmomendi kohta põhinevad klassikalise füüsika seisukohtadel. Võrdluseks esitame kvantmehaaniliste arvutuste tulemused:

tuuma elektriline dipoolmoment võrdub alati nulliga, kuna kvadrupoolmoment võib nullist erineda alles siis, kui tuuma spinkvantarv $J \geq 1$.

Lõpuks vaatleme lühidalt küsimust, kuidas tuuma kvadru-

poolmoment võib mõjustada aatomite spektrit. Selleks on kohane meenutada elektrodünaamikat, et laengu Q' elektrostaatiline energia väljas potentsiaaliga φ on $Q'\varphi$. Niisiis vastavalt valemile (5.8), (5.9) ja (5.11) ning tulemusele $d = 0$ avaldub elektroni, mille laeng on $-e$, energia W tuuma elektriväljas järgmiselt:

$$W = -\frac{Ze^2}{r} - \frac{q}{2r^3} - \dots \quad (5.17)$$

Tavaliselt vaadeldakse aatomifüüsikas tuuma punktikujulise-na, s.t. arvestatakse reaksarenduses (5.17) ainult esimest liiget. Teine liige, mis on seotud kvadrupoolmomendiga, võimaldab elektroni energiat täpsemini määrata ja seletada aatomi spektrite ülipeenstruktuuri.

6. Tuuma raadius.

Tuumade raadiuse määramiseks pommitati neid kiirete α -osakeste ja prootonitega. Kui α -osake või prooton on tuumast küllalt kaugel, siis nende hajutamine tuumadel allub Rutherfordi valemile, mis on teatavasti tuletatud eeldusel, et tuuma elektrilaengu ja temal hajuva laengu vastastikune mõjustus allub Coulomb'i seadusele. Kuid väikestel kaugustel tuumast tekivad olulised kõrvalekaldumised Rutherfordi valemist. Kulonilisele tõuketungile lisandub teatud tõmbetung¹, mida tema spetsiifilise tuumale omase päritolu

¹ Lihtne arvutus näitab, et selleks tõmbetungiks ei saa olla gravitatsioonitõuge: kaks kaugusel r asetsevat prootonit (laenguga e ja massiga M_p) mõjustavad teineteist

tõttu nimetatakse tuumatungiks. Nende katsete järgi on prootonil vastastikusel mõjustusel tuumaga potentsiaalne energia $U(r)$, kus r on prootoni kaugus tuuma keskpunktist.

Funktsiooni $U(r)$ kuju on

skemaatiliselt esitatud

joonisel 7. Kui $r > OE$,

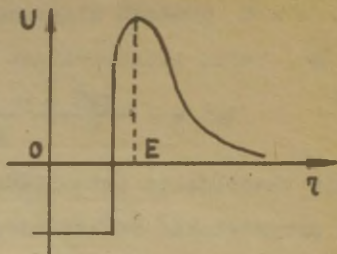
siis kehtib Coulombi seadus, mida iseloomustab hüperbool.

Kaugusel $r \leq OE$

mõjuvad tuumatungid; see-

tõttu suurust $OE = R$ ni-

metatakse tuuma raadiuseks.



Joon. 7.

Osutub, et hajutus-

eksperimentidest ja teistest katsetest (näit. α -lagunemise

kasutamine § 30) leitud tuuma raadiused R alluvad hästi

järgmisele empiirilisele valemile

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (6.1)$$

kus A on tuuma massiarv ja $r_0 = (1,4 \div 1,5) 10^{-13}$ cm. Ar-

vestades konstandi r_0 sellist väärtust on otstarbekohane

valida tuumade raadiuste mõõtmisel pikkusühikuks 10^{-13} cm,

mida nimetatakse fermiks (f):

elektrostaatilisest tõuketungiga $f_C = \frac{e^2}{r^2}$ ja gravitatsioonilise tõmbetungiga $f_G = \gamma \frac{M_p^2}{r^2}$, kus γ on gravitatsioonikon-

stant. Siit $f_C/f_G = e^2/\gamma M_p^2$, millest pärast tuntud suuruste

γ , e ja M_p arvuliste väärtuste asendamist leiame

$f_C/f_G \approx 10^{36}$. See näitab, et gravitatsioonitungide osatähtsus

antud probleemis on kaduvväike.

Valemist (6.1) järeneb, et tuumaaine tihedus δ on ligikaudu konstantne. Tõepoolest, tuuma massi M jaoks võib kirjutada $M \approx AM_p$, kus M_p on prootoni mass. Tuuma ruumala võib valemi (6.1) abil esitada kujul $V = \frac{4\pi R^3}{3} = \frac{4\pi r_0^3}{3} A$. Seega

$$\delta = \frac{M}{V} \approx \frac{3M_p}{4\pi r_0^3} = \text{const}; \quad \delta \approx 10^{14} \text{ g/cm}^3. \quad (6.2)$$

Hindame teoreetiliselt tuuma raadiuse suurusjärgu.

Joon. 7 toodud potentsiaalkõvera järgi võime tuuma vaadelda süsteemina, milles nuklonid on suletud potentsiaalauku.

Kvantmehhaanika järgi peavad sellise augu mõõtmed mahutama täisarv korda nukloni de Broglie lainepikkusi. Tähistades nukloni de Broglie lainepikkuse tähega λ , võime kirjutada

$$R \approx \lambda. \quad (6.3)$$

Kuid λ jaoks võime anda aatomifüüsikast tuntud valemi

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mW}}, \quad (6.4)$$

kus h on Plancki konstant ja p , m , W on vastavalt nukloni impulss, mass ja kineetiline energia.

Avaldistest (6.3) ja (6.4) järeneb

$$R \approx \frac{h}{\sqrt{2mW}}. \quad (6.5)$$

Nukloni kineetilise energia tuumas võib ligikaudselt lugeda võrdseks tuuma seosenergiaga nukloni kohta. Seega § 2 järgi

$W = 8 \text{ MeV}$. Asendades selle väärtuse valemisse (6.5) leiame $R \sim 10^{-12} \text{ cm}$, mis on tõepoolest kooskõlas empiirilise valemiga (6.1) järgi arvutatavate tuuma raadiustega.

Analoogilisi kaalutlusi võib rakendada tuuma prooton-elektronmudeli paikapidamatuse põhjendamiseks. Kuni neutroni avastamiseni peeti tõenäoliseks tuuma prooton-elektronmudelit, mille kohaselt tuum $Z()^A$ koosneb A prootonist ja $A - Z$ elektronist. Vihjeks selle mudeli tekkimisel oli fakt, et mõned radioaktiivsed tuumad kiirgavad elektrone (β -lagunemine, § 31).

Elektronide juhul tuleb de Broglie valemil kasutamisel arvestada relativistlikku koguenergiat E ja impulsi p vahelist seost

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 ,$$

kus m_0 on osakese seisumass. Siit järgneb

$$c^2 p^2 = (E + m_0 c^2) (E - m_0 c^2) .$$

Kuna $E - m_0 c^2 = W$ on elektroni kineetiline energia, siis

$$c^2 p^2 = W(W + 2 m_0 c^2) ,$$

mis eeldusel

$$W \gg 2 m_0 c^2 \tag{6.6}$$

omandab kuju

$$cp = W . \tag{6.7}$$

Valemiga (6.7) abil võib elektroni de Broglie lainepikkuse λ jaoks kirjutada

$$\lambda = \frac{hc}{W} . \tag{6.8}$$

Niisiis vastavalt prooton-elektronimudelile leiame valemite (6.2) ja (6.8) tuuma raadiuste jaoks lihtsa avaldise

$$R \approx \frac{hc}{W} . \quad (6.9)$$

Andes valemis (6.8) ette eksperimentidest leitud tuumaraadiuste suurusjärgu $R \sim 10^{-12}$ cm, leiame, et elektron peaks tuumas olema kineetilise energiaga $W \sim 100$ MeV.¹ Kuna seoseenergia ühe tuumas leiduva osakese kohta on ~ 8 MeV, siis sellise suure kineetilise energiaga ei saa elektron püsida.

Teiselt poolt, kui valiksime valemis (6.9) ette eksperimentaalselt leitud $W \approx 8$ MeV, saaksime R jaoks liiga suured väärtused, mida ei ole võimalik viia kooskõlla valemiga (6.1).

Seega tuuma prooton-elektronimudelil esinevad sügavad vasturääkivused. Lisaks kirjeldatud vasturääkivustele tekiavad raskused seoses tuuma spiniga. Näiteks deutron ${}^1_1\text{H}^2 \equiv d$ (raske vesiniku tuum) koosneb prooton-elektronimudeli järgi kolmest osakesest: kahest prootonist ja ühest elektronist. Kuna nii prootoni kui ka elektroni spinkvantarv $s = 1/2$, siis deutroni spin peaks olema poolarvuline. Spektroskoopilisest analüüsist aga järgneb, et deutroni spin on täisarvuline: $J = 1$. Prooton-neutronimudeli järgi koosneb deutron kahest osakesest: prootonist ja neutronist. Kuna nii prootoni kui ka neutroni spinkvantarv $s = 1/2$, siis peaks deutroni spin olema täisarvuline. See ongi kooskõlas eksperimentiga.

¹ Saadud tulemus on kooskõlas eeldusega (6.6), sest $2 m_e c^2 \approx 1$ MeV .

Kõiki neid kaalutlusi arvesse võttes loobuti tuuma prooton-elektronmudelist ja asendati see mudel prooton-neutronmudeliga (§ 1). Fakti, et mõned radioaktiivsed tuumad kiirgavad elektrone võib rahuldavalt seletada ka ilma prooton-neutronmudelita. Selleks puhuks on otstarbekohane meenutada aatomifüüsikat, et footonid ei kuulu aatomi elektronkatte koostisse, kuid nad tekivad aatomi üleminekul ühest seisundist teise ergutatud aatomi elektromagnetilise välja energia arvel. Analooiliselt võib oletada, et elektronid tekivad β -lagunemisel neutroni muundumisel prootoniks, mida võib vaadelda kui teatud kvantüleminekut tuumade juhul.

§ 7. Tuumatungid. Tuuma tilgamudel.

Tuumatungide omaduste määramise eesmärgil pommitati tuuma nuklonitega. Kuigi selliste katsete tulemused ei võimalda käesoleval ajal seletada tuumatungide olemust, võib siiski lugeda tõestatuks järgmised tuumatungide iseärasused:

1) tuumatungide mõjuraadius on väike (suurusjärgus $\sim 10^{-13}$ cm), kuid selle raadiuse ulatusel on tuumatungid väga tugevad, olles suutelised kompenseerima prootonite elektrostaatilist tõukumist;

2) tuumatungid on peaaegu ühesugused nuklonpaarides $p-p$, $n-p$ ja $n-n$ (tuumatungide laengulise sõltumatus printsiip):

3) tuumatungidel on küllastusomadus, mis seisneb sel-

les, et antud nuklon on vastastikuses mõjustuses ainult tema lähemas naabruses asuvate nuklonitega (see on kooskõlas iseärasusega 1). Tuumatungide küllastusomadus kajastub faktis, et tuuma seosenergia on ligikaudu võrdeline tema koostisse kuuluvate nuklonite arvuga A . (§ 2): $B \sim A$. Kui aga loobuda küllastusomadusest ja oletada, et iga nuklon on vastastikuses mõjustuses kõikide teiste tuuma koostisse kuuluvate nuklonitega, siis peaks tuuma seosenergia olema võrdeline vastastikuses mõjustuses olevate nuklonite paaride arvuga $A(A-1)/2$; niisiis $B \sim A(A-1)$, mis suurte massiarvude juhul taandub kujule $B \sim A^2$. See on ilmses vastuolus eksperimentaalse faktiga $B \sim A$.

4) Valdavas enamuses on tuumatungid tsentraalsed, s.t. nad mõjuvad piki kaht nukloni ühendavat sirget. Seejuures sõltub tuumatung nii nuklonitevahelisest kaugusest kui ka nuklonite spinidest. Peale tsentraalsete tuumatungide eksisteerivad ka nn. tensorilised tuumatungid, mille mõjumise suund ei lange ühte kahte nuklonit ühendava sirge suhtes. □

Arvestades tuumatungide küllastuse omadust ja tuumaaine tiheduse konstantsust (vt. valem (6.2)) näeme, et tuum sarnaneb vedelikutilgaga. Teatavasti vedelikutilga aine tihedus ei sõltu tilka moodustavate molekulide arvust. Vedelikutilga molekulideks lõhestamise energia on võrdeline molekulide arvuga. Sellisest võrdlusest järgneb tuuma tilgamudel:

tuum \longleftrightarrow tilk; nuklon \longleftrightarrow molekul.

Lähtudes tuuma tilgamudelist võib tuletada poolempiirilise valemi tuuma energia ja massi arvutamiseks. Tuuma ener-

gia võib esitada summana järgmistest liidetavatest.

1. E_1 - tuuma moodustavate nuklonite seisuenergia summa

$$E_1 = [ZM_p + (A - Z)M_n]c^2, \quad (7.1)$$

kus Z - tuuma laeng, M_p ja M_n - prootoni seisumass, c - valguse kiirus vaakuumis.

2. E_2 - liige, mis näitab, et tuuma seosenergia on esimeses lähenduses võrdeline tema koostisse kuuluvate nuklonite arvuga

$$B \approx a_2 A; \quad (a_2 = \text{const}). \quad (7.2)$$

Tuuma moodustumisel nuklonitest teevad tuumatungid kui tõmbetungid tööd, mistõttu vabaneb teatud energia. Selle energia võrra on tuuma energia väiksem nuklonite seisuenergiate summast. Seetõttu $E_2 < 0$.

Liidetavad E_1 ja E_2 on peamisteks liidetavateks tuumaenergia avaldises

$$E \approx E_1 + E_2. \quad (7.3)$$

Tuuma seosenergia B avaldub vastavalt valemile (2.3) ja (7.1) kujul

$$B = E_1 - E. \quad (7.4)$$

Valemite (7.3) ja (7.4) võrdlus koos valemiga (7.2) annab

$$E_2 = -B = -a_2 A. \quad (7.5)$$

3. E_3 - pinnaenergia. Tuuma pinnal asuvatele nuklonitele mõjuvad tuumatungid ainult seestpoolt; niisiis pinnal

asuvad nuklonid on tuumaga seotud nõrgemini kui seesmised nuklonid. Seetõttu kirjeldab pinnaenergia efektiivselt tõukumise efekti ja E_3 tuleb lugeda positiivseks. Vastavalt tilgamudelile on pinnaenergia E_3 võrdeline tuuma pindalaga S :

$$E_3 = \sigma S, \quad (7.6)$$

kus konstanti σ nimetatakse tuuma pindpinevuskoeffitsiendiks. Valemi (6.1) abil võib tuuma pindala S esitada kujul

$$S = 4\pi R^2 = 4\pi r_0^2 A^{\frac{2}{3}}.$$

Asendades selle tulemuse valemisse (7.6), leiame

$$E_3 = a_3 A^{\frac{2}{3}}, \quad (7.7)$$

kus $a_3 = 4\pi r_0^2 \sigma$.

4. E_4 - liidetav, mis arvestab, empiirilist fakti, et tuuma stabiilsus suureneb siis, kui neutronite arv N läheneb prootonite arvule Z . $E_4 = 0$ siis, kui $N = Z$. Kui aga $N \neq Z$, siis tuum on vähem stabiilne kui juhul $N = Z$. Seetõttu juhul, kui $N \neq Z$, peab $E_4 > 0$. Siit järgneb, et E_4 sõltub ainult vahe $N - Z$ paarisarvulisest astmetest. Valime esimeses lähenduses $E_4 \propto (N - Z)^2$; katse näitab, et liikme E_4 mõju väheneb raskete tuumade korral, seetõttu loetakse E_4 pöördvõrdeliseks massiarvuga A . Kokkuvõttes võime seega kirjutada

$$E_4 = a_4 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}, \quad (7.8)$$

kus a_4 on positiivne konstant.

$N = A - Z$
 $Z = N$
 $(2 - N)$
 $Z < N \Rightarrow E_4 < 0$
 $Z > N \Rightarrow E_4 > 0$

5. E_5 - prootonite elektrostaatilist tõukumist arvestav liidetav. Kuna elektrostaatiliste tungide mõjuraadius on suur, siis iga tuumas asuv prooton on vastastikuses mõjutuses kõikide teiste tuumas asuvate prootonitega. Seega energia E_5 on võrdeline vastastikuses mõjutuses olevate prootonite paaride arvuga $Z(Z-1)/2$, mis suurte Z -väärtuste korral on peaaegu võrdne $Z^2/2$. Seetõttu $E_5 \sim Z^2$. Peale selle E_5 on ilmselt pöördvõrdeline tuuma raadiusega, ehk valemit (6.1) arvestades pöördvõrdeline $A^{1/3}$ -ga. Kokkuvõttes avaldub E_5 kujul:

$$E_5 = a_5 \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (7.9)$$

kus a_5 on positiivne konstant. Detailne arvutus näitab, et $a_5 = \frac{3e^2}{5r_0}$, kus e on elementaarlaeng, r_0 - valemis (6.1) esinev konstant.

Jämedas lähenduses võib lugeda $Z \sim A$, seega $E_5 \sim A^{5/3}$. Saadud avaldise võrdlemine avaldisega (7.5) näitab, et raskete tuumade juhul E_5 kasvab kiiremini kui $|E_2|$. See asjaolu põhjustab eriti raskete tuumade ebastabiilsuse.

6. E_6 - väike parandusliige, mis arvestab sama massiarvuga gg -, ug -, gu - ja uu -tuumade erinevat stabiilsust. Katse näitab, et kõige enam stabiilsed on gg -tuumad, kõige vähem stabiilsed on uu -tuumad. ug - ja gu -tuumad on vahepealse stabiilsusega. Seega võib parandusliikme E_6 esitada kujul

$$E_6 = \lambda(Z, A - Z) f(A), \quad (7.10)$$

kus

$$\left. \begin{aligned} \lambda(g, g) &= -1 \\ \lambda(u, u) &= +1 \\ \lambda(u, g) &= \lambda(g, u) = 0. \end{aligned} \right\} (7.11)$$

Siin tähistavad g ja u vastavalt paaris- ja paaritu-
arvulist argumenti: $f(A)$ on positiivsete väärtustega
massiarvu funktsioon, mille kuju tuleb leida võrdlusest
eksperimendiga. Osutus, et hea ksookõla annab järgmine
valik

$$f(A) = \frac{a_6}{A^{3/4}}, \quad (7.12)$$

kus a_6 on positiivne konstant.

Arvestades liidetavaid E_1 -st kuni E_6 -ni võib tuu-
ma $Z^{()^4}$ energia avaldise esitada kujul:

$$\begin{aligned} E(A, Z) = \sum_{i=1}^6 E_i &= [Z M_p + (A - Z) M_n] c^2 - a_2 A + \\ &+ a_3 A^{2/3} + a_4 \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} + a_5 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \lambda(Z, A-Z) \frac{a_6}{A^{3/4}}. \end{aligned} \quad (7.13)$$

Võrdlus eksperimendiga võimaldas leida konstantidele

järgmised väärtused:

$$\begin{aligned} a_2 &= 15,76 \text{ MeV}, & a_3 &= 17,87 \text{ MeV}, \\ a_4 &= 37,87 \text{ MeV}, & a_5 &= 0,711 \text{ MeV}, \\ a_6 &= 33,5 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Kasutades Einsteini tuntud seost massi ja energia va-
hel võib avaldise (7.13) abil esitada tuuma $Z^{()^A}$ massi
avaldise kujul

$$M(A, Z) = ZM_p + (A - Z)M_n - b_2A + b_3A^{2/3} + b_4 \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} + b_5 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \lambda(Z, A - Z) \frac{b_6}{A^{3/4}}, \quad (7.14)$$

kus

$$\begin{aligned} b_2 &= 0,01507 \text{ u}, & b_3 &= 0,014 \text{ u}, \\ b_4 &= 0,083 \text{ u}, & b_5 &= 0,000627 \text{ u}, \\ b_6 &= 0,036 \text{ u}. \end{aligned}$$

Valemeid (7.13) ja (7.14) nimetatakse Weizsäckeri poolempiirilisteks valemiteks tuuma energia ja massi arvutamiseks. Weizsäckeri valem annab küllaldase kooskõla eksperimendiga tuumade juhul, millel $A > 15$, kuna aga kergemate tuumade juhul kooskõla puudub. See on tingitud asjaolust, et kerged tuumad ($A < 15$) on väikese raadiusega, mistõttu antud nuklon on peale naabernukloni vastastikus mõjustuses veel teistegi nuklonitega. Nüüd on aga ilmne, et kergete tuumade juhul ei täitu valemite (7.13) ja (7.14) üks põhilisi eeldusi - tuuma seosenergia konstantsus nukloni kohta. Illustratsioonina esitame deutroni ${}_1\text{H}^2 \equiv d$, tritiumi ${}_1\text{H}^3 \equiv t$ ja heeliumi ${}_2\text{He}^4 \equiv \alpha$ seosenergiad nukloni kohta: $f(2,1) = 1,1 \text{ MeV}$, $f(3,1) = 2,78 \text{ MeV}$ ja $f(4,2) = 7,06 \text{ MeV}$. Deutroni seosenergia erilist väiksust võib seletada asjaoluga, et temas asuvad prooton ja neutron suhteliselt pika ajavahemiku jooksul teineteisest kaugemal kui tüumatungide mõjuraadius. Piltlikult öeldes: deutronis jääb tüumatung osaliselt kasutamata.

§ 8. Tuuma kihiline mudel.

Rohke eksperimentaalse materjali alusel tehti kindlaks, et eriline stabiilsus on tuumadel, milles kas prootonite või neutronite arv on 2, 8, 20, 28, 50, 82 ja neutronite arv 126. Neid nimetatakse maagilisteks arvudeks. Tuuma, milles kas prootonite või neutronite arv on maagiline, nimetatakse maagiliseks tuumaks. Tuuma, milles nii prootonite kui ka neutronite arv on maagiline, nimetatakse kahekordselt maagiliseks tuumaks.

Maagiliste arvude olemasolu meenutab aatomifüüsikast fakti, et teatud kindla arvu elektronidega aatomite elektronkatted on eriti stabiilsed (inertsed gaasid). Inertsetel gaasidel on kas täidetud elektronkatte kiht või alagrupp. Sellest lähtudes oletame, et ka tuumad on kihilise struktuuriga ja nimelt nii, et täielikult täidetud kihtidega tuumad peaksid olema eriti stabiilsed, s. t. maagilised tuumad.

Meenutame aatomifüüsika kursusest, et aatomi kihiline struktuur tekkis tänu 2 eeldusele:

- 1) elektronid alluvad Pauli printsiibile,
- 2) elektronidel on kindel orbitaalne impulssmoment, mida iseloomustab orbitaalne kvantarv l .

Esimene neist eeldustest on tuumade juhul täidetud, kuna nuklonid kui poolarvulise spiniga osakesed alluvad Pauli printsiibile. Kuid teine tingimus pole rangelt täidetud. Põhjus seisneb asjaolus, et vastavalt kvantmehhaanikale võib omistada kindla orbitaalse impulssmomenti osake-

mis liigub tsentraalsümmeetrilises väljas. Atomielektroni jaoks on see tingimus täidetud, kuna ta liigub tuuma tekitatud tsentraalsümmeetrilises elektriväljas. Tuumas aga sellist tsentrit, mis tekitaks välja, ei ole. Seetõttu vaadeldakse tuumade juhul antud nuklonit asetsevana teatud keskmistatud tuumatungide väljas, mida tekitavad ülejäänud nuklonid. Selline keskmistatud väli on tsentraalsümmeetriline ja niisuguses lähenduses võib igale nuklonile omistada kindlat orbitaalset impulssmomenti. Maagiliste arvude tuletamiseks¹ osutus lisaks kirjeldatule veel vajalikuks Goepfert-Mayeri järgi sisse tuua nn. spinorbitaalne seos: keskmistatud väljas sõltub nuklonile mõjuv tung nukloni orbitaalse impulssmomenti \vec{l} ja spini \vec{s} vahelisest orientatsioonist. Spinorbitaalse seose tõttu omandab nuklon täiendava energia $E \sim (\vec{l} \vec{s})$, mistõttu sama orbitaalse kvantarvuga energianivood lõhestuvad kaheks alanivooks. Lõhestumine on seda tugevam, mida suurem on orbitaalne kvantarv. Orbitaalsete kvantarvude suurte väärtuste juhul osutub lõhestumine niivõrd tugevaks, et alanivood võivad kuuluda erinevatesse kihtidesse. !

Kihte täidavad prootonid ja neutronid eraldi, kuna keskmistatud väli, milles liigub prooton, üldiselt ei ühti keskmistatud väljaga, milles liigub neutron.

Joonisel 8 on esitatud prootonite ja neutronite energia-

¹ Kuna tuumatungid on mitte-elektrilise päritoluga, siis üldiselt ei lange maagilised arvud ühte inertsete gaaside järjekorranumbritega Mendelejevi tabelis.

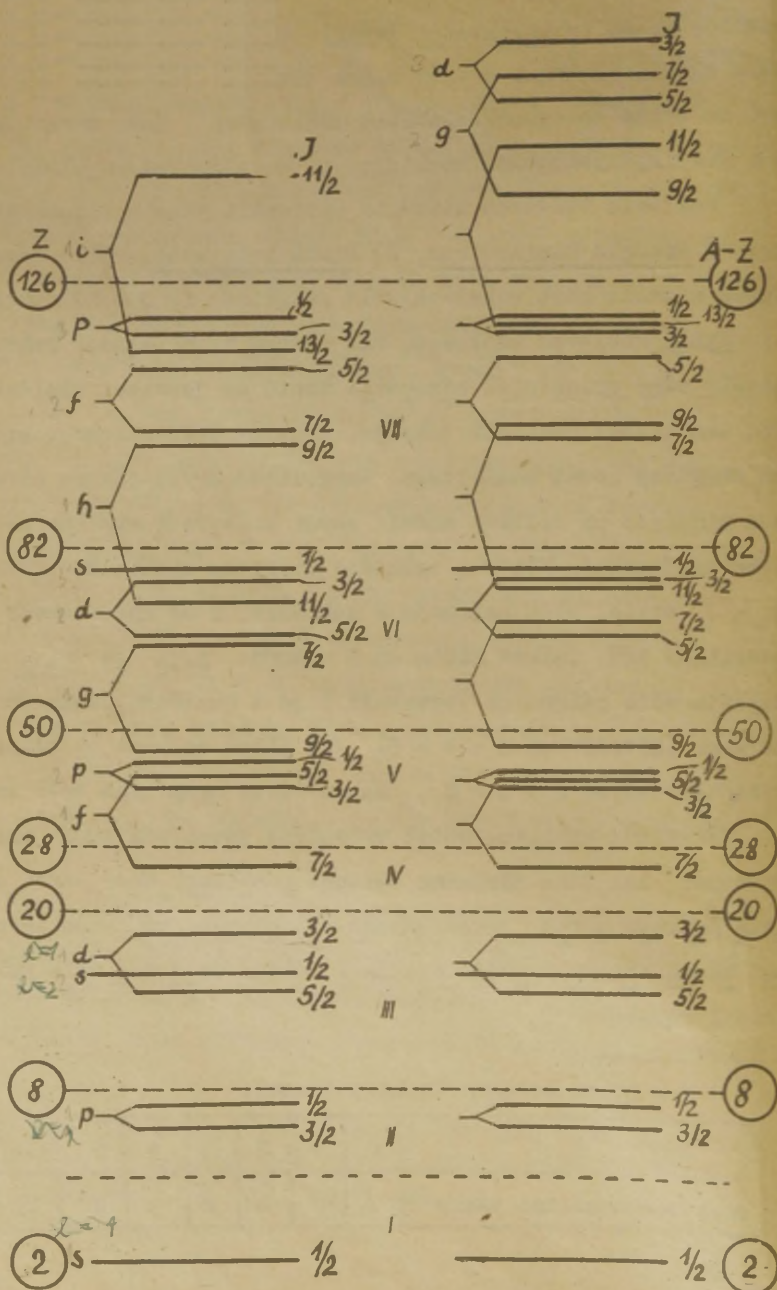
nivoode skeem (Klinkenbergi järgi), mis annab parima kooskõla eksperimendiga. Nivool asuva nukloni orbitaalne kvantarv on antud spektroskoopilises tähistuses¹, kuna seesmine ehk kogumпульssmomendi kvantarv j on märgitud arvuliselt.

Nuklonid täidavad nivoosid vastavalt kahele tingimusele: 1) energia minimaalsus, 2) Pauli printsiip, mille järgi antud nivoole võib maksimaalselt paigutada $(2j + 1)$ nuklone. Kihti kuuluvad osakesed, mis asuvad teineteisest suhteliselt vähe erinevatel nivoodel. Kihid on joonisel eraldatud üksteisest punktpiirjoonega, kihtide järjekorranumbrid on märgitud rooma numbritega. Maagilised arvud (ümber piiratud ringiga) on sellise mudeli järgi erinevate kihtide täitearvude summad. Näiteks esimeses kihis on ainult üks nivoo $s_{1/2}$, millele võib paikneda 2 nuklone, 2 on aga esimene maagiline arv. Teises kihis on 2 nivood: $p_{1/2}$ ja $p_{3/2}$, millele võib paigutada vastavalt 2 ja 4 nuklone, seega teise kihi täitearv on $2 + 4 = 6$. Kui liita esimese ja teise kihi täitearvud $2 + 6 = 8$, saame teise maagilise arvu jne.

Esitatud kihiline mudel võimaldab ennustada tuuma spini väärtusi, kui teha järgmine eeldus: paarisarv sama sorti nuklone paikneb antud j -väärtusega nivool nii, et nende antud osa tuuma spinile võrdub nulliga. Sellel eeldusel võib tuletada 2 reeglit.

¹ Meenutame aatomifüüsikast skeemi:

1	0	1	2	3	4	5	...
spektroskoopiline tähis	s	p	d	f	g	h	...



Protonid

Neutronid

1. Kõikide gg-tuumade spin J võrdub nulliga (see on kooskõlas §-ga 3), kuna nii prootonite kui ka neutronite tekitatud osad tuuma spinis võrduvad antud juhul nulliga.

2. ug- (gu-) tuuma spin J on võrdne viimase paaritu prootoni (neutroni) j -väärtusega, kuna neutronite (prootonite) tekitatud osa tuuma spinile on null.

Analoogilist reeglit uu-tuumade spini määramiseks ei ole võimalik anda, sest ei ole lihtsat reeglit, mis näitaks, millisel viisil on teineteise suhtes orienteerunud viimase paaritu prootoni ja viimase paaritu neutroni impulssmomentid.

Reegli 2 kasutamise näitena määrame tuuma ${}_{55}\text{Cs}^{133}$ spini. Selles tuumas on 55 prootonit ja 78 neutronit. Eespoolöeldu põhjal võivad tuuma spini tekitamisest antud juhul osa võtta ainult prootonid. Neist 50 prootonit moodustavad täidetud I - V kihi, mille tekitatud osa tuuma spinile on võrdne nulliga. Ülejäänud 5 prootonit paiknevad nivool $g_{7/2}$, seejuures 4 prootoni tekitatud osa tuuma spinile on null ja tuuma spin on võrdne viienda paaritu prootoni j -väärtusega $\frac{7}{2}$, s.t. $J = \frac{7}{2}$.

Ekspirimendiga kooskõla saavutamiseks on reeglit 2 vaja täiendada lisaeldusega, mis keelab suurte spinide $J = 11/2$ ja $J = 13/2$ olemasolu. See lisaeldus nõuab, et nivool, millel $j = 11/2$ või $j = 13/2$ võib paikneda ainult paarisarv nukloneid. Seetõttu nendel nivoodel paiknevate nuklonite tekitatud osa tuuma spinile võrdub nulliga ning spinid $J = 11/2$ ja $J = 13/2$ ei realiseeru. Näitena mää-

rame tuuma ${}_{78}\text{Pt}^{195}$ spini. Selles tuumas on 78 prootonit ja 117 neutronit. 117 neutronist 82 moodustavad täidetud I - VI kihi ja nende tekitatud osa tuuma spinile on null. Edasi tuleb VII kihti paigutada ülejäänud 35 neutronit. Joonise 8 järgi on VII kihis järgmised nivood $f_{7/2}$, $h_{9/2}$, $f_{5/2}$, $p_{3/2}$, $i_{13/2}$ ja $p_{1/2}$. Neil nivoodel võib maksimaalselt paikneda vastavalt 8, 10, 6, 4, 14 ja 2 neutronit. Lähtudes energia minimaalsuse nõudest täidame antud 35 neutronist 28 neutroniga nivood $f_{7/2}$, $h_{9/2}$, $f_{5/2}$ ja $p_{3/2}$. Ülejäänud 7 neutronist võib nivoole $i_{13/2}$ vastavalt lisa-eeldusele paigutada ainult 6, kuna seitsmes neutron tuleb paigutada nivoole $p_{1/2}$, mistõttu tuuma spin $J = 1/2$.

Lõpuks märgime, et tuuma kihiline mudel on põhimõttelises vastuolus tilgamudeliga, kuna kihilises mudelis antud nuklon on keskmistatud välja kaudu seotud kõikide ülejäänud nuklonitega. Need vastuolud on ületatud tuuma üldistatud e. kollektiivses mudelis, kus on ära kasutatud eespool mainitud mudelite positiivsed omadused. Üldistatud mudelis eeldatakse, et nuklonid, mis asuvad väljaspool täidetud kihti, deformeerivad tuuma kihilist struktuuri. Sellist deformatsiooni aga kirjeldatakse tilgamudelile omaste hüdrodünaamika meetoditega. Üldistatud mudeli abil on saavutatud eriti häid tulemusi gg-tuumade ergutatud energianivoo de arvutamisel.

II p e a t ü k k .

TUUMAFÜÜSIKA EKSPERIMENTAALISED MEETODID.

§ 9. Raskete laetud osakeste läbimine k a i n e s t .

Raskete laetud osakeste all mõistame siin osakesi, mille seisumass ületab tunduvalt elektroni seisumassi, näit. α -osakesi ja prootoneid.

Raske laetud osake, läbides ainet, kaotab oma energiat tänu elektromagnetilisele mõjustusele aine koosseisu kuuluvate elektronidega. Sellises mõjustusprotsessis võib laetud osake ergutada või ioniseerida aatomi. Kuna tavaliselt aines (eriti tahketes kehaes ja vedelikes) on aatomid üksteisega tugevasti seotud, siis ergutusenergia ei vabane footonite kiirgamise teel, vaid nn. teist liiki põrgete teel, mistõttu ta muundub lõppkokkuvõttes soojusliku liikumise energiaks. Ionisatsiooni tulemusena tekkinud positiivset iooni ja elektroni nimetatakse ioonpaariks. Keskmiselt tekib iga ionpaari kohta 2-3 ergutatud aatomit.

Kui laetud osake kaotab kogu oma kineetilise energia aatomite ergutamiseks ja ioniseerimiseks, siis jääb ta aines seisma. Tee pikkust, mida osake läbis aines, alates tema ainesse sattumisest kuni paigalejäämiseni, nimetatakse osakese kuluks (venekeelne vastav termin on: пробог). Lae-

tud osakese kineetilise energia algväärtuse ja kulu ulatuses tekitatud ioonpaaride arvu jagatist w nimetatakse ioonpaari tekitamise energiaks. Kuna laetud osake võib esile kutsuda nii aatomite ionisatsiooni kui ka ergutamist, siis on ilmne, et sel viisil defineeritud suuruse w hulka on arvatud peale energia, mis kulub ioniseerimiseks, ka energia, mis kulub ergutamiseks. Näiteks õhus $w \approx 35$ eV, kuid vahetult ioniseerimiseks kulub vaid 15-17 eV; ülejäänud energia 18-20 eV kulub ergutamiseks.

Laetud osakese poolt trajektoori pikkusühikul tekitatud ioonpaaride arvu nimetatakse erioonisatsiooniks.

Teades erioonisatsiooni I ja ioonpaari tekitamiseks vajalikku energiat w , võib leida laetud osakese energia kao trajektoori pikkusühiku kohta:

$$-\frac{dE}{dx} = wI \quad (9.1)$$

Raske laetud osakese energia kao jaoks trajektoori pikkusühiku kohta kehtib mitterelativistlike kiiruste v juhul ($v \ll c$, c - valguse kiirus vaakumis) järgmine Bethe teoreetiliselt tuletatud valem:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 ZN}{mv^2} \ln \frac{2mv^2}{B} \quad (9.2)$$

kus e - elementaarlaeng, ze - osakese laeng, Z - läbitava aine järjekorranumber, N - aine aatomite arv ruumalaühiku kohta, m - elektroni mass, B - teatud keskmine aatomi ergutusenergia, mis võrdub ligikaudselt 13,5.2 elektronvoldiga. Vääril märkimist fakt, et avaldise (9.2)

parem pool ei sõltu ionisatsioonile esile kutsuva laetud osakese massist.

Avaldises (9.2) esinevat peamist sõltuvust (logaritm välja arvatud) saab kvalitatiivselt põhjendada järgmisel viisil. Olgu P laetud osakeselt elektronile üleantud impulss. Kuid $P = Ft$, kus F on laetud osakese ja elektroni vahel mõjuv tung, t - aeg, mille jooksul see tung mõjub. Coulomb'i seaduse järgi $F \sim (ze).e$, kuna aga $t \sim \frac{1}{v}$. Seega $P \sim \frac{ze^2}{v}$. Elektron saab raskelt laetud osakeselt energia $\frac{P^2}{2m}$. Laetud osakeselt aine elektronidele üleantud energia on võrdeline elektronide arvuga ruumalaühikus, s. o. ZN . Siit järgnebki, et $-\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2 e^4}{mv^2} ZN$.

Raske laetud osakese kulu l leidmiseks tuleb seosest (9.2) avaldada dx ja teostada E järgi integreerimine kiineetilise energia algväärtusest E_0 kuni nullini.

$$l = \frac{m}{4\pi e^4 z^2 ZN} \int_{E_0}^0 \frac{v^2 dE}{\ln \frac{2mv^2}{B}} \quad (9.3)$$

Valides integraalis (9.3) uueks muutujaks kiiruse v , leiame

$$l = \frac{mM}{4\pi e^4 z^2 ZN} \int_0^{v_0} \frac{v^3 dv}{\ln \frac{2mv^2}{B}}, \quad (9.4)$$

kus M - raske laetud osakese mass.

Avaldis (9.4) võimaldab leida antud raske laetud osakese kulu ja kiiruse vahelise seose, kui see on teada teise osakese jaoks. Näiteks α -osakese ja prootoni kulgede va-

hel kehtib seos:

$$l_{\alpha}(v) = \frac{M_{\alpha}}{M_p} \left(\frac{z_p}{z_{\alpha}} \right)^2 l_p(v). \quad (9.5)$$

Kuna $M_{\alpha} \approx 4 M_p$ ja $z_{\alpha} = 2 z_p$, siis järgneb valemist (9.5)

$$l_{\alpha}(v) \approx l_p(v), \quad (9.6)$$

s. t. sama kiiruse juhul on α -osakese ja prootoni kuld ligikaudu võrdsed.

α -osakese esialgse kineetilise energia E_0 , kiiruse v_0 ja kulu l vahel õhus ($15^{\circ}C$, rõhul 760 torri) kehtib järgmine empiiriline valem

$$l = k E_0^{3/2} = a v_0^3, \quad (9.7)$$

kus $k = 0,32 \text{ cm} \cdot (\text{MeV})^{3/2}$ ja $a = 0,97 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^3$.

Kui on teada α -osakese kulg l õhus, siis võib teema kulg \bar{l} teistes ainetes arvutada järgmise empiirilise valemi abil

$$\bar{l} = b \frac{\sqrt{A}}{\rho} l, \quad (9.8)$$

kus A - aine aatom- või molekulaal, ρ - aine tihedus ja $b = 3 \cdot 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Näitena arvutame 5 MeV-lise kineetilise energiaga α -osakese kulu inimkeha kudedes. Kuna koed koosnevad peamiselt veest, võib valemite (9.7) ja (9.8) abil leida $l = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$. Vaadeldud näide vihjab sellele, et vedelikes ja tahketes kehaes on praktiliselt sageli esinevate mõne MeV-liste α -osakeste kulg väga väike. Kuid sellest

ei tule teha järeldust, nagu oleks α -osakeste bioloogiline toime nõrk. Tegelikult avaldavad α -osakesed tugevat bioloogilist toimet, kuna nad annavad oma energia ära väga väikesel teepikkusel ja tekitavad seal seetõttu suuri kahjustusi.

§ 10. β -kiirguse läbimine aimest.

β -kiirguse all me mõistame siin suure kiirusega liikuvaid elektrone.

Nagu rasked laetud osakesedki, kaotavad elektronid aines läbiminekul oma energiat aine aatomite ioniseerimiseks, kuid peale ionisatsiooniliste kadude tuleb elektronide juhul arvestada radiatsioonilisi kadusid, s. t. energia kadusid elektromagnetiliste lainete kiirgamiseks, sest elektrodünaamika järgi kiirgab iga kiirendusega liikuv elektrilaeng elektromagnetilisi laineid. Osakese poolt ajaühikus kiiratud energia E_{rad} on seejuures võrdeline tema kiirendusvektori a ruuduga. Rakendame seda tulemust elektroni liikumise juhul aines. Kui elektron liigub aines, siis mõjub talle tuuma elektrivälja poolt tung, mis on võrdeline tuuma laenguga, s. t. läbitava aine järjekorranumbri Z . Kasutades Newtoni teist seadust, leiame $a \sim \frac{Z}{m}$, kus m on elektroni mass. Seega elektroni radiatsioonilised energiakaod on pöördvõrdelised tema massi ruuduga ja võrdelised läbitava aine järjekorranumbri ruuduga

$$E_{\text{rad}} \sim \frac{Z^2}{m^2} \cdot \quad (10.1)$$

Sõltuvus (10.1) näitab, et radiatsioonilised kaod on erilise tähtsusega kergeste osakeste juhul, kuna raskete osakeste puhul on nende osatähtsus väike.

Elektroni ionisatsiooniliste ja radiatsiooniliste energiakaadude vahel kehtib trajektoori pikkusühiku kohta järgmine ligikaudne seos

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} / \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = \frac{b}{ZE}, \quad (10.2)$$

kus E on elektroni koguenergia, b on konstant ($b = 800 \text{ MeV}$). Valem (10.2) näitab, et elektronide radiatsioonilised energiakaod on suured juhul, kui ta suure energiaga liigub raskes aines.

Elektroni kulgu aines on praktiliselt raske määrata, kuna väikese massi tõttu kaldub elektron kergesti kõrvale oma esialgsest liikumissuunast. Sellest tingituna mõistetakse tavaliselt elektronide kulu l all ainekahi maksimaalset paksust, mida ta on suuteline läbima.¹ Kulu l asemel kasutatakse sageli suurust

$$L = l \varrho, \quad (10.3)$$

kus ϱ on aine tihedus. Avaldise (10.3) järgi omab L dimensiooni ML^{-2} . Seetõttu on saanud tavaks nimetada suurust L kuluks, mõõdetuna ühikutes $g \cdot cm^{-2}$. Suuruse L kasutuselevõtt on otstarbekohane seetõttu, et see suurus on peaaegu ühesugune kõikidel ainetel, sõltudes vaid elektronide energiast. Suuruse L sõltuvus elektronide energiast E

¹ Tegelik kulg on selliselt defineeritud kulust pikem.

on antud järgmiste empiriliste valemitega

$$\left. \begin{aligned} L &= a_1 E - a_2 & E > 0,8 \text{ MeV} \\ a_1 &= 0,542 \text{ g.cm}^{-2}(\text{MeV})^{-1} \\ a_2 &= 0,133 \text{ g.cm}^{-2} \end{aligned} \right\} (10.4)$$

$$\left. \begin{aligned} L &= a_3 E^{1,38} & E < 0,8 \text{ MeV} \\ a_3 &= 0,407 \text{ g.cm}^{-2}(\text{MeV})^{-1,38} \end{aligned} \right\} (10.5)$$

Näitena arvutame 10 MeV-lise energiaga elektroni kulu alumiiniumis ($\rho = 2,7 \text{ g/cm}^{-3}$). Rakendades valemit (10.4) ja (10.3) leiame: $L = 5,29 \text{ g.cm}^{-2}$ ja $l = 1,95 \text{ cm}$. Võrdluseks meenutame eelmisest paragrahvist, et peaaegu sama-suguse kineetilise energiaga α -osakese juhul oli kulg suurusjärgus 10^{-3} cm . See tulemus vihjab seaduspärasusele, et sama kineetilise energia juhul on elektroni kulg võrratult suurem α -osakese kulust.

Elektroni esilekutsutud eriionisatsioon I avaldub empirilise valemiga

$$I = \frac{k}{\beta^2} \quad (10.6)$$

kus $\beta = v/c$ ja $k = 46 \text{ cm}^{-1}$. Osutub, et sama kineetilise energiaga elektroni eriionisatsioon on võrratult väiksem α -osakese eriionisatsioonist.

§ 11. γ -kiirguse läbimine aine.

γ -kiirguse all mõistetakse eriti lühilainelist elektromagnetilist kiirgust.

γ -kiirguse intensiivsus I läbiminekul aine

tuntud eksponentsiaalse seaduse kohaselt

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (11.1)$$

kus I_0 on kiirguse intensiivsus ainesse sattumisel, x on kiirguse läbitud ainekihi paksus, ja μ on neeldumiskoeffitsient, mille füüsikaline sisu seisneb selles, et paksusega $1/\mu$ ainekihi läbimisel kahaneb kiirguse intensiivsus e korda.

γ -kiirguse läbiminekul ainest tuleb arvestada 3 järgmist protsessi: 1) fotoefekt, 2) Comptoni efekt ja 3) paari-de teke. Vastavalt nendele 3 protsessile võib γ -kiirguse neeldumiskoeffitsienti μ esitada summana 3 liidetavast:

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3. \quad (11.2)$$

1) Fotoefekti juhul neeldub γ -kvant aatomis, eemaldades viimasest elektroni. Fotoefektist tingitud γ -kiirguse neeldumiskoeffitsient μ_1 on võrdeline läbitava aine järjekorranumbri Z neljanda astmega ja pöördvõrdeline sageduse ν kuubiga

$$\mu_1 \sim \frac{Z^4}{\nu^3}. \quad (11.3)$$

2) Comptoni efekt seisneb footoni hajutamises vabal elektronil. Kuna γ -kiirguse footonid on suure energiaga, siis aine aatomi koosseisu kuuluvaid elektrone võib lugeda nende footonite suhtes vabadeks. Nagu aatomifüüsikast teada, väheneb sellisel hajumisel footoni sagedus, mis ongi γ -kiirguse intensiivvuse nõrgenemise põhjuseks. Kuna Comptoni efekti puhul võime elektrone lugeda vabadeks, siis hajutab iga

elektron footoneid teistest elektronidest sõltumata. Sellest tingituna on Comptoni efektist tingitud γ -kiirguse neeldumiskoeffitsient μ_2 võrdeline läbitava aine järjekorranumbriga Z :

$$\boxed{\mu_2 \sim Z} \quad (11,4)$$

Neeldumiskoeffitsiendi μ_2 sõltuvus footoni sagedusest on määratud nn. Klein-Nishina-Tamme valemiga, mida me siin selle keerulisuse tõttu ei esita. Märgime vaid, et selle valemi kohaselt kahaneb footoni sageduse kasvades neeldumiskoeffitsient μ_2 .

3) Paaride teke seisneb selles, et γ -kvant, mille energia on vähemalt võrdne 2-kordse elektroni seisuenergia, tekitab elektroni ja positroni, millel on positiivne elementaarlaeng ja elektroni seisumassiga võrdne seisumass.

Paaride tekke käsitlemisel on oluline rõhutada fakti, et footon ei ole võimeline paari tekitama vaakuumis. Et veenduda paari tekke võimatuses vaakuumis, kasutame energia ja impulsi jäävuse seadusi. Tõestuseks toome sisse tähisted: W_{\pm} - positroni ja elektroni kineetiline energia, \vec{k} ($|\vec{k}| = \frac{h\nu}{c}$) - footoni impulss, \vec{p}_{\pm} - positroni ja elektroni impulss. Neis tähistustes omandavad energia ja impulsi jäävuse seadus kuju:

$$h\nu = W_{+} + W_{-} + 2m_0 c^2, \quad (11.5)$$

$$\vec{k} = \vec{p}_{+} + \vec{p}_{-}. \quad (11.6)$$

Kuna energia ja impulsi jäävuse seadused on universaalsed seadused, peavad nad kehtima ka sel erijuhul, kui $W_{\pm} = 0$

ja $\vec{p}_{\pm} = 0$. Asendades need tulemused valemisse (11.5) ja (11.6), leiame

$$h\nu = 2m_0c^2, \quad (11.7)$$

$$\vec{k} = 0. \quad (11.8)$$

Valemis (11.8) esineb ilmne vastuolu, kuna footoni impulss ei saa nulliga võrduda. Seega ei ole võimalik paari tekkel vaakumis rahuldada energia ja impulsi jäävuse seadusi, mis aga mainitud seaduste universaalsuse tõttu tähendab paari tekke võimatust vaakumis.

2) Toodud tõestus näitab, et paari tekkeks peab peale footoni eksisteerima mingi teine osake, millele footon võiks üle anda oma impulsi (vt. (11.8)). Sellist paaride teket soodustavaks osakeseks võib olla näiteks tuum. Tähistame tuuma massi M ja kiiruse \vec{v} . Energia ja impulsi jäävuse seadus paari tekke protsessis avalduvad nüüd kujul:

$$h\nu = 2m_0c^2 + W_+ + W_- + \frac{Mv^2}{2}, \quad (11.9)$$

$$\vec{k} = \vec{p}_+ + \vec{p}_- + M\vec{v}. \quad (11.10)$$

Kuna energia ja impulsi jäävuse seadused on universaalsed seadused, siis peavad nad kehtima ka sel erijuhul, kui $W_{\pm} = 0$ ja $\vec{p}_{\pm} = 0$. Asendame need tulemused valemisse (11.9) ja (11.10), saame

$$h\nu = 2m_0c^2 + \frac{Mv^2}{2}, \quad (11.11)$$

$$\frac{h\nu}{c} = Mv, \quad (11.12)$$

kus impulsi jäävuse seaduses on vektorimärgid ära jäetud

põhjusel, et \vec{k} ja \vec{v} on teineteisega paralleelsed. Eri-
 nevalt valemist (11.8) valemis (11.12) vastuolu ei ole, ku-
 na foton on oma impulsi andnud tuumale. Valemi (11.11) aga
 näitab, et paari tekitamiseks peab footoni energia tuumale
 antava kineetilise energia võrra ületama kahekordselt elekt-
 roni seisuenergia. Avaldised (11.11) ja (11.12) võimalda-
 vadki määrata footoni minimaalse energia, mis tal peab ole-
 ma paari tekitamiseks hajumisel tuumal massiga M . Selleks
 tuleb avaldisest (11.11) ja (11.12) elimineerida tuuma kiir-
 rus v .

Kuna tuuma kiirus $v \ll c$, siis võime esimeses läh-
 henduses lugeda $v^2 \approx 0$ ja leida avaldisest (11.11)

$$h\nu = 2m_0c^2.$$

Selle tulemuse asendame valemisse (11.12) ja leiame

$$v = \frac{2m_0c}{M}.$$

Saadud kiiruse avaldise asendame valemisse (11.11), mil-
 lest järgneb

$$h\nu = 2m_0c^2 \left(1 + \frac{m_0}{M}\right), \quad (11.13)$$

mis ongi otsitav footoni minimaalne energia paari tekitam-
 iseks. Kuna tuuma massid ületavad enam kui 10^3 korda
 elektroni masse, siis avaldise (11.13) järgi $h\nu$ ületab
 umbes sajandiku % võrra suurust $2m_0c^2$.

Teooria näitab, et paaride tekkest tingitud neeldu-
 miskoeffitsient μ_3 on võrdeline läbitava aine järjekor-
 ranumbri Z ruuduga ja suureneb footoni energia suurene-
 des:

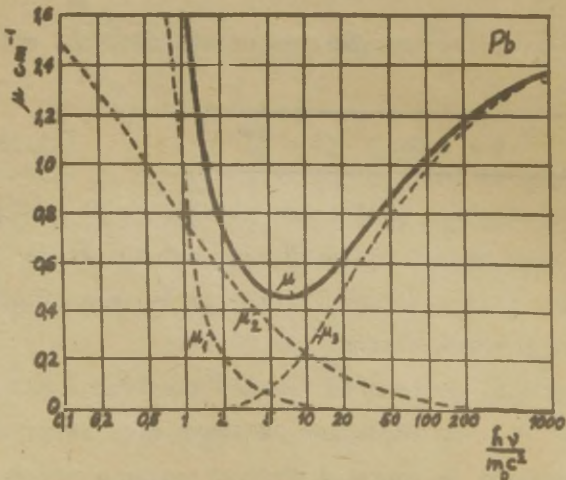
$$\mu_3 \sim Z^2.$$

(11.14)

Illustratsioonina on joonisel 9 esitatud seatina (Pb) neeldumiskoefitsientide μ_1 , μ_2 , μ_3 ja μ sõltuvus footoni energiast. Teiste ainete neeldumiskoefitsientide arvutamiseks võib kasutada järgmisi ligikaudseid valemeid

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &= (\mu_1)_{Pb} \frac{A}{A_{Pb}} \cdot \left(\frac{Z}{Z_{Pb}}\right)^4 \cdot \frac{\rho}{\rho_{Pb}}, \\ \mu_2 &= (\mu_2)_{Pb} \frac{A}{A_{Pb}} \cdot \frac{Z}{Z_{Pb}} \cdot \frac{\rho}{\rho_{Pb}}, \\ \mu_3 &= (\mu_3)_{Pb} \frac{A}{A_{Pb}} \cdot \left(\frac{Z}{Z_{Pb}}\right)^2 \cdot \frac{\rho}{\rho_{Pb}} \end{aligned} \right\} (11.15)$$

kus A on aatomkaal ja ρ tihedus (g/cm^3).



Joon. 9.

Joon. 9 ja valemid (11.15) vihjavad sellele, et koguneeldumiskoefitsiendil μ on miinimum footoni teatud energia väärtuse juures, mis on suurusjärgult $10m_0c^2$. See asjaolu leiab rakendamist materjalide defektoskoopias, kus kasutatakse niisuguse energiaga footoneid, mille juhul antud aine neeldumiskoefitsient on minimaalne.

§12. Gaaslahenduse kasutamine laetud osakeste registreerimisel.

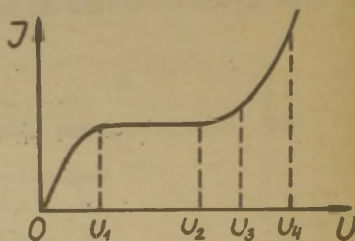
Kõik laetud osakeste registreerimise meetodid põhinevad laetud osakeste vastastikusel mõjustusel aine aatomite ja molekulidega. Neutroneid ja γ -kvante registreeritakse nende tekitatud sekundaarsete laetud osakeste registreerimise abil. Näiteks γ -kvantide juhul sellisteks sekundaarseteks osakesteks on foto- ja Comptoni efektis vabanenud elektronid ning paaride elektronid ja positronid.

Suur osa laetud osakeste registreerimise meetodeid põhineb gaaslahenduse kasutamisel. Ioniseerivate osakeste toimel lakkab kondensaatori katete vahel asuv gaas olemast isolator ja tekib elektrivool kondensaatori katete vahel. Tekkinud voolutugevuse I skemaatiline sõltuvus katetevahelisest pingest U on kujutatud joonisel 10.

Pingealas ($0, U_1$) on ioonide ja elektronide triivimiskiirused¹ väikesed ning nende elektrodideni jõudmiseks ku-

¹ Triivimiskiiruse all on mõeldud elektrivälja sihilist kiirusekomponenti (venekeelne vastav termin on: CRO-рость дрейфа).

lub suhteliselt palju aega. Seetõttu on erinimeliste laetud osakeste kohtumise tõenäosus märgatav. Sellest tingituna osa ioone rekombineerub ja ei võta voolu tekitamisest osa. Pinge suurenemisega suurenevad ioonide ja elektronide triivimiskiirused, mistõttu rekombinatsiooni tõenäosus väheneb ja voolu tugevus suureneb. Seejuures esimeses lähenduses võib pidada voolu tugevust võrdeliseks pingega (Ohmi seaduse piirkond).



Joon. 10.

Ohmi seaduse piirkond

($0, U_1$) ei leia siiski kasutamist laetud osakeste registreerimisel, seda peamiselt kahel põhjusel: 1) ionisatsioonivoolu tugevus on väga väike, mistõttu mõõtmine on raskesti teostatav ja 2) rekombinatsiooni esinemise tõttu puudub lihtsal viisil arvestatav seos voolu tugevuse ja laetud osakese poolt esilekutsutudioonipaaride arvu vahel.

1. Ionisatsioonikamber. Pingevahemikus (U_1, U_2) on ionisatsioonivool pingest sõltumatu (küllastusvool)¹. Küllastusvoolu olukorras on kõik laetud osakese tekitatud ioonid ja elektronid jõudnud kondensaatori elektrodideni, mistõttu küllastusvool on tekitatudioonipaaride arvu mõelduks. Ilmselt tekib küllastusvoolu olukord siis, kui rekomb-

¹ Lihtsuse mõttes on siin ja edaspidi jäetud käsitlemata kitsad üleminekualad selles paragrahvis kirjeldatud pingevalade vahel.

binatsioon kaotab praktilise tähtsuse. Pinge U_1 , mis on vajalik küllastusvoolu saamiseks, sõltub paljudest faktoritest. Tähtsamad seaduspärasused seejuures on järgmised:

1) U_1 on väike siis, kui täitegaasi rõhk on väike, sest siis on rekombinatsiooni osatähtsus väike. Kuid U_1 vähendamise eesmärgil ei ole siiski üldjuhul otstarbekas gaasirõhu vähendamine, sest seoses sellega väheneb laetud osakeste tekitatud eri-ionisatsioon, mis omakorda kutsub esile ionisatsioonivoolu tugevuse vähenemise. Seetõttu tuleb praktikas vastavalt registreeritava kiirguse liigile valida optimaalne gaasirõhk. Tavaliselt ei erine see eriti tunduvalt atmosfäärirõhust. 2) U_1 on suhteliselt väike siis, kui negatiivselt laetud osakesteks on elektronid, kuna nad suure liikuvuse tõttu eemalduvad kiiresti positiivsetest ioonidest. Sellest tingituna on otstarbekas kasutada täitegaasi, milles oleks välditud negatiivsete ioonide teke (näiteks inertseid gaase). 3) U_1 on ristielektrivälja¹ juhul tunduvalt väiksem kui pikielektrivälja juhul. See seletub asjaoluga, et ristielektrivälja juhul eemalduvad erinimeliselt laetud osakesed üksteisest tunduvalt kiiremini kui pikielektrivälja juhul.

Kondensaatorit, mida kasutatakse laetud osakese registreerimiseks küllastusvoolu režiimis, nimetatakse ionisatsioonikambriks. Üks kambri elektrodidest ühendatakse vahetult vooluallika ühe poolusega, teine (koguja-elektrood)

¹ Mõeldud on ioniseeriva osakese trajektoori puutuja ja kondensaatori elektrivälja tugevuse vektori vahelist orientatsiooni.

ühendatakse vooluallika teise poolusega mõõteriista sisen-
di vahendusel.

Ionisatsioonikambrid jagatakse kahte rühma: 1) impulsa-
kambrid, milles registreeritakse eraldi iga osakest, mis on
võimeline ionisatsiooni esilekutsumiseks; 2) integreerivad
kambrid, milles üksikuid impulsse ei eraldata, mistõttu
lõppkokkuvõttes tekib ajas peaaegu konstantne vool. Need
kaks kambritüüpi erinevad teineteisest peamiselt detekteeriva
ahela ajakonstandi RC suhtelise suuruse poolest. Impulsskambris
tuleb kasutada suhteliselt väikest ajakonstanti, s.t.

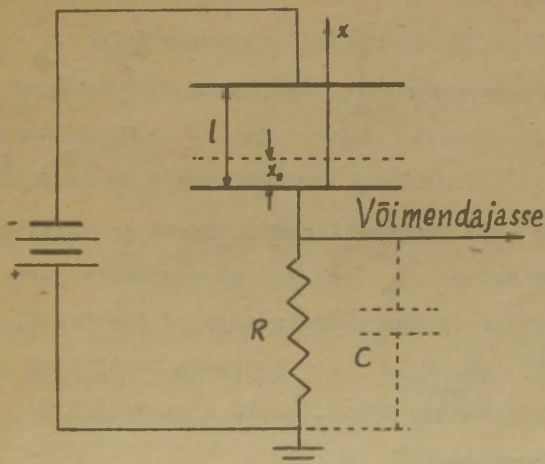
$$RC \ll T, \quad (12.1)$$

kus T on keskmine ajavahemik ioniseerivate osakeste kamb-
risesse saabumise vahel. Seevastu integreerivates kambrites
peab täituma tingimus

$$RC \gg T. \quad (12.2)$$

Impulsskamber võimaldab tekkinud pingepulsi suuruse
mõõtmise järgi määrata laetud osakese energiat (vt. (12.6)
ja (12.9), pingepulsside arvu järgi aga leida kambrites
sattunud laetud osakeste arvu. Integreerivat kambrit kasu-
tatakse kambri neeldunud kiirgusenergia (palju osakesi!)
määramiseks, näit. γ -kiirguse kiiritusdoosi (§ 20) leid-
miseks, γ -kiirguse kiiritusdoosi määramiseks tuleb ionisat-
sioonikamber täita õhuga normaalrõhul ja kambri seinad val-
mistada sellisest ainest, mille järjekorranumber Z ei eri-
neks õhu efektiivsest järjekorranumbrist $Z = 7,6$.

Pakub huvi jälgida mõnevõrra üksikasjalikumalt pingepulsi teket ionisatsioonikambris. Protsessist üldpildi saamise eesmärgil piirdume lihtsuse mõttes tasaparalleel-



Joon. 11.

sete elektroodide juhu vaatlemisega (plaatkondensaator, vt. joon. 11). Kondensaatori mahtuvus olgu C_0 , plaatidevaheline pinge U_0 . Oletame, et ioniseeriva laetud osakese trajektoor on risti elektriväljatugevusega kambris. Sel eeldusel on kõigil tekitatud ioonpaaridel ühine alkoordinaat x_0 .

Ioonpaari koosseisu kuuluvate laengukandjate liikumise tõttu muutub kondensaatorplaatidevaheline pinge, omades ajamomendil t väärtuse $U(t)$, mida on lihtne arvutada energia jäävuse seadust kasutades.

Enne ioniseeriva osakese kambrisse sattumist on kondensaatori energia $C_0 U_0^2/2$, hiljem aga $C_0 U^2(t)/2$. Energia vahe $C_0 [U_0^2 - U^2(t)]/2$ arvel on kondensaatori elektrivälja teinud tööd laengukandjate ümberpaigutamisel. Seega võib kirjutada

$$C_0 [U_0^2 - U^2(t)]/2 = n_+ e \int_{x_0}^{x_+(t)} E_+ dx - n_- e \int_{x_0}^{x_-(t)} E_- dx, \quad (12.3)$$

kus n_+ ja n_- on vastavalt positiivsete ja negatiivsete laengukandjate arvud, E_+ ja E_- on vastavalt positiivsele ja negatiivsele laengukandjale mõjuvad elektrivälja tugevused, $x_+(t)$ ja $x_-(t)$ on vastavalt positiivse ja negatiivse laengukandjate koordinaadid ajamomendil t , e tähistab elementaarlaengut ($e > 0$).

Valemi (12.3) vasakut poolt võib lihtsustada:

$$C_0 [U_0^2 - U^2(t)]/2 = U_0 \Delta U C_0, \quad (12.4)$$

kuna $\Delta U = U_0 - U$ on väike suurus¹. Valemi (12.3) paremal pooltel aga arvestame fakte, et $n_- = n_+ = n$ (ioonpaaride arv) ja E_- ja $E_+ = U_0/l$, kus l on kondensaatori plaatide vaheline kaugus. Seega saame

¹ Näiteks sageli esinev juhus: $U_0 \approx 100$ V; $C_0 = 10$ pF; ~ 1 MeV α -osake tekitab $\sim 10^4$ ioonpaari (vt. § 9), seega $\Delta U \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^4$ O/ 10^{-11} F $\approx 10^{-4}$ V.

$$\begin{aligned} \Delta U &= \frac{ne}{Cl} [(x_+ - x_0) + (x_0 - x_-)] = \\ &= \frac{ne}{Cl} \left(\int_0^t v_+ dt + \int_0^t v_- dt \right), \end{aligned} \quad (12.5)$$

kus v_+ ja v_- on vastavalt positiivse ja negatiivse laengukandja triivimiskiirused. Maksimaalse pingemuutuse ΔU saame ilmselt siis, kui nii positiivsed kui ka negatiivsed laengukandjad on elektrodideni jõudnud, s. o.

$$\int_0^{\tau_+} v_+ dt = l - x_0, \quad \text{ja} \quad \int_0^{\tau_-} v_- dt = x_0; \quad \text{kus} \quad \tau_+ \quad \text{ja} \quad \tau_-$$

on vastavalt ajavahemikud, mis kuluvad positiivsel ja negatiivsel laengukandjal elektrodini jõudmiseks. Siis järgneb valemist (12.5) lihtsasti mõistetav tulemus:

$$\Delta U_{\max} = \frac{ne}{C} = \frac{e \Delta E}{wC}, \quad (12.6)$$

kus w on ioonpaari tekitamise energia ja ΔE laetud osakese poolt ionisatsiooniks kulutatud energia. Kui laetud osakese kulg asub täielikult kambris, siis ΔE võrdub osakese energiaga. Kuid selleks, et seda pinget mõõta, peab detektorahelas olema täidetud tingimus:

$$RC \gg \tau_{\pm}. \quad (12.7)$$

Kuna τ_+ on suhteliselt suur (~ 1 ms), võib tekkida raskusi tingimuse (12.1) täitumisel juhul, kui ioniseerivate osakeste voo intensiivsus on suur (T on väike). Neid raskusi võib vältida, kui kasutada kambri täitegaasina sellist gaasi (näit. argooni), milles negatiivseteks laengukandja-

teks oleksid elektronid, mitte aga ioonid. Kuna elektronide liikuvus on võrratult suurem ioonide liikuvusest, siis nüüd $\tau_- \ll \tau_+$. Valides RC nii, et

$$\tau_- \ll RC \ll \tau_+ \quad (12.8)$$

võib praktikas garanteerida ka tingimuse (12.1) täitumist. Kuid tingimuse (12.8) tõttu saame mõõta vaid elektronide liikumisest tingitud pingemuutust, mis on loomulikult mõnevõrra väiksem kui ΔU_{\max} . Et elektronide liikumise aja jooksul on ioonid veel praktiliselt paigal, siis vastavalt valemile (12.5) mõõdetav pingemuutus ΔU avaldub järgmiselt:

$$\Delta U = \frac{ne x_0}{C_0 l} = \frac{ex_0 \Delta E}{w C_0} \quad (12.9)$$

Impulsakambri lahutusvõime suurendamiseks on kasulik elektronide elektroodile kogunemisaja τ_- vähendamine või triivimiskiiruse suurendamine. Seda osutub võimalikuks saavutada täitegaasile paljuaatomiliste gaaside lisamise teel. Näiteks argoonile vähese hulga CO_2 lisamisel suureneb elektronide triivimiskiirus ~ 5 korda. Toimunut saab kvalitatiivselt seletada järgmiselt. Teatavasti on laetud osakese triivimiskiirus pöördvõrdeline tema soojusliku liikumise keskmise kiirusega. Järelikult viimase vähendamise abil on võimalik triivimiskiirust suurendada. Paljuaatomilistel gaasidel on palju väikese ergutusenergiaga nivooisid. Sellest tingituna annavad mitteelastsetel põrgetel paljuaatomiliste gaaside molekulidega elektronid oma energiat ära molekulide ergutamiseks ja vähendavad seega oma kiirust.

⌈ Kirjeldatud elektroonse impulsiga ionisatsioonikambri

tõõrežiimi puuduseks on asjaolu, et vastavalt valemitele (12.5) ja (12.9) sõltub pinge impulsi kestus ja suurus ionisatsiooni tekitamise kohast (koordinaat x_0). Seda puudust saab praktiliselt vältida, kui paigutada elektroodide vahele koguja-elektroodi lähedale võre, mille ülesandeks on koguja-elektroodi ekraneerimine kambri peamises ruumalal (nn. töötavas ruumalal) toimunud laengu ümberpaigutustest. Võrele antakse seejuures pinge, mis garanteeriks elektronide kogumise kambri töötavast ruumalast, kuid ei võimaldaks elektronide jäämist võre piirkonda. Nüüd algab pingeimpulss ΔU alles siis, kui elektronid läbivad võre-tasandi. Kuna elektronide teepikkus võrest kogujaelektroodini on ühesugune, siis ongi tekkinud pingeimpulsi kestus ja suurus praktiliselt sõltumatu ionisatsiooni tekitamise kohast.

2. Võrdeline loendaja. Kuigi laetud osakeste loendamine ionisatsioonikambris on põhimõtteliselt lihtne ja ühtlasi ka täpne loendamismeetod, on tal praktilisest aspektist lähtudes see puudus, et nõuab tekkinud pingeimpulsi väikse töttu väga tundlike elektromeetrite ja võimendajate kasutamist. Sellest lähtudes on otstarbekas niisuguste loendajate konstrueerimine, milles oleks kasutatud "seesmist" võimendust, s. o. võimendust loendajas. Võimalikuks saab selle idee ellurakendamine tõukeionisatsiooni kasutamisega.

Kui kondensaatori katsete vaheline pinge ületab U_2 (vt. joon. 10), siis loonipaari laengukandjate ja loendaja täitegaasi aatomite või molekulide vaheliste pörgete vahel omandavad laengukandjad elektriväljas sellise energia, et nad on

suutelised neutraalseid täitegaasi aatomeid või molekule ioniseerima: tekib tõukeionisatsioon. Seetõttu laengukandjate hulk suureneb ja vastavalt sellele ka suureneb voolu kondensaatori katete vaheline tugevus.

Kui n_0 on esialgse ioniseeriva osakese tekitatud ioonpaaride arv ja n on kogu ioonpaaride arv tõukeionisatsiooni arvestamisega, siis suurust

$$k = \frac{n}{n_0} \quad (12.10)$$

nimetatakse gaasvõimendusteguriks. Küllastusvoolu režiimis $k = 1$, tõukeionisatsiooni olemasolu korral aga $k > 1$. Loomulikult tekib tõukeionisatsiooni kasutamisel küsimus: kuidas oleks võimalik läbi saada võimalikult väiksema pinge U_2 rakendamisega? Siin tuleb arvestada asjaolu, et tõukeionisatsiooni saamiseks ei ole tarvilik, et kogu kondensaatori ruumalas oleks elektrivälja tugevus suur, vaid piisab sellest, et elektrivälja tugevus on suur vaid teatud ruumi piirkonnas. Praktiliselt on võimalik seda saavutada silinderkondensaatorit kasutades. Tõepoolest, elektrivälja tugevus E silinderkondensaatori katete vahel teljest kaugusel r asuvas punktis avaldub tuntud valemiga

$$E = \frac{U}{r \ln(b/a)}, \quad (12.11)$$

kus b ja a on vastavalt välis- ja sisekatte raadius ning U on katetevaheline pinge. Valides $b \gg a$, võibki telje lähedal tekitada väga tugevat elektrivälja. Praktiliselt selleks otstarbeks kasutatavas kondensaatoris kujutab seesmine kate endast piki telge pingutatud metallniiti ($a \approx 0,1$ mm).

Niidi läheduses saabki suhteliselt väikeste pingetega U_2 luua töukeionisatsiooniks vajalikud tingimused.

Eespool mainitud küsimusega seoses tuleb mainida veel kahte asjaolu: 1. Elektrone võib töukeionisatsiooniks vajalike energiatega kiirendada nõrgemas elektriväljas kui ioone, sest elektronide liikuvus on $\sim 10^3$ suurem ioonide liikuvusest. Seega on otstarbekas täita töukeionisatsioonil põhinevad loendajad gaasiga, milles oleks välditud negatiivsete ioonide teke. Niisugust tingimust rahuldavad näiteks neoon, argoon, heelium. 2. Gaasvõimendust soodustab täitegaasi rõhu vähendamine. Kuid sellel on optimaalne piir, sest rõhu vähenemisega väheneb laetud osakese erioonisatsioon.

Eeldades, et eespool mainitud tingimused töukeionisatsiooni soodustatud tekkeks on täidetud, vaatleme detailsemalt protsesse, mida tekitab ioniseeriv osake loendajasse sattumisel. Tekitagu see ioniseeriv osake n_0 ioonpaari. Eespoolõeldu kohaselt on edaspidi olulise tähtsusega nende ioonpaaride n_0 elektroni, mis, liikudes anoodi poole, ioniseerivad ja ergutavad täitegaasi aatomeid. Kui iga elektron tekitab ionisatsiooni teel m elektroni, siis esimene laviin, mis suundub anoodile, koosneb $n_0 m$ elektronist. Samaaegselt äga täitegaasi ergutatud aatomid kiirgavad kvante, mille lainepikkus tavakohaselt kasutatud täitegaasides langeb valdavas enamuses ultravioletsesse diapasaoni. Tekitagu iga elektron (eespool mainitud $n_0 m$ elektroni hulgast) μ kvanti. Teatud osa γ neist kvantidest satub loendaja katoodile ja "lööb välja" seal fotoelektrone; seega saame anoodi poole liikuvate elektronide teise laviini, milles on

$n_0 m \mu \eta = n_0 m \alpha$ elektroni. Selleks, et tõenäosus η oleks suur, võetakse katoodiks varem mainitud silinderkondensaatori välimine kate. Edasi tekitavad need teise laviini elektronid kolmanda laviini $n_0 m \alpha^2$ elektroniga, viimased omakorda - neljanda laviini $n_0 m \alpha^3$ elektroni-
ga jne. Seega anoodile saabuvate elektronide arv on:

$$n = n_0 m (1 + \alpha + \alpha^2 + \alpha^3 + \dots) \quad (12.12)$$

millest gaasvõimendustegur

$$k = m (1 + \alpha + \alpha^2 + \alpha^3 + \dots) \quad (12.13)$$

Teatud pingevahemikus (U_2, U_3) suurus m ei sõltu n_0 -st ja α on väike ($\alpha \ll 1$), mistõttu footonne mehhanism ei mängi määravat osa gaaslahenduse arenemisel. Selles pingevahemikus töötamisel on sekundaarsete ioonpaaride arv rangelt võrdeline ioniseeriva osakese esialgu tekitatud ioonpaaride arvuga. Tingituna sellest asjaolust nimetatakse pingevahemikus (U_2, U_3) töötavat loendajat võrdeliseks loendajaks. Kuna võrdelises loendajas footonse mehhanismi osatähtsus on veel väike, siis lahendus ei levi kogu loendaja ruumalasse, jäädes samuti mitteiseseisvaks lahenduseks nagu lahendus ionisatsioonikambris, s. t. ioniseerivate osakeste allika eemaldamise järel vool loendajas kaob.

Võrdelises loendajas $k \approx 10^3$ seetõttu tekkinud pingepulss on $\Delta U \approx 10^{-2}$ eV ja seda on lihtsam mõõta kui ionisatsioonikambri pingepulssi.

Et võrdelises loendajas gaasvõimendustegur ei sõltu suurusest n_0 , siis suurema eri-ionisatsiooniga osakesed

(näit. α -osakesed) tekitavad suuremaid pingepulsse kui väikese eri-ionisatsiooniga osakesed (α -osakesed). Seda asjaolu kasutatakse väga laialdaselt α -kiirguse registreerimisel β - ja γ -kiirguse juuresoleku korral. Et α -osakese kulg on väike, siis tuleb loendaja varustada teatud õhukese sisselaskeavaga α -osakeste tarvis. Loomulikult satuvad loendajasse eespool mainitud tingimustes ka β -osakesed ja γ -kvandid, mis tekitavad aga väikesi pingepulsse. Rakendades diskriminaatorit, võib need väikesed impulsid loendamisest välja lülitada ja seega registreerida ainult α -osakesi.

Seoses α -osakeste loendamisega on kohane mainida ka neutronite registreerimist. Aeglaste neutronite registreerimiseks kasutatakse tuumareaktsioonil $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ tekkinud α -osakesi. Viimaste registreerimiseks kasutatakse võrdelist loendajat, mille täitegaasiks valitakse tavaliselt boortrifluoriid (BF_3). Kiirete neutronite registreerimisel kasutatakse nende tekitatud tagasilöögituumi, mis on samuti nagu α -osakesed suure eri-ionisatsiooniga; seetõttu on siingi võrdelise loendaja rakendamine otstarbekas.

3. Geiger-Mülleri loendaja. Pinge U edasisel suurendamisel (lähitudes väärtusest U_3) muutub elektrivälja tugevus tõukeionisatsiooniks sobivaks mitte ainult anoodi läheduses, vaid ka teatud kaugusel sellest. Samuti suureneb footonse mehhanismi tähtsus lahenduse arenemisel. Nii tekib lõppkokkuvõttes olukord, kus kas või üheainsa iooni tekkimine loendajas viib lahenduse tekkeni, mis võtab oma alla prak-

tiliselt kogu loendaja ruumala. Nüüd tekib iseseisev lahendus, mis jätkub ka siis, kui seda esilekutsunud ioniseerivate osakeste allikas on eemaldatud, kui vaid pinge ei lange allapoole U_3 . Kirjeldatud režiimis töötavat loendajat nimetatakse Geiger-Mülleri loendajaks.

Geiger-Mülleri loendajas on katoodi ja anoodi vaheline pinge $U \approx 10^3$ V, gaasvõimendustegur $k \approx 10^6$ ja tekiv pingepulss $\Delta U \approx 1$ V, mida võib registreerida lihtsa raadiotehniliste skeemidega. Et Geiger-Mülleri loendajas on lahendus haaranud peaaegu kogu loendaja ruumala, siis tekkinud pingepulsi suurus ei sõltu esialgse ioniseeriva osakese tekitatud loonpaaride arvust. Selles seisneb oluline erinevus Geiger-Mülleri loendaja ja võrdelise loendaja vahel. Nii näiteks ei ole Geiger-Mülleri loendaja abil võimalik eristada α - või β -osakeste või γ -kvantide tekitatud pingepulsside. Kuid see siiski ei vähenda Geiger-Mülleri loendaja praktilist tähtsust, nagu me veendume allpool. Suhteliselt suurte pingepulsside lihtsa registreerimise tõttu on Geiger-Mülleri loendaja üks enam levinud loendajaid.

Et Geiger-Mülleri loendajas tekib iseseisev lahendus, siis peab temas lahendust mingil viisil kustutama selleks, et loendaja oleks võimeline järgnevate ioniseerivate osakeste registreerimiseks. Sellele nõudele vastavalt jaotatakse Geiger-Mülleri loendajad kahte rühma: 1) mitteisekustutatavad loendajad ja 2) isekustutatavad loendajad (Trosti loendajad).

Mitteisekustutatavates loendajates lülitatakse loendajaga

järjestikku suur takistus, millel lahenduse tekkimisega tekib suur pingelang. See aga kutsub esile loendaja elektroodide vahelise pinge vähenemise, mis põhjustabki lahenduse kustumise. Kuid suurt takistust kasutades muutub detektööriiva ahela ajakonstant suureks, mistõttu on raskendatud impulsisrežiimis töötamise tingimuse (12.1) täitmine juhul, kui esialgsete ioniseerivate osakeste voo intensiivsus on suur.

[Isekustutatavates loendajates lisatakse tavalisele täitegaasile (inertsed gaasid) ~ 10 % orgaanilisi paljuaatomilisi ühendeid (sageli etüülpiiritust), millel on väiksem ionisatsioonienergia kui inertsel gaasil. Lisandi molekulid neelavad intensiivselt ultraviolettkiirgust, mille tulemuseks tekivad valdavalt enamuses mitteradiatsioonilised üleminekud: molekulid dissotsieeruvad. Põrgetel argooni ionide ja lisandi molekuli vahel toimub aga elektroni üleminek lisandilt argoonile, kuna see on energeetiliselt kasulik. Eraldunud fotonid neelduvad lisandi molekulis, tekkinud lisandi posit'iivsed ioonid liiguvad aga argooni ionide asemel katoodi poole. Oluline on seejuures asjaolu, et lisandi ioonid erinevalt argooni ioonidest ei löö katoodist välja elektrone, vaid dissotsieeruvad katoodi pinnal. Nii osutubki võimalikuks lahenduse kustutamine pärast esimest lavliini, mistõttu ei teki raskusi ioniseerivate osakeste intensiivse voo registreerimisega, nagu see esines mitteisekustutatavates loendajates.

Lahenduse kustutamist võib saavutada ka inertsetele gaasidele halogeenide Cl_2 , Br_2 või J_2 lisamisega. Nime-

tatud molekulidel on samuti väike ionisatsioonenergia ja nad täidavad samu funktsioone nagu orgaaniliste lisandite molekulid. Kuid halogeene aatomite suuremate järjekorranumbrite tõttu neelavad Cl_2 , Br_2 ja J_2 efektiivsemalt ultravioletset kiirgust kui orgaaniliste ühendite molekulid. Seetõttu on vaja halogeene lisada vähem kui orgaanilisi ühendeid. Samuti osutub halogeenisandi eeliseks see, et dissotsieerunud molekulid hiljem taastuvad, mida ei esine orgaaniliste ühendite juhul. Seetõttu suureneb halogeenisandiga loendajate tööiga.

Seoses lahenduse kustutamiseга halogeene lisamise abil vaatleme neoniga täidetud loendajate omapära juhul, kui on lisatud vähesel hulgal argooni ($\sim 0,1\%$) ja halogeene ($\sim 0,1\%$). Siin on olulise tähtsusega 2 asjaolu: 1) neooni esiaene ergutus seisund ergutusenergiaga 16,57 eV on metastabiilne, 2) nimetatud energia on suurem argooni ionisatsioonenergiast (15,7 eV). Seetõttu toimub suhteliselt nõrkades elektriväljades (kasutatav pinge ~ 300 V) neooni ergutatud aatomite kogumine tänu pörgetele elektronidega, mida tekitab esialgne ioniseeriv osake. Neooni ergutatud aatomid annavad seejärel teist liiki pörgete abil oma ergutusenergia argooni aatomitele, mis ioniseeruvad ja tagavad seega uute elektronide tekke. Niisiis kirjeldatud loendajas ei teki lahendus tänu tõukeionisatsioonile, vaid tänu elektronide ja neooni aatomite pörgetele. Halogeene lisamine on siingi tarvilik lahenduse kustutamiseks.)

Vaatleme selles alapunktis kirjeldatud iseseisva lahenduse režiimis töötavate loendajate rakendusi. Need loendajad

on eriti sobivad β -osakeste ja γ -kvantide registreerimisel, sest teistes režiimides on nimetatud osakeste loendamine raskendatud väikese eri-ionisatsiooni tõttu!

β -osakeste loendamiseks tehakse loendaja seinad küllalt õhukesed, nii et β -osakesed suudaksid kambrisse tungida, kuid et γ -kvandid ei tekitaks loendaja seinavahele märgatavalt sekundaarseid β -osakesi; siiski peavad loendaja seinad olema niivõrd paksud, et α -osakesed ei suudaks loendajasse tungida.

γ -kvantide registreerimiseks tuleb kasutada paksude seintega loendajaid. Sel juhul täidab seinte paksus kaht funktsiooni: 1) garanteerib väljast saabuvate α - ja β -osakeste neeldumise, 2) soodustab sekundaarsete β -osakeste teket, mille ülesandeks on lahenduse tekitamine loendajas. Seinte aine valik on tähtis loendaja efektiivsuse seisukohalt. Energiavahemikus 0,1 kuni 1,5 MeV on γ -kvantide põhjustatud tähtsaimaks sekundaarseks protsessiks Comptoni efekt. Kuna vastav γ -kiirguse neeldumiskoeffitsient on võrdeline läbitava aine (käsoleval juhul: loendaja seinte aine) järjekorranumbriga Z (vt. (11.4)) ja elektronide kulgu võib ligilähedaselt lugeda pöördvõrdeliseks suurusega Z (vt. (10.3)), siis loendaja seinte materjali valik peaaegu ei mõjuta loendaja efektiivsust. Nimetatud energias väiksemate energiatega juhul on peamiseks sekundaarseks protsessiks fotoefekt (vastav neeldumiskoeffitsient on võrdeline Z^4 -ga (vt. (11.3)), suuremate energiatega juhul aga paaride teke (vastav neeldumiskoeffitsient on võrdeline Z^2 -ga, vt. (11.14)).

Seetõttu on neil juhtudel otstarbekas kasutada seina materjaliks ainet, milles on suur Z . Kuid sellele vaatamata on γ -kvantide loendaja efektiivsus väga väike (1%), sest ta saab registreerida vaid neid γ -kvante, mis neeldusid seina õhukeses kihis, mille paksus võrdub eraldunud elektroni kuluga.

Lõpuks märgime, et kui pinge kondensaatori katete vahel ületab suuruse U_4 (vt. joon. 10), tekib spontaanne lahendus, mida ei ole esile kutsunud väline ioniseeriv osake. Seega pingete ala $U > U_4$ ei saa kasutada laetud osakeste registreerimisel.

§ 13. Stsintillatsioonloendajad.

Laetud osakese liikumisel fosfooris (luminofooris) erinevalt ülejäänud ainetest vabaneb molekulide või kristallide ergutusseisundisse viimiseks kulunud energia viimaste põhi-seisundisse siirdumisel kvantide kiirgamise teel. Tekkinud kiirguse sagedus langeb sageli optilisse diapasooni. Seega laetud osake, sattudes fosfoori, võib tekitada valgussähvatusi (stsintillatsioonid). Sellel nähtusel põhinevaid loendajaid nimetatakse stsintillatsioonloendajateks e. luminestsentsloendajateks.

Lihtsaimaks stsintillatsioonloendajaks on keskkoolikursusest tuntud spintariskoop, milles kasutatakse fluorestseeruva aina tsinksulfiidi (ZnS). α -osakesed või prootonid, sattudes spintariskoobi tsinksulfiidist ekraanile, põh-

justavad valgussähvatusi, mida jälgitakse luubi abil.

Kuna valgussähvatusete visuaalne registreerimine on võrdlemisi tülikas, siis stsintillatsioonloendajaid ei kasutatud eriti laialdaselt kuni fotoelektronkordistajate leiutamiseni. Stsintillatsioonloendajate laiaulatuslik konstrueerimine järgnes alles pärast seda, kui 1947. a. õnnestus Kallmanil edukalt registreerida stsintillatsioone fotoelektronkordistaja abil.

Stsintillatsioonloendajates kasutatavate fosfooride peamised karakteristikud on: konversiooniefektiivsus, kiirgusspekter ja väljakiirgamisae.

Fosfoori konversiooniefektiivsuse all mõeldakse suurust □

$$\eta = \frac{dL/dx}{dE/dx} \quad (13.1)$$

kus dL/dx ja dE/dx on vastavalt laetud osakese energia kadu luminesentskiirguses ja koguenergiakadu, arvestatuna trajektoori pikkusühiku kohta. Mõõtmised näitavad, et konversiooniefektiivsus allub võrdlemisi hästi Birksi valemile

$$\eta = \frac{A}{1 + B \frac{dE}{dx}} \quad (13.2)$$

kus A ja B on fosfoori iseloomustavad konstandid. $A > 0$; $B < 0$, kuid $|B|$ on suhteliselt väike. Seega vastavalt valemile (13.2) väikese erionisatsiooni juhul osutub konversiooniefektiivsus konstantseks. Praktikas esineb see juhul peamiselt siis, kui fosfoori läbivateks laetud osakesteks on elektronid. Nii näiteks 1 keV suurema energiaga elektronide

juhul võib praktikas kasutatavate fosfooride konversiooniefektiivsust pidada konstantseks.

Stsintillatsioonloendajates kasutatavate fosfooride konversiooniefektiivsused kõiguvad ~ 0,1 kuni 28 % vahel, kusjuures kristallfosfooride konversiooniefektiivsused ületavad orgaaniliste fosfooride konversiooniefektiivsusi.

Katse näitas, et fosfoori kiirgusspekter ei sõltu fosfoori läbiva laetud osakese tüübist ja langeb kokku kiirgusspektriga, mille on esile kutsumud ultraviolettkiirgus. Kuna stsintillatsioonloendajates kiirgunud kvante registreeritakse fotoelektronkordistajaga, siis loendaja töös on tähtis ainult see luminesentsspektri osa, mis asub fotoelektronkordistaja tundlikkuse alas (tundlikkuse maksimum lainepikkusel ~ 4500 Å). Seejuures peab fosfoor olema läbipaistev omaenda kiirguse suhtes, kuna registreeritakse ju fosfoori läbinud kiirgust.

Stsintillatsioonloendajas tekkinud luminesentskiirguse intensiivsuse $I(t)$ muutumine ajas t allub võrdlemisi hästi eksponentsiaalsele seaduspärasusele

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (13.3)$$

kus I_0 on intensiivsus ajamomendil $t = 0$ ja suurust τ nimetatakse väljakiirgamisajaks. Orgaaniliste fosfooride väljakiirgamisajad (~ 10^{-8} s) osutuvad väiksemateks kristallfosfooride väljakiirgamisaegadest (~ 10^{-6} s).

Stsintillatsioonloendajas kõige enam levinenumateks kristallfosfoorideks on $ZnS-Ag^1$, $ZnS-Cu$ ja $NaJ-Tl$.

¹ Sidekriipsule järgneb aktivaatori tähis.

Seejuures ZnS alusel on fosfooridel suur konversiooniefektiivsus (kuni 28 %, α -osakeste suhtes). Kuid selliste fosfooride puuduseks on asjaolu, et nad paistavad nõrgalt läbi omaenda luminesentskiirguse suhtes. Sellest tingituna saab nende fosfooride abil registreerida ainult lühikese kuluga raskaid osakesi (näit. α -osakesi), mis tekitavad suurt erionisatsiooni.

Fosfooril $NaJ-Tl$ on küll konversiooniefektiivsus vaid 8 %, kuid seevastu saab kasvatada suurte mõõdetega omaenda luminesentskiirguse suhtes läbipaistvaid monokristalle. Seepärast leiab nimetatud fosfoor väga laialdast kasutamist elektronide ja γ -kvantide registreerimisel¹.

Siinkohal on kohane rõhutada, et stsintillatsioonloendajad on eriti kohased γ -kvantide registreerimisel, sest nende registreerimise aluseks olevate sekundaarsete elektronide tekkimine toimub kogu fosfoori ruumalas (mitte aga ainult loendajate seina õhukeses kihis, nagu see oli Geiger-Mülleri loendajas). Seetõttu võib γ -kvantide loendamise efektiivsust lähendada 100 %-ni. Et elektronide juhul on konversiooniefektiivsus fosfooris praktiliselt konstantne, siis mõttes γ -kvantide poolt tekitatud sekundaarsete elektronide energiat on lihtne määrata ka γ -kvantide energiat. Sellele asjaolule põhineb stsintillatsioonilise γ -spektromeetri töö põhimõte.

Väga levinud orgaanilisteks kristallilisteks fosfoorideks on antratseen ja stilbeen, mille konversiooniefek-

¹ γ -kvantide registreerimine põhineb nende tekitatud sekundaarsete elektronide registreerimisel.

tiivsused on vastavalt 4 % ja 2,4 % (elektronide suhtes). Väikese väljakiirgamisaja tõttu on nimetatud fosfoorid sobivad eriti intensiivsete laetud osakeste voogude registreerimisel, kuid ka kiirete neutronite registreerimisel, sest viimased löövad orgaanilistest ühenditest välja prootoneid, mis laetud osakestena ongi stsintillatsioonide põhjustajaks.

Peale nimetatute on kasutatud fosfooridena edukalt ka orgaanilisi lahuseid (näiteks 4 %-line p-terfenüülilahus ksüloolis) ja plastmasse (näiteks 2 % antratseeni viimine polüstürooli). Kuigi selliste fosfooride konversiooniefektiivsus on ~10 korda väiksem kui eespool mainitud orgaanilistel kristallidel, on nende vooruseks lühikene väljakiirgamisaeg ja asjaolu, et neid on kerge saada suurtes kogustes. See on aga oluline eriti suurte energiatega osakeste või ainega väga nõrgalt vastastikusel mõjustuses olevate osakeste (näit. neutrino) detekteerimise seisukohalt.

§ 14. Tšerenkovi loendajad.

Tšerenkovi loendajate töötamisprintsip põhineb Vavilov-Tšerenkovi efektil: iga laetud osake, mis liigub aines elektromagnetiliste lainete faasikiirust selles aines ületava kiirusega, kiirgab elektromagnetilisi laineid. Täpsemalt: sagedusega ν Vavilov-Tšerenkovi kiirguse tekkeks peab täituma tingimus:

$$\nu > u(\nu), \quad (14.1)$$

kus v on laetud osakese kiirus ja $u(v)$ -sagedusega v elektromagnetilise laine faasikiirus. Kui aine murdumisnäitaja on $n(v)$, siis $u(v) = c/n(v)$ (c - valguse kiirus vaakumis) ja tingimus (14.1) omandab kuju

$$\beta n(v) > 1, \quad (14.2)$$

kus $\beta = v/c$.

Vavilov-Tšerenkovi kiirgus levib ühtlaselt piki koonust avanurgaga 2θ laetud osakese liikumissuuna ümber, kusjuures

$$\cos \theta = \frac{u(v)}{v} = \frac{1}{\beta n(v)}. \quad (14.3)$$

Franki ja Tamme järgi on Vavilov-Tšerenkovi kiirgusel pidev spekter: laetud osakese poolt trajektoori pikkusühikul sageduste vahemikku v , $v + dv$ kiiratud footonite arv $N(v)dv$ avaldub valemiga:

$$N(v)dv = \frac{4\pi^2 e^2 z^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(v)}\right) dv, \quad (14.4)$$

kus ze on osakese laeng ja h - Plancki konstant. Kuna nähtava valguse jaoks $n(v)$ võib märgatavalt erineda ühest, siis valem (14.4) näitab, et tunduv osa Vavilov-Tšerenkovi kiirgusest satub nähtavasse spektrialasse. 17

Näitena vaatleme, millistes tingimustes on laetud osake võimeline Tšerenkovi kiirguse esilekutsumiseks vees. Kuna vee murdumisnäitaja $n = 4/3$, siis võrratus (14.2) nõuab, et laetud osake peaks liikuma kiirusega, mis ületab 0,75 c . Arvutame sellisele kiirusele vastava kineetilise energia W , kasutades relatiivsusteooria valemit

$$W = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) , \quad (14.5)$$

kus E_0 on seisenergia.

Asendades $\beta = 0,75$ valemisse (14.5), leiame $W = 0,51 E_0$. Veelgi enam konkretiseerides vaatleme elektroni, millel $E_0 \approx 0,5 \text{ MeV}$ ja prootonit, millel $E_0 = 938 \text{ MeV}$. Niisiis, Vavilov-Tšerenkovi efekti esilekutsumiseks vees peab elektroni kineetiline energia ületama $\sim 0,25 \text{ MeV}$ ja prootoni kineetiline energia $\sim 469 \text{ MeV}$. Toodud näide vihjab asjaolule, et elektronide juhul on Vavilov-Tšerenkovi efekt praktiliselt sageli esinev nähtus. Vavilov-Tšerenkovi efekti esinemine raskete laetud osakeste juhul on aga seevastu ilmseks tõendiks selle kohta, et laetud osakesel on väga suur energia.

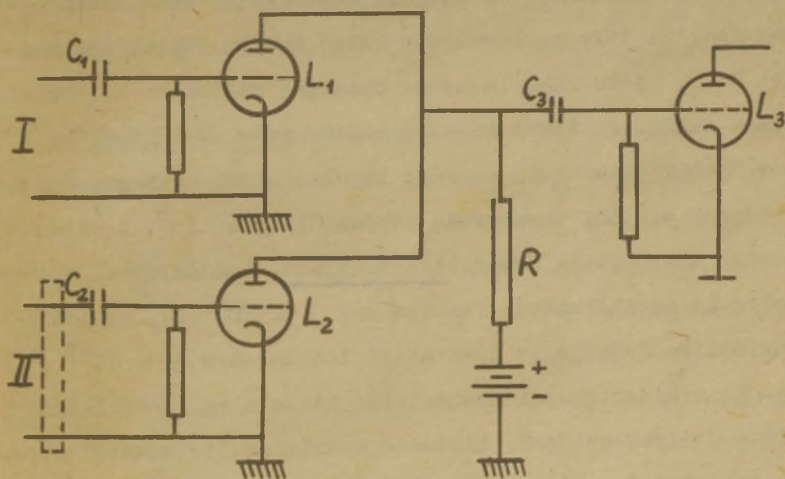
Tšerenkovi loendajates kasutatakse laetud osakese poolt esilekutsutud Vavilov-Tšerenkovi kiirguse registreerimiseks fotoelektronkordistajaid. Peale selle, mõttes nurka θ , võib valemit (14.4) kasutades leida laetud osakese kiiruse. Suure tähtsuse tõttu, mis on Vavilov-Tšerenkovi efektil kaasaegses füüsikas, omistati selle efekti uurimise eest nõukogude teadlastele Tšerenkovile, Frankile ja Tammele 1958. a. Nobeli preemia.

§15. Koitsident- ja antikointsidentskeem.

§-des 12 - 14 kirjeldatud loendajad võimaldasid peamiselt fikseerida vaid laetud osakese loendajasse sattumise fakti. Kuid tuumafüüsikaliste uurimuste seisukohalt on täht-

sad ka järgeist tüüpi küsimused: millisest summast saabub antud laetud osake vaatluse all olevasse ruumiossa, milline on osakese kiirus jms. Sellistele küsimustele vastuse saamiseks kasutatakse mitut loendajat, mis on lülitatud teatud spetsiaalsetesse skeemidesse. Niisuguseks otstarbeks kohandatud raadiotehnilised skeemid kannavad koitsident- ja antikoiitsidentskeemide nimetust.

Joonisel 12 on esitatud koitsidentskeem. Loendajatest I ja II suunatakse üle kondensaatorite C_1 ja C_2 negatiivsed pingepulsid trioodide L_1 ja L_2 juhtvõredele.



Joon. 12.

Trioodide L_1 ja L_2 töörežiim olgu valitud nii, et loendajatest tulnud impulsid oleksid võimalised neid trioodide sulgema. Oletame, et negatiivne impulss saabub ainult ühest

loendajast, näit. I, seetõttu lamp L_1 sulgub, kuid lampi L_2 läbib ikkagi anoodvool ja takistust R läbiv vool muutub suhteliselt vähe. Seetõttu annab kondensaator C_3 võrele L_3 suhteliselt väikese positiivse pingepulsi. Kui aga loendajatest I ja II tulevad impulsid üheaegselt, siis sulguvad lambid L_1 ja L_2 ja üle kondensaatori C_3 antakse suur positiivne pingepulss. Trioodi L_3 töörežiimi võib valida nii, et ta alles avaneks sellise suure positiivse pingepulsi mõjul. Seega võib konstrueerida skeemi, milles triood L_3 avaneb ainult siis, kui sulguvad trioodid L_1 ja L_2 . See aga tähendab, et kointsidentskeemis loendatakse ainult neid osakesi, mis läbisid üheaegselt¹ kaht loendajat. Kuna impulsi tekkeks loendajas kulub teatud lõplik ajavahemik τ , siis kahe loendaja üheaegse töötamise all tuleb mõista fakti, et teine impulss algaks varem kui lõpeb esimene. Seega ajavahemik esimese impulsi algusest teise impulsi lõpuni ei tohi üheaegsuse nõudes ületada 2τ . Seda suurust nimetatakse skeemi lahutusajaks. Loendajates, mis põhinevad gaaslahenduse kasutamisel $\tau \approx 10^{-7}$ s, stsintillatsiooniloendajates ja Tšerenkovi loendajates $\tau \approx 10^{-9}$ s.

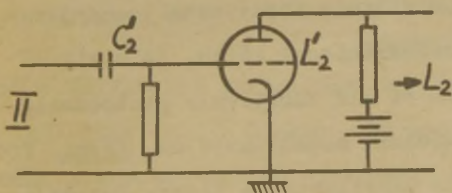
Kointsidentskeemi kasutatakse näiteks nn. kosmiliste kiirte "teleskoopides". Lihtsaim kosmiline "teleskoop" koosneb kahest teineteisega mehhaaniliselt järgalt ühendatud loendajast, mis on lülitatud kointsidentskeemi. Summates sellise "teleskoobi" taevaskera erinevatesse punktidesse,

¹ Siit tulenebki skeemi nimetus, sest ladina päritoluga sõna kointsident tähendab kokkasattumist, ühtimist.

saab kindlaks määrata kosmilise kiirguse intensiivsuse suun-
dada järgi.

Kointsidentskeem võimaldab vastava täienduse abil fik-
seerida ka ajas üksteisest eraldatud sündmusi. Sellisel ju-
hul suunatakse varem toimunud impulss mingisugusesse pidur-
davasse elementi (näit. koaksiaalsesse kaablistse) ja sellest
tingituna ühtelangevateks osutuvad need sündmused, mis tege-
likult on ajas teineteisest eraldatud. Kirjeldatud kointsid-
dentskeemi varianti nimetatakse retardeeritud kointsident-
skeemiks. Retardeeritud kointsidentskeemi abil võib näiteks
määrata ajavahemikku, mida laetud osake kasutas etteantud koo-
guse läbimiseks ühe loendaja juurest teise juurde. Seda tu-
lemust võib omakorda kasutada laetud osakese kiiruse määra-
miseks.

Antikointsidentskeemi saamiseks asendame joonisel 12
punktiiriga ümberpiiratud osa joonisega 13. Trioodide L_1 ja



Joon. 13.

L_3 kohta kehtigu sa-
mad eeldused, mis
kointsidentskeemis,
trioodi L_2' kohta
sama eeldus mis int-
sidentskeemis trioo-
di L_2 kohta. Tri-
ood L_2 olgu sule-

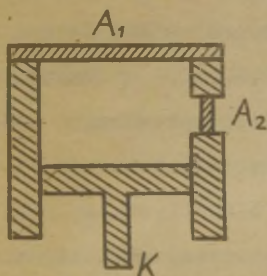
tud vastava juhtvõre negatiivse pinge tõttu. Vaatleme lähemalt
3 juhust: 1) saabugu loendajast I negatiivne pingepulss üle
kondensaatori C_1 trioodi L_1 juhtvõrele (impulsi paudumi-

sega loendajas II). Sellest tingituna sulgub triood L_1 . Kuna eelduse kohaselt L_2 oli juba suletud, siis avaneb triood L_3 ; 2) saabugu loendajast II negatiivne pingeimpulss üle kondensaatori C_2' trioodi L_2' juhtvõrele. Sellest tingituna sulgub triood L_2' ja üle kondensaatori C_2 antakse trioodile L_2 positiivne pingeimpulss, mistõttu triood L_2 avaneb. Kuna nüüd on avatud trioodid L_1 ja L_2 , siis triood L_3 on suletud; 3) saabugu üheaegselt loendajatest I ja II negatiivsed pingeimpulsid. Sellest tingituna on triood L_2 avatud ja triood L_1 suletud, mistõttu triood L_3 on suletud.

Seega erinevalt koointsidentskeemist lülitab antikointsidentskeem loendamisest välja need osakesed, mis läbivad üheaegselt kaht loendajat. Antikointsidentskeemi kasutatakse laialdaselt kosmilise kiirguse segava mõju vältimiseks konkreetsete tuumareaktsioonide uurimisel. Põhjus seisneb järgnevas. Kosmilise kiirguse koostisse kuuluvad suure energiaga laetud osakesed võivad sattuda töötavasse loendajasse, millega uuritakse mõne tuumareaktsiooni käiku, ja tekitada loendajas vooluimpulssi, mis ei ole uuritavale protsessile iseloomulikud. Need vooluimpulsid moodustavad nn. fooni. Fooni segava mõju vähendamiseks ümbritsetakse töötav loendaja loendajatega, mis on tema suhtes lülitatud antikointsidentskeemi. Kuna kosmilise kiirguse osake läbib praktiliselt samaaegselt nii töötavat loendajat kui teda ümbritsevat loendajat, siis antikointsidentskeemis jääb kosmilise kiirguse osake loendamata, mis aga tähendabki fooni mõju vähenemist.

§ 16. Wilsoni kamber.

Esimeseks aparaadiks, mis võimaldas laetud osakeste trajektoori visuaalset jälgimist, osutus 1911. a. C.T.R. Wilsoni konstrueeritud nn. "udukamber", mida hakati nimetama Wilsoni kambriks. Wilsoni kambri töötamine põhineb asjaolul, et veeaur kondenseerub eriti kergesti nn. kondensatsioonituumadel. Wilsoni teene seisneb selles, et ta näitas, et peale õhus sageli leitavate tolmukübemakeste võivad kondensatsioonituumadeks olla ioonid.



Joon. 14.

Tüüpiline Wilsoni kambri konstruktsioon (joon. 14) koosneb silindrikujulisest anumast, mille põhjaks on tihedasti vastu seinu surutud kolb K. Anuma kaas A_1 on klaasist. Samuti on silindri seinas klaasiga kaetud ava A_2 , mille kaudu valgustatakse kambri sisest ruumala.

Kamber täidetakse küllastunud veeauruga ja vaatlusi teostatakse läbi akna A_1 . Oletame, et kolb K liikus järsult allapoole. Termodünaamilist protsessi, mis tekkis kambri sees kolvi järsu liigutamisega võib lugeda heas lähenduses adiaabatiliseks. Kuna kambri ruumala suureneb, siis Poissoni seadusest $TV^{\alpha-1} = \text{const}^1$ järgneb, et temperatuur kambri lan-

¹ Siin on kasutatud standarttähistusi: T - absoluutne temperatuur, V - ruumala, $\alpha = C_p/C_v$, C_p ja C_v - isobaariline ja isohooriline erisoojus.

geb. Temperatuuri languse tõttu satub veeaur üleküllastatud olekusse. Kui sellise üleküllastatud oleku püsimise aja jooksul satub kambrisse laetud osake, siis tema tekitatud ioonid on kondensatsioonituumadeks, millel tekivad nähtavad udupiisad. Seetõttu saabki laetud osakese trajektoori visuaalselt jälgitavaks. Suurema eri-ionisatsiooniga osakesed (näit. α -osake, prooton) tekitavad trajektoori pikkusühikul rohkem ioone kui väiksema eri-ionisatsiooniga osakesed (näit. elektronid), seetõttu esimesel juhul on osakese jäetud jälg "rasvane", teisel juhul peenike.

Wilsoni kamber on "töövalmis", s. o. võimeline laetud osakeste registreerimiseks ajavahemiku $\sim 0,1-0,2$ s kestel pärast kolvi allanihutamist. Pärast sellise ajavahemiku möödumist soojeneb kambris olev veeaur kambri seinte kaudu ja omandab esialgse temperatuuri, mistõttu üleküllastuse olek kaob. Protsessi kordamise eesmärgil nihutatakse kolb tagasi esialgsesse asendisse. Kuna Wilsoni kamber on töövalmis vaid lühikese ajavahemiku jooksul, siis laetud osakeste omaduste edasiseks uurimiseks tuleb tema poolt Wilsoni kambrisse jäetud jälge fotografeerida.

Konstantse töövalmiduse puudumine on Wilsoni kambri üks põhilistest puudustest. Niisugust ebamugavust saab osaliselt kõrvaldada sel teel, et asetatakse Wilsoni kamber kahe loendaja vahele, mis on lülitatud kointsidentskeemi. Kui kointsidentskeemi väljumisel tekib impulss, siis tähistab see fakti, et laetud osake on läbinud kaht loendajat ja järelikult ka Wilsoni kambrit. Kointsidentskeemis tekkinud impulss suunatakse spetsiaalsesse skeemi, mis kutsub esile Wilsoni kambri

kolvi allanihkumise. Nüüd tekib Wilsoni kambris üleküllastatud auru olukord, milles registreeritakse laetud osakese poolt kambrisse jäetud ioone. Sel viisil on võimalik vältida tühje fotograafiaid Wilsoni kambris.

Erinevateks otstarveteks kasutatakse Wilsoni kambris veeauru erineva rõhu all. Väikeste energiatega laetud osakeste registreerimiseks kasutatakse veeauru atmosfääri rõhust väiksema rõhu all, kuna suurte energiatega osakeste registreerimisel ulatub rõhk kambris kümnetesse atmosfääridesse. Selline meetodika on tingitud asjaolust, et Wilsoni kambris püütakse uurida võimalikult suurt osa laetud osakeste kulust. Näiteks, kui kasutada suurte energiatega osakeste registreerimiseks veeauru madala rõhu all, siis laetud osakese kulust satuks kambrisse väga väike osa, milles udupiisad paiknevad väga hõredalt, mis aga raaskendab sellise osakese trajektoori uurimist.

Wilsoni kambri eksperimentaalse meetodika oluliseks täiustamiseks osutus tema paigutamine homogeensesse magnetvälja. Sellise täiustuse võtsid esmakordselt kasutusele nõukogude füüsikud P.L. Kapitsa ja D.V. Skobeltsõn. Kui laetud osakeste liikumise suund on risti magnetvälja tugevuse vektoriga, siis tema impulsi p ja trajektoori kõverusraadiuse R vahel kehtib seos

$$p = \frac{eHR}{c}, \quad (16.1)$$

kus e - osakese laeng, H - magnetvälja tugevus, c - valguse kiirus vaakumis. Seega võimaldab Kapitsa ja Skobeltsõni meetod osakese trajektoori kõverusraadiuse järgi leida tema impulsi.

2) Sageli paigutatakse Wilsoni kambri üsks või mitu metallplaati. Laetud osake pidurdub plaadist läbiminekul, kaotades oma energiat plaadi aines. Seetõttu plaadist väljumisel on tema impuls väiksem kui sisenemisel. Kuid impulsi vähenemine on seotud valemi (16.1) järgi osakese trajektoori kõverusraadiuse vähenemisega. See asjaolu võimaldab määrata, millises suunas liikus laetud osake Wilsoni kambri. Kui aga laetud osakese liikumise suund on teada, siis tema kõrvalekalde suuna järgi etteantud magnetväljas, on võimalik määrata ta laengu märk.

Lugedes ära udupiiskade arvu osakese trajektoori pikkusühikul, leiame eksperimentaalselt eri-ionisatsiooni I. Teades loonpaari tekitamiseks kulunud energiat w võime valemitte (9.1) ja (9.2) abil leida osakese kiiruse v (tehes lisaks oletuse, et osakese laeng on teada). Kui sellele lisaks määrata Kapitsa ja Skobeltsõni meetodil osakese impuls, võime leida osakese massi. Osakese laengu ja massi määramine võimaldab identifitseerida Wilsoni kambrit läbinud osakesi. Paljudel juhtudel võimaldas selline identifitseerimine uusi osakesi avastada.

§ 17. Wilsoni kambri printsiibi täiustamine.

1. Difusioonikamber. Difusioonikambri kasutatakse samuti nagu Wilsoni kambri loonide omadust olla kondensatsioonituumadeks, kuid difusioonikambri puudub kambri täiteaine kokkusurumise või paisutamise mehhanism kolvi või membraani

näol. Kambri täiteaineks on tavaliselt õhu ja piiritusaurude segu. Piiritusaurude allikaks on kambri kaane alla konstrueeritud rennike piiritusega. Kambri kaant hoitakse seejuures temperatuuril $\sim + 50^{\circ} \text{C}$, põhja seevastu temperatuuril $\sim - 30^{\circ} \text{C}$. Sellise suure temperatuuri vahe tõttu kambri kaane ja põhja vahel toimub kambri täiteaine intensiivne difundeerumine põhja poole. Kuna temperatuur kambri kaane lähedal vastab vedeliku aurustumisele, põhja lähedal aga kondenseerumisele, siis eksisteerib kambri keskosas teatud paksusega kiht, millele vastab üleküllastunud auru olek. Sellist kihti nimetatakse töötavaks kihiks, sest selle abil võib saada jälgi laetud osakese trajektooriga. Pärast laetud osakese poolt kambri jätud jälje fotografeerimist eemaldatakse laetud osakese poolt tekitatud ioonid difusioonikambri elektrivälja abil ja kambri on valmis uue osakese registreerimiseks.

Niisiis difusioonikambri positiivseks omaduseks on konstantne töövalmidus. Kuid difusioonikambri negatiivseks omaduseks on temperatuurirežiimi kapriissus. Näiteks, kui kaas on liigselt kuunenud, siis on töötav kiht väga õhuke, kui aga kaas on mittepiisavalt kuunenud, siis kondensatsiooniala võib praktiliselt oma alla võtta kogu kambri ruumala.

Difusioonikambri konstrueeris esmakordselt 1936. a. Langsdorf.

2. Mullkamber. Mullkambris kasutatakse erinevalt Wilsoni kambri ja difusioonikambri asjaolu, et ioonid võivad olla tsentriteks, millel tekib ülekuunenud vedeliku keemine. Mullkambriga võttis esmakordselt kasutusele 1952. a. Glaser. Esialg-

setee katsete kasutati eetrit, mida kaumendati kuni
~ + 140° C-ni 20 at rõhku jaures. Seejärel alandati rõhk
~ 1 at, mistõttu tekkis ülekuumenenud vedelik. Selles sei-
sundie engi nullkamber töövalmis. Kui laetud osake satub
kambrisse, siis tekitab ta loone, mis on keemitsentriteks,
kust eralduvad mullid (sellest on kamber saanudki nimetuse).
Tekkinud mulle tuleb kohe fotografeerida, seet ülekuumene-
nud vedeliku olek kestab vaid ~ $5 \cdot 10^{-2}$ s. Pärast selle aja-
vahemiku möödumist hakkab vedelik tormiliselt keema. Et
kambrit ette valmistada järgmise laetud osakese registreeri-
miseks, tuleb rõhk tõsta esialgse väärtuseni. Selle teosta-
miseks kulub aega ~ 1 s.

Kuigi nullkambril töövalmiduse aeg (~ 10^{-2} s) on väiksem
kui Wilsoni kambris (~ 0,1 s), on nullkambril positiivseks
omaduseks see, et tema täiteaineks on vedelik, mis on võrra-
tult suurema tihedusega kui Wilsoni kambris kasutatav aur.
Seega võimaldab nullkamber uurimise alla võtta suhteliselt
suure osa suure energiaga laetud osakesest.

Viimasel ajal kasutatakse nullkambrilise täiteainena vede-
lat vesinikku. Vesiniku kasutamine on otstarbekas seetõttu,
et võimaldab jälgida elementaarseid protsesse, mida laetud
osake kutsus esile, pöörades prootoni (kambrilise vesinik!).

Nullkambrilise eksperimentaalne tehnika on võrdlemisi
keerukas, mistõttu esimesed nullkambrid olid väikese ruumala-
ga (~ 1 cm³). Alles 1950-ndate aastate lõpul õnnestus konst-
rueerida nullkambrilise mõnekümnelitriise ruumalaga.

§ 18. Fotoemulsioonimeetod.

Katse näitab, et hõbebromiidi-(AgBr)-kristallide ionisatsioonid võivad esile kutsuda mitte ainult footonid (nagu see toimub tavalises fotograafias), vaid ka laetud osakesed. Seega piki laetud osakese trajektoori muutuvad AgBr-kristallid ilmutusvõimelisteks. Pärast ilmutus- ja kinnitusprotsessi muutub laetud osakese trajektoor nähtavaks. Sel faktil põhinebki laetud osakeste registreerimine fotoemulsioonimeetodil, mille väljaarendamisel on suuri teeneid nõukogude füüsikutel Ždanevil ja Nõssovskil ning inglise füüsikul Powellil.

Tuumafüüsikas kasutatavad fotoemulsioonid erinevad tavalises fotograafias kasutatavatest fotoemulsioonidest peamiselt 2 omaduse poolest:

1) tuumafüüsika fotoemulsioonides paiknevad AgBr-terad tihedamini kui tavalistes fotoemulsioonides. Kui terad paiknevad üksteisest kaugel, siis emulsiooni uurimine on raskeandne, kuna võib "kaotada" "jälje".

2) tuumafüüsika fotoemulsioonikihi paksus ($> 100 \mu\text{m}$) on võrratult suurem kui tavaliste fotoemulsioonikihtide paksus ($> 10 \mu\text{m}$). Niisugune tingimus on vajalik selleks, et võtta vaatluse alla võimalikult suurem osa laetud osakese kulust.

Vastavalt kirjeldatud tuumafüüsika fotoemulsiooni iseärasustele on nende ilmutus-kinnitusprotsessi eksperimentaalselt keerulisem kui tavalises fotograafias. Tingituna emulsioonikihi suurest paksusest kestab tuumafüüsika fotoemulsioonide ilmutus-kinnitusprotsess mitu päeva. Ilmutatud ja kinnitatud emulsiooni uuritakse mikroskoobi all, mis annab peasisajakordse suurenduse.

Viimasel ajal võeti kasutusele nn. emulsioonikambriid. Emulsioonikambri asetatakse üksteise peale virna emulsioonikihid, mis eelnevalt on eemaldatud klaas- või muult aluselt. Tekkinud virnas on emulsioonikihi kogupaksus 1 cm suurusjärgus. See võimaldab vaatluse alla võtta suure osa väga suure energiaga laetud osakeste (nagu seda on kosmilise kiirguse osakesed) kulust. Üksikute emulsioonikihtide virna asetamine on tingitud sellest, et 1 cm paksusega täisemulsioonikihi ilmutamine ja kinnitamine ei ole praktiliselt teostatav kaasaja tehnika tasemel. Selleks, et laetud osakeste jälgi uurida, tuleb ilmutatud ja kinnitatud emulsioonikihid asetada tagasi üksteise peale esialgses asendis. Töö hõlbustamiseks tuleb siinjuures mingil viisil märgistada emulsioonikambri kasutatud emulsioonikihid. Tavaliselt kasutatakse selleks otstarbeks kitsa röntgenkiirtekambri poolt virna asetatud emulsioonikihtidele tekitatud ruudustikku.

Suuri võimalusi pakub emulsioonikambri paigutamine magnetvälja. Kuna emulsioonikihi paksus on vaid ~ 1 cm, siis suurte energiatega laetud osakeste märgatava kõrvalekalde (väike trajektoori kõverusraadius!) saavutamiseks, tuleb kasutada ~ 10^5 Oe magnetväljatugevust. Nii tugevaid magnetvälju võib tekitada impulssmeetodil.

Laetud osakeste registreerimise fotoemulsioonimeetodi puuduseks on asjaolu, et ta nõuab väga palju aega kiiritatud fotoemulsioonide läbivaatamiseks. Nii näiteks jõuab inimene päevas läbi uurida ainult $0,5 \text{ cm}^3$ emulsiooni. Seni ei ole õnnestunud sellist emulsioonide läbivaatamise protsessi mehhaniseerida.

§ 19. Üldisi märkusi laetud osakeste
registreerimismeetodite kohta.

Ionisatsioonikambris (§ 12), võrdelises loendajas (§ 12), Geiger-Mülleri loendajas (§ 12), stsintillatsiooniloendajas (§ 13) ja Tšerenkovi loendajas (§ 14) registreeritakse laetud osakest lõppkokkuvõttes elektrilise mõõteriista abil. Sellest tingituna nimetatakse neid meetodeid laetud osakeste elektrilise registreerimise meetoditeks.¹

Wilsoni kambris (§ 16), difusioonikambris (§ 17), nullkambris (§ 17) ja fotoemulsioonimeetodil (§ 18) on võimalik laetud osakese trajektoori lõppkokkuvõttes vahetult visuaalselt jälgida, millest tingituna neid meetodeid nimetatakse laetud osakeste visuaalse registreerimise meetodiks.

Laetud osakeste registreerimise elektrilisi meetodeid kasutatakse siis, kui tuumareaktsiooni mehhanism on teada, ja uurimisülesanne seatakse võrdlemisi kitsalt: määrata näiteks tuumareaktsiooni tulemusena tekkinud osakeste jaotus energiateg või nurkade järgi või muud seesugust. Sel juhul suunatakse loendajasse tuumareaktsiooni produktina tekkinud laetud osakesed, kuna tuumareaktsioon toimub väljaspool loen-

¹ Siinkohal on jäetud arvestamata spintariskoop (kaasajal ei ole praktilise väärtusega) ja Vavilov-Tšerenkovi efekt, juhul kui väga tugev laetud osakeste voog läbib ainet (näit. tuumareaktorite elektronid, mis tekivad lõhestumisproduktide β -lagunemisel, § 45). Niisugusel erijuhul võib Vavilov-Tšerenkovi efekti vaadelda ka visuaalselt.

dajat. Kui aga tuumareaktsiooni mehhanism ei ole teada, tekib vajadus reaktsiooni vahetu jälgimise järele, mida on aga võimalik teostada laetud osakeste registreerimise visuaalsete meetodite abil. Näiteks on võimalik visuaalsete meetodite abil mõõta lähteandmeid (erionisatsioon, kulg ja impulss), millest on võimalik määrata osakese massi, laengut ja kiirust (§-d 9 ja 16). Seda ongi vaja teada tuumareaktsiooni mehhanismi kindlaksmääramisel.

Laetud osakeste registreerimise elektriliste ja visuaalsete meetodite ühised väärtuslikud omadused on leidnud kasutamist nn. luminestsentskambris konstrueerimisel. Luminestsentskambris registreeritakse laetud osakesi nagu stin-
tillatsioonloendajas nende poolt kristallis tekitatud fluo-
restsentsi abil. Seejuures ei registreerita ainult stin-
tillatsioonide teket (nagu see toimus stin-
tillatsioonloendajas), vaid kogu laetud osakese jälge. Niisuguseks otstar-
beks projekteeritakse fluorestsentsi valgus elektronoptili-
se muundaja fotokatoodile ja muundaja ekraanil tekib osake-
se jälje kujutis, mida võib fotografeerida. Piltlikult öel-
des toimub luminestsentskambris "televisiooniülekanne"
stin-
tillatsioonloendajast.

§ 20. Doos.

Doosid on füüsikalised suurused, mis iseloomustavad kiirguse mõju keakkennale. Doosi ajaühiku kohta nimetatakse doosi võimsuseks. Eristatakse järgmisi doose:

1. Neeldunud doosi mõõduks on aine massiühiku neelatud kiirgusenergia hulk. Mistahes liiki kiirguse (röntgenkiirgus, α - , β - ja γ -kiirgus, neutronid, kosmiline kiirgus) neeldunud doosi mõõtühikuks on rad.¹ 1 rad on mistahes kiirguse neeldunud doos, millele vastab energia 100 ergi neeldumine 1 g aine kohta. Kasutades §-s 1 sissetoodud vastavuse märki $\hat{=}$, võime kirjutada:

$$1 \text{ rad} \hat{=} 100 \frac{\text{erg}}{\text{g}} .$$

2. Kiiritusdoos on kiirguse hulka kirjeldav suurus, mida iseloomustatakse õhu ioniseerimise järgi. Röntgenkiirguse ja γ -kiirguse kiiritusdoosi ühikuks on röntgen, mis osutus ühtlasi ka ajalooliselt esimesena väljakujunenud doosiühikuks. Kiiritusdoos 1 röntgen (r) on suuteline tekitama 1 cm³ õhus normaaltingimustes 1 LÜ positiivseid, ja 1 LÜ negatiivseid ioone. Kuna elementaarlaeng on $4,8 \cdot 10^{-10}$ LÜ, siis kiiritusdoos 1 röntgen tekitab 1 cm³ õhus normaaltingimustes $1/4,8 \cdot 10^{-10} = 2,08 \cdot 10^9$ ioonpaari. Ioonpaari tekitamiseks õhus kulub sõltumata kiirguse liigist ~ 33 eV energiat (§9). Seega kiiritusdoos 1 r põhjustab 1 cm³ õhus normaaltingimustes energia $2,08 \cdot 10^9 \cdot 33$ eV neeldumise. Võrdluseks on otstarbekohane arvutada neeldunud energia hulk 1 g õhu kohta. Kuna õhu tihedus normaaltingimustes on $1,3 \cdot 10^{-3}$ g/cm³, siis 1 g õhu ruumala on $1/1,3 \cdot 10^{-3}$ cm³. Niisiis kiiritusdoos 1 r põhjustab 1 g õhus normaaltingimustes energia

¹ Rahvusvaheline lühend rad on tuletatud ingliskeelsest sõnadest "radiation absorbed dose".

$$\frac{2,08,10^9,33 \text{ eV}}{1,3 \cdot 10^{-3}} = \frac{2,08,10^9,33,1,6 \cdot 10^{-12}}{1,3 \cdot 10^{-3}} = 84 \text{ ergi neeldumise.}$$

Seega

$$1 \text{ r} \hat{=} 84 \frac{\text{erg}}{\text{g}}$$

Röntgen- või γ -kiirgusest erinevate kiirguste kiiritusdoosi mõõtmiseks kasutatakse röntgeni füüsikalist ekvivalenti (rep)¹. Definiitsiooni kohaselt 1 rep tekitab ionisatsiooni, mis on ekvivalentne 1 r röntgen- või γ -kiirguse tekitatud ionisatsioonile.

3. Bioloogiline doos. Kiirguste bioloogiline toime sõltub peale röntgeni füüsikalistes ekvivalentides mõõdetud doosi ka reast teistest faktoritest. Näiteks osutub, et laetud osakeste ühe ja samasuguse kineetilise energia juhul suurema eriionisatsiooniga osake tekitab tunduvalt suuremaid bioloogilisi kahjustusi kui väiksema eriionisatsiooniga osake. Kiirguste bioloogilise toime iseloomustamiseks kasutatakse bioloogilise doosi mõistet. Bioloogilist doosi mõõdetakse röntgeni bioloogilistes ekvivalentides (rem)². Definiitsiooni kohaselt doos röntgeni bioloogilistes ekvivalentides võrdub röntgeni füüsikalistes ekvivalentides väljendatud doosi ja teatud teguri, mida nimetatakse suhteliseks bioloogiliseks efektiivsuseks, korrutisega. Suhteline bioloogiline efektiivsus on erinevatel kiirgusliikidel erinev. Praktilistes arvutustes kasutatakse järgmisi suhtelisi bioloogilise efektiivsuse (SBE) väärtusi

¹ ja ² Rahvusvahelised lühendid (rep) ja (rem) on tuletatud ingliskeelsetest sõnadest "roentgen equivalent physical" ja "roentgen equivalent man".

Kiirguse liik	SEE
Röntgenkiirgus, γ -kiirgus ja β -kiirgus	1
Aeglased neutronid ¹	5
α -kiirgus, prootonid, kiired neutronid ²	10

Nagu tabeli andmeist nähtub, võib röntgeni bioloogilist ekvivalenti defineerida kui meelevaldse kiirguse bioloogilist doosi, mis on bioloogilise toime poolest ekvivalentne röntgenkiirguse doosiga 1 r.

Maksimaalset bioloogilist doosi, mis mõjudes inimorganismile (kogu organismi kiiritamise tingimusel) kuitahes pika ajavahemiku jooksul ei kutsu esile patoloogilisi muudatusi, nimetatakse tolerantsdoosiks. Kaasaja normaalse kohaselt on tolerantsdoos $17 \cdot 10^{-3}$ rem ööpäevas ehk $6 \cdot 17 \cdot 10^{-3}$ rem = 0,1 rem nädalas ehk $\sim 0,1 \cdot 50$ rem = 5 rem aastas. Kosmilisest kiirgusest ja ümbritsevas keskkonnas ning organismis olevatest radioaktiivsetest ainetest saab iga inimene doosi $\sim 0,1$ rem aastas, s.o. 2 % tolerantsdoosist.

Suuremate dooside bioloogilise kahjulikkuse kohta esitamata orienteeruvad andmed tabeli kujul:

¹ Aeglaste neutronite bioloogiline toime on tingitud peamiselt γ -kvantidest ja prootonitest, mida nad tekitavad organismis reaktsioonide $H^1(n, \gamma)H^2$ ja $H^{14}(n, p)C^{14}$ tõttu. Tuumareaktsioonide sümbolika kohta vt. § 36.

² Kiirete neutronite bioloogiline toime on tingitud peamiselt tuumadest H, C, N ja O, mis satuvad liikumisse põrgete tõttu kiirete neutronitega.

Lühiajal. doos (rem)
kogu organismi kiiri-
tumise eeldusel

Toime organismile
vastava ravi pundumisel

50	Tõõvõime säilib.
50 - 100	Tekivad esimesed kiiritushaiguse tunnused, kuid tõõvõime säilib.
100 - 200	Kiiritushaigus. Osa kannatada- saannist osutub tõõvõimetuks mit- me päeva või isegi nädala jooksul.
200 - 400	Kiiritushaigus, tõõvõime kadu pikemaks ajaks, surmajuhtumid võimalused.
400	Kiiritushaigus. Surmajuhtumiga lõpeb 50 % haigusjuhtudest. Seda esilekutsuvat doosi tähistatakse LD - 50 ¹ .
> 600	Kannatadasaanu sureb.

§ 21. Kiirendajate üldiseloomustus.

Kiirendajateks nimetatakse tavaliselt seadmeid, mida kasutatakse laetud osakestele 100 keV suuremate kineetiliste energiatega andmiseks. Kiirendatud osakesi kasutatakse aatomituumade omaduste uurimiseks, tuumareaktsioonide esilekutsu-
miseks, elementaerosakeste omaduste uurimiseks ja mõningate tehiseradioaktiivsete isotoopide tootmiseks.

Kiirendajaid võib eelkõige klassifitseerida kiirendata-

¹ Lühend LD tuleneb ingliskeelsetest sõnadest "Lethal dose".

vate osakeste tüübi järgi. Nii saame 2 rühma: 1) elektronide kiirendajad, 2) raskete osakeste (§ 9 antud definitsiooni mõttes) kiirendajad. Kuna elektronide seisumass on väike, siis ühe ja sama kineetilise energia saamisel muutub nende relativistlik koguerenergia tunduvalt enam kui rasketel osakestel. Sellest tingituna elektronide ja raskete osakeste kiirendajad erinevad tunduvalt konstruktsiooni poolest.

Kasutatava kiirendava pinge suhtelise suuruse järgi võib kiirendajad jaotada 2 rühma:

1) otsese kiirendamise seadmed, 2) kaudse kiirendamise seadmed. Otsese (resp. kaudse) kiirendamise seadmetes omandab osake lõppenergia suhteliselt väikese (resp. suure) arvu kiirendusaktide teel suhteliselt suure (resp. väikese) energia juurdekasvuga kiirendusakti kohta. Niisiis otsese kiirendamise seadmetes kasutatakse suhteliselt kõrget pinget, kaudse kiirendamise seadmetes - suhteliselt madalat pinget.

Energia juurdekasvu saamise viisi järgi jaotatakse kaudse kiirendamise seadmed kahte rühma: 1) resonantskiirendajad ja 2) induksioonkiirendajad. Resonantskiirendajates rakendatakse laetud osakese poolt läbitavale elektroodide vahemikule kiirendamiseks sobiva suuna ja suurusega elektrivälja selle ajavahemiku jooksul, millal osake läbib elektroodide vahemiku. Teistel ajamomentidel ei tarvitse elektrivälja suund olla kiirendamiseks kohane. Induksioonkiirendajas kiirendatakse osakest keeriselise elektriväljaga, mis on tingitud magnetvälja ajalisest muutumisest. Selline keeriseline elektrivälja mõjub osakesele kogu tema kiirendajas liikumise aja jooksul.

Kiirendatavate osakeste trajektoori kuju järgi jaotatakse kõik kiirendajad 2 rühma: 1) lineaarkiirendajad ja 2) tsüklilised kiirendajad. Lineaarkiirendajates on osakese trajektoor esimeses lähenduses sirge, tsüklilistes kiirendajates on osakese trajektoor esimeses lähenduses kas ringjoon või spiraal. Osakese trajektoori kõverdamiseks magnetväljas kasutatakse magnetvälja. Kui osakese kiirus on risti magnetvälja tugevuse vektoriga, siis liigub ta magnetväljas piki trajektoori, mille kõverusraadius r avaldub tuntud valemiga

$$r = \frac{pc}{eH} ; \quad (21.1)$$

kus p ja e on vastavalt osakese impulss ja laeng, H - magnetvälja tugevus ning c - valguse kiirus vaakuumis.

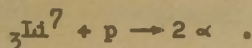
§ 22. Otsese kiirendamise seadmed.

Kõige enam levinud otsese kiirendamise seadmeteks on Cockroft-Waltoni generaator ja Van de Graaffi generaator.

Cockroft-Waltoni generaator põhineb elektrotehnikast tuntud pinge kahekordistamise skeemil (mistõttu me seda siin kohal lähemalt ei käsitle). Inglise füüsikute Cockrofti ja Waltoni teene seisneb selles, et 1932. a. arendasid nad edasi pinge kahekordistamise skeemi, kuma samal ajal elektrikud ei tundnud huvi ülikõrgete pingete saamise vastu. Cockroft ja Walton esitasid skeemi, mis koosneb ühesugustest osadest

(nn. kaskaadidest¹), mille arvu võib soovikohaselt suurendada ja saavutada sel viisil pinge 2-, 4-, 6- jne. kordistamine.

1932. a. konstrueerisid Cockroft ja Walton 2-kaskaadilise generaatori, mille abil osutus võimalikuks 800 kV pinge saamine. Sellise pinge abil kiirendasid Cockroft ja Walton prootoneid kuni kinestilise energiani 800 keV ning kutsusid esile tuumareaktsiooni



Füüsika ajaloo seisukohalt pälvib nimetatud reaktsioon tähelepanu seetõttu, et siin pommitati esmakordselt märklauatuumi (antud juhul ${}_3\text{Li}^7$) laboratoorses tingimustes kiirendatud osakestega (antud juhul p).

Kaasajal on Cockroft-Waltoni generaatori abil saavutatud maksimaalne pinge 2 MV .

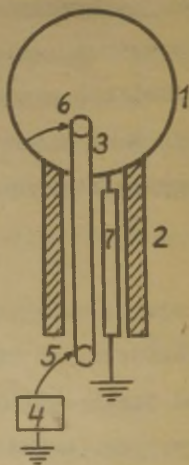
Van de Graaffi generaatori idee põhineb järgisel tuntud elektrostaatilisel katsel². Olgu antud avausega õõnes metallkeha, mis asub isoleeritud alusel. Kui puudutada seda keha seestpoolt laetud kuulikesega, siis annab kuulike oma laengu ära õõnsale kehale. Laadides uuesti kuulikese võime õõneskehale anda järgmise laenguportsjoni. Nii võib teoreetiliselt suurendada õõneskeha laengut kuitahes suure väärtuseni. Prak-

¹ Seetõttu nimetatakse Cockroft-Waltoni generaatorit mõnikord ka kaskaadgeneraatoriks.

² Seetõttu nimetatakse Van de Graaffi generaatorit ka elektrostaatiliseks generaatoriks.

tiliselt on see aga võimalik ainult kuni teatud laenguväärtuseni, millest alates tekib laengu äravool õõneskehalt koroonalahenduse tõttu.

Van de Graaffi generaatori praktilises konstruktsioonis (joon. 15) toetub õõnes metallkera 1 isoleeritud alustele 2. Laengu edasikandjateks on dielektrikust rihtm 3, mis saab laengu alaldajalt 4. Laengu ülekandmiseks alaldajalt rihtmale kasutatakse teravikku 5, rihtmalt kerale - teravikku 6. Kera 1 ja maa vaheline pinge rakendatakse kiirendustoru 7 elektrodide vahele.



Joon. 15.

Esimeste Van de Graaffi generaatorite oluliseks puuduseks oli asjaolu, et neil olid väga suured mõõtmed. Põhjus seisneb järgnevas: laengukadu metallkeralt koroonalahenduse tõttu on seda suurem, mida suurem on elektrivälja tugevus kera pinnal. Selleks, et vähendada elektrivälja tugevust kera pinnal (sama potentsiaali juhul) tuleb suurendada kera raadiust, mis kutsubki esile kogu seadme mõõtmete suurenemise. Peale selle tuleb generaator paigutada suurte mõõtmetega ruumi, et hoida ära elektrilahendust kera ja ruumi seinte vahel. Elektrotehnika järgi on seejuures nõutav kera minimaalne kaugus ruumi seintest $\sim 2,5$ meetrit pinge megavoldi kohta.

Van de Graaffi generaatori mõõdete vähendamiseks paigutati kogu seade keemiliselt väheaktiivse gaasi atmosfääri suure rõhu all (~ 10 at). Sellise konstruktsiooniga Van de Graaffi generaatoreid nimetatakse statitronideks.

Kaasajal on Van de Graaffi generaatoriga tekitatud pingeid kuni 10 MV.

~~§ 23.~~ Osakeste fokuseerimine kiirendajates.

Tsüklilistes kiirendajates kasutatakse tavaliselt laetud osakeste trajektoori kõverdamiseks aksiaalsümmeetrilist magnetvälja, mille kirjeldamiseks on otstarbekohane sisetuua silindrilised koordinaadid (r, φ, z) z -teljega, mis langeb kokku välja sümmeetriateljega. Magnetvälja aksiaalsümmeetria väljendub asjaolus, et $H_z = 0$. Peale selle on praktiliselt täidetud järgmised tingimused: 1) eksisteerib mediaantasand, mis on risti z -teljega ja milles magnetväljal on ainult z -komponent. Mediaantasandis sõltub H_z ainult koordinaadist r . Mediaantasandis loetakse $z = 0$; 2) magnetväli on sümmeetriline mediaantasandi suhtes:

$$H_z(r, z) = H_z(r, -z), \quad H_r(r, z) = -H_r(r, -z) \quad (23.1)$$

Osake, mille laeng on e ja impulss on p , võib mediaantasandis liikuda ringjoonel raadiusega r , kusjuures on täidetud tingimus

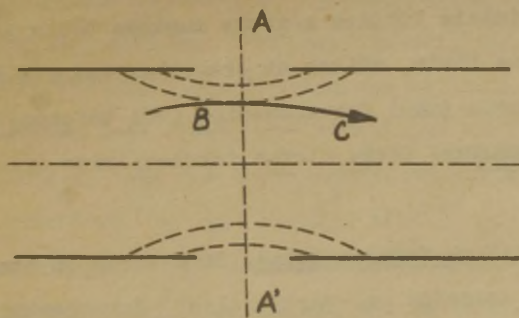
$$cp = erH_z(r, 0) \quad (23.2)$$

(c - valguse kiirus vaakuumis). Kirjeldatud orbiiti nimeta-

☐ takse tasakaaluliseks orbiidiks. Selline tasakaalulise orbiidi definitsioon on rakendatav ainult tsükliliste kiirendajate juhul. Lineaarkiirendajas loetakse tasakaaluliseks orbiidiks kiirendustoru teljega ühtelangev sirge. Kiirendajate praktiline konstruktsioon arvutatakse lähtudes tasakaaluliste orbiitide olemasolust. Kuid osakeste sisseviimisel kiirendajasse ja samuti nende pörkimisel kiirendaja vaakumkambris oleva jääkgaasi molekulidega, tekivad osakeste võnkumised tasakaalulise orbiidi ümber. Kuna need võnkumised pole otseselt seotud kiirendusprotsessiga, siis nimetatakse neid vabadeks võnkumisteks. Tsükliliste kiirendajate juhul nimetatakse vabu võnkumisi mõnikord ka beetatronvõnkumisteks (kiirendaja tüübi, milles esmakordselt vabade võnkumiste olemasolu tuli arvestada). Kui osakese võnkumised tasakaalulise orbiidi ümber on stabiilsed, siis öeldakse, et kiirendajas toimub osakeste fokuseerimine, kui aga vabad võnkumised on mittestabiilsed, siis öeldakse, et kiirendajas toimub osakeste defokuseerimine. Fokuseerimist võib saavutada nii elektrivälja kui ka magnetvälja mõjuga laetud osakestele. Esimesel juhul on tegemist elektrilise fokuseerimisega, teisel - magnetilise fokuseerimisega.

1. Elektriline fokuseerimine. Selgituseks vaatleme joon. 16, millel on tasakaaluline orbiit kujutatud punktkriipsjoonega. Elektroodide lõikejooned joonise tasandiga on kujutatud pidevate horisontaaljoontega, elektrivälja tungjooned - punktiirjoonega. Elektrivälja olgu valitud sellise suunaga, et tasakaalulisel orbiidil liikuv osake liiguks va-

sakult paremale kiirenedes. Sirgest AA' vasakul olevat osa nimetame lühiduse mõttes välja I pooleks, paremal olevat osa välja II pooleks.



Joon. 16.

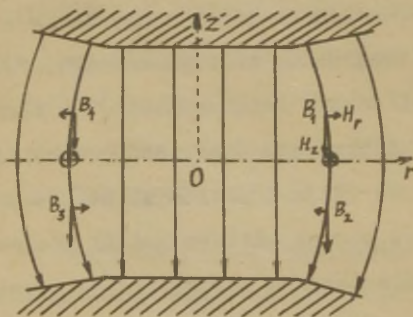
Kujutleme, et näiteks punktis B satub laetud osake kiirendavasse elektroodidevahelisse ruumi, olles kõrvale kaldunud tasakaalulisest orbiidist. Lisaks eeldame veel, et elektriväli ajas ei muutu. Osakesele mõjub tung, mille suund langeb kokku elektrivälja tungjoonte puutuja suunaga. Jooniselt näeme, et välja I pool toimib fokuseerivalt, II pool defokuseerivalt. Summaarne efekt kogu elektroodidevahelise ala kohta on fokuseeriv, sest välja I pooles viibib osake kauem, kuna kiirus on selles pooles väiksem kui II pooles. Kirjeldatud fokuseerimist nimetatakse fokuseerimiseks osakeste kiiruse muutuse tõttu. Kuid ajaliselt muutuvates elektriväljades, mida kasutatakse resonantskiirendajates, võib tekkida täiendavalt fokuseerimine või defokuseerimine elektrivälja muutuse tõttu. Kui elektrivälja tugevus kahaneb ajavahemiku jooksul, millal osake läbib kiirendavat va-

hemikku, siis on ülekaalus välja I poole fokuseeriv efekt ja kogu kiirendav vahemik mõjub fokuseerivalt. Analoogiliselt võime veenduda selles, et elektrivälja ajas kasvav tugevus tekitab defokuseerimist.

Fokuseerimiste võrdlus kiiruse muutuse tõttu ja elektrivälja muutuse tõttu, näitab et praktikas esinevate elektrivälja sageduste juhul fokuseerimine (või defokuseerimine) elektrivälja muutuse tõttu ületab fokuseerimise kiiruse muutuse tõttu.

2. Magnetiline fokuseerimine. Siinjuures on otstarbekohane eraldi vaadelda nn. vertikaalset¹ fokuseerimist (z-telje sihis) ja radikaalset fokuseerimist (r-telje sihis).

1) Vertikaalne fokuseerimine. Vaatleme esmalt magneti tsentrist äärte poole kahanevat magnetvälja (joon. 17). Joonisel 17 on magneti pooluste lõikepinnad joonise tasandiga



Joon. 17.

¹ Nimetus tuleneb sellest, et kiirendajates kasutatavates magnetites langeb eespool defineeritud z-telg kokku vertikaalsihiga.

kujutatud viirutusega. Mediaantasandi ja joonise tasandi lõikejoon on kujutatud kriipsjoonega, magnetvälja tungjooned pidevate joontega. Vastavalt vasaku käe reeglile on joonisel kujutatud positiivselt laetud osakese liikumissuund antud magnetväljas. Vaatleme osakesi, mis on mingil põhjusel, näiteks pörkumisest jääkgaasi molekulidel, eemaldunud tasakaalulisest orbiidist ja sattunud näiteks punktidesse B_1 , B_2 , B_3 ja B_4 . Lahutame magnetvälja tugevuse neis punktides z - ja r -telje sihilisteks komponentideks. Rakendades vasaku käe reeglit veendume, et H_r komponendi olemasolu tõttu tekib tung, mis on suunatud mediaantasandi poole; niisiis tekib fokuseerimine. Lihtne on veenduda vasaku käe reeglit kasutades, et fokuseerimine ei sõltu liikuva laengu märgist. Seega jõuame järeldusele, et tsentrist äärte poole kahanevas magnetväljas tekib vertikaalne fokuseerimine. Analoogilise arutluskäiguga võib veenduda, et tsentrist äärte poole kasvavas magnetväljas tekib vertikaalne defokuseerimine.

Vertikaalse fokuseerimise ja defokuseerimise analüütiliseks käsitlemiseks on otstarbekohane lähtuda Newtoni II seadusest.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c}(\vec{v} \times \vec{H}), \quad (23.3)$$

kus \vec{p} - impulss, t - aeg, \vec{v} - kiirus. Et me käsitleme siinkohal vabu võnkumisi, siis avaldises (23.3) on mõjuva tungi osas ainult Lorentzi tung, kuna on jäetud arvestamata kiirendamist põhjustav elektriline tung.

Avaldise (23.3) võime esitada kujul

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c} \begin{vmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{e}_z \\ v_r & v_\varphi & v_z \\ H_r & 0 & H_z \end{vmatrix}, \quad (23.4)$$

kus \vec{e}_r , \vec{e}_φ ja \vec{e}_z on r -, φ - ja z -telje sihilised ühikvektorid. Teiste suuruste juures näitab indeks telge, mille sihiline komponent on võetud vastavast vektorist.

Vertikaalsete võnkumiste uurimiseks tuleb avaldisest (23.4) vaatluse alla võtta z -komponent:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{e}{c} v_\varphi H_r, \quad (23.5)$$

kus m on osakese mass.

Arendame H_r ritta tasakaalulise orbiidi ümber, piirdudes ainult lineaarsete liikmetega suuruste z ja $\varphi = r - r_0$ suhtes (siin on r osakese kaugus magneti tsentrist, r_0 - tasakaalulise orbiidi raadius):

$$H_r = (H_r)_0 + \left(\frac{\partial H_r}{\partial r} \right)_0 \varphi + \left(\frac{\partial H_r}{\partial z} \right)_0 z, \quad (23.6)$$

kus indeks 0 tähistab suurusi, mis on arvatatud tasakaalulisel orbiidil. Süsteemi (23.1) teisest avaldisest järgneb,

et $(H_r)_0 = 0$ ja $\left(\frac{\partial H_r}{\partial r} \right)_0 = 0$. $\frac{\partial H_r}{\partial z}$ avaldatakse tavali-

selt magnetvälja absoluutväärtuse poolest suurima komponendi H_z kaudu. Selliseks asenduseks kasutame avaldist $\text{rot } \vec{H} = 0$, mille φ -komponent annab

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial r}.$$

Asendades saadud tulemused valemisse (23.6) ja sealt omakorda valemisse (23.5), leiame:

$$n \frac{d^2 z}{dt^2} = - \frac{e}{c} v_{\varphi} \left(\frac{\partial H_z}{\partial r} \right)_0 z . \quad (23.7)$$

Tuletise $\frac{\partial H_z}{\partial r}$ asemel on otstarbekohane sisse tuua nn. magnetvälja tugevuse kahanemise indeks.

$$n = - \left(\frac{r}{H_z} \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)_0 , \quad (23.8)$$

kus indeksil 0 on endine tähendus. Seega omandab avaldis (23.7) kuju

$$n \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{ev_{\varphi} n(H_z)_0 z}{cr_0} . \quad (23.9)$$

Selles avaldises toome sisse osakese nurkkiiruse

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{v_{\varphi}}{r_0} , \quad (23.10)$$

$$\omega = - \frac{e(H_z)_0}{cm} .$$

Avaldiste (23.9) ja (23.10) abil leiame lõplikult vertikaalvõnkumiste diferentsiaalvõrrandi kujul:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + n\omega^2 z = 0 . \quad (23.11)$$

i) Kui $n > 0$ võib võrrandi (23.11) lahendi esitada kujul

$$z = Ae^{i\omega\sqrt{n}t} + Be^{-i\omega\sqrt{n}t} , \quad (23.12)$$

kus A ja B on integreerimiskonstandid. Avaldis (23.12)

näitab, et aja piiramatul kasvul ei saa z lõpmata suureks, mis tähendab, et antud juhul tekib fokuseerimine. See langebki kokku varem kvalitatiivse arutluse teel saadud tulemusega.

Edaspidiste kaalutluste huvides on otstarbekohane anda avaldisele (23.12) lihtsate trigonomeetriliste teisenduste abil kuju

$$z = C \cos(\omega_z t + \delta), \quad (23.13)$$

kus

$$\left. \begin{aligned} C &= \sqrt{A^2 + B^2} \\ \tan \delta &= -\frac{B}{A} \\ \omega_z &= \omega \sqrt{n}. \end{aligned} \right\} (23.14)$$

Suurus C on vertikaalvõnkumiste amplituud, δ - algfaas ja ω_z - nurksagedus.

Esitame veel võnkumiste amplituudi C avaldist (23.13) kasutades kujul

$$C = \sqrt{z^2 + \frac{\dot{z}^2}{\omega_z^2}}. \quad (23.15)$$

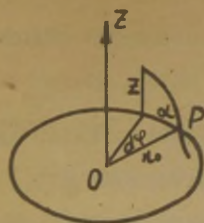
Rakendame seda avaldist võnkumiste sõlme juhul, s. t. siis, kui $z = 0$ (näit. punktis P joon. 18)

$$C = \frac{\dot{z}}{\omega_z}, \quad (23.15')$$

Kuid \dot{z} võib esitada kujul

$$\dot{z} = \frac{dz}{dt} = \frac{dz}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \omega \frac{dz}{d\varphi}. \quad (23.16)$$

Võnkumiste sõlme läheduses võib lugeda z võrdseks Δz -ga.



Niisiis

$$\frac{dz}{d\varphi} \approx \frac{z}{d\varphi} .$$

Sellesse avaldisse toome sisse nurga α tasakaalulise orbiidi ja võnkuva osakese trajektoori puutuja vahel sõlmes. Jooniselt

Joon. 18.

$$18 \quad \alpha = \frac{z}{r_0} \frac{z}{d\varphi} . \quad \text{Seega}$$

$$\frac{dz}{d\varphi} = \alpha r_0 . \quad \text{Asendades saadud tule-$$

luse valemisse (23.16) leiame $\dot{z} = \alpha r \omega_0$, mis omakorda pärast asendamist valemisse (24.15') koos kolmanda valemi (23.14) arvestamisega annab

$$C = \frac{\alpha r_0}{\sqrt{n}} . \quad (23.17)$$

2) Kui $n < 0$, siis võib võrrandi (23.11) lahendi esitada kujul

$$z = A'e^{\omega\sqrt{|n|}t} + B'e^{-\omega\sqrt{|n|}t} , \quad (23.18)$$

kus A' ja B' on integreerimiskonstandid. Avaldis (23.18) näitab, et aja piiramatul kasvatamisel $|z| \rightarrow \infty$. Seetõttu tekib antud juhul vertikaalne defokuseerimine, mis langeb kokku varem kvalitatiivse arutluse teel saadud tulemusega.

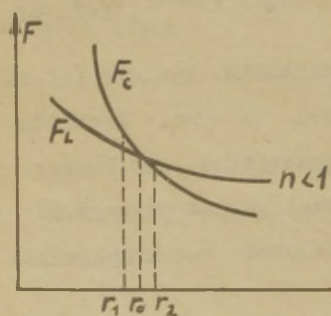
Resümeerime selle alapunkti tulemused: kui magnetvälja kahanemise indeks on positiivne

$$n > 0 , \quad (23.19)$$

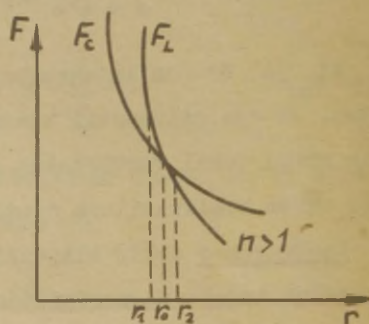
tekib vertikaalne fokuseerimine, kui aga nimetatud indeks on negatiivne

tekitab vertikaalne defokuseerimine.

2) Radiaalne fokuseerimine. Radiaalse fokuseerimise analüütiliseks käsitlemiseks võib lähtuda vektorvõrduse (23.3) r -komponendist. Kuid "pika" tehnilise arvutustöö vältimiseks on otstarbekohane kasutada järgmist kvalitatiivset analüüsi, võttes kasutusele osakesega kaasaliikuva koordinaadisüsteemi. Selles süsteemis mõjub osakesele kaks tungi: 1) tsentrifugaaltung F_C . 2) Lorentzi tung F_L , mis on suunatud tsentri poole. Tasakaalulisel orbiidil, millel $r = r_0$ on need tungid tasakaalustunud. Tsentrifugaaltung sõltub kaugusest r tuntud seaduspärasuse $\frac{1}{r}$ järgi, Lorentzi tung sõltub kaugusest r tasakaalulise orbiidi ümber vastavalt valemi (23.8) seaduspärasuse $\frac{1}{r^n}$ järgi. Nende tungide sõltuvus kaugusest r on kujutatud joonisel 19 ja 20.



Joon. 19.



Joon. 20.

Joonisel 19 on $n < 1$. Oletame, et osake on hajumise tõttu jääkgaasi molekulil eemaldunud tasakaaluliselt orbiidilt ja

sattunud kaugusele r_1 . Vastavalt joonisele on nüüd $F_C > F_L$ ja osake suunatakse tagasi tasakaalulisele orbiidile. Kui osake sattus kaugusele r_2 , siis $F_L > F_C$ ja ta suunatakse jällegi tasakaalulise orbiidi poole. Seega juhul, kui

$$n < 1 \quad (23.21)$$

tekib radiaalne fokuseerimine. Analoogiliste arutlustega (kasutades joon. 20) võib veenduda, et juhul

$$n > 1 \quad (23.22)$$

tekib radiaalne defokuseerimine.

Vertikaalse fokuseerimise ja radiaalse fokuseerimise samaaegseks saavutamiseks peavad olema rahuldatud nii võrratus (23.19) kui ka võrratus (23.21), millest järgneb, et n peab asuma vahemikus

$$0 < n < 1. \quad (23.23)$$

Magnetilist fokuseerimist, mille juhul magnetvälja kahane-
mise indeks n rahuldab tingimust (24.23) nimetatakse nõr-
gaks fokuseerimiseks. Selline nimetus on tekkinud järgmise
asjaolu tõttu. Osakeste allikas tekitab paratamatult osa-
keste teatud hajumise nurga järgi tasakaalulise orbiidi üm-
ber, mistõttu ei saa võnkumiste amplituudi avaldises
(23.17)¹ suurus \propto muuta meelevaldselt väikeseks. See
aga koos tingimuse (23.23) arvestamisega näitab, et suurte
väärtuste r_0 korral muutub võnkumiste amplituud suureks,

¹ Radiaalvõnkumiste juhul tuleb (nagu arvutused näitavad) asendada $\sqrt{n} \rightarrow \sqrt{1-n}$.

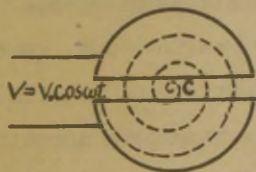
mis aga tähendabki nõrka fokuseerimist.

Kiirendajates, mida kasutatakse eriti suure energiaga¹ laetud osakeste saamiseks, tuleb seega hoolitseda fokuseerimise parandamise eest. Üheks selliseks fokuseerimise parandamise meetodiks on 1950-ndate aastate algul avastatud nn. tugeva fokuseerimise printsiip. Selle printsiibi idee seisneb järgnevas. Avaldis (23.17) näitab, et vertikaalsete võnkumiste amplituudi võib väikeseks teha siis, kui kasutada väga suuri n -väärtusi. Kuid selline suur n -väärtus kutsub vastavalt valemile (23.22) paratamatult esile radiaalse defokuseerimise. Selle kompenseerimiseks tuuakse ala $n > 0$ järel sisse ala $n < 0$ (kus $|n| \gg 1$), mis tekitab radiaalset fokuseerimist, kuid ühtlasi ka vertikaalset defokuseerimist. Osutub siiski, et sellistest aladest, kus n omab vaheldumisi absoluutväärtuse poolest suuri negatiivseid ja positiivseid väärtusi, võib koostada lõppkokkuvõttes fokuseeriva süsteemi, kusjuures võnkumiste amplituud muutub väiksemaks kui valemi (23.17) järgi leitud amplituud. Selline võnkumiste amplituudi vähenemine tähendabki fokuseerimise tugevnemist, millest ongi tekkinud ülaltoodud printsiibi nimetus. Tugeva fokuseerimise printsiip on optikas tuntud fakti analoogia, et koondavatest ja hajutavatest läätsedest võib koostada süsteemi, millel on koondava läätse omadused.

¹ Avaldise (21.1) järgi tuleb suurele energiale vastava suure impulsi p tõttu suur r , kuna magnetivälja tugevust H ei saa suurendada piiramatult küllastusnähtuse tõttu.

Tsüklotron on raskete osakeste tsükliline resonantskiirendaja, milles kasutatakse ajaliselt konstantset magnetvälja ja konstantse sagedusega kiirendavat elektrivälja. Esimese tsüklotroni konstrueeris Lawrence 1931. a.

Osakesi kiirendav elektriväli tekitatakse tsüklotronis spetsiaalse kujuga elektroodide vahel, mida nimetatakse duantideks. Duantidel on poolsilindri kuju, mis tekib kettakujulise silindri läbilõikamisel tasandiga, milles asub silindri telg. Duandid eemaldatakse teineteisest teatud kaugusele (see on väike võrreldes silindri raadiusega) ja paigutatakse magnetvälja, mis on risti duandi tasandikujulise pinnaga (joon. 21). Kiirendatavateks osakesteks on ioonid, mis väljuvadioonide allikast C (asub magneti tsesentris) ja satuvad duantidevahelise elektrivälja mõju alla. Duantide vahel tekitatakse seejuures pinge V , mis muutub seaduspä-



Joon. 21.

vat vahemikku kahe duandi vahel.¹ Resonantskiirendamiseks on ilmselt tarvilik, et osakese faas kiirendusprotsessi jooksul

suse järgi $V = V_0 \cos \omega t$, kus

V_0 on pingeamplituud ja faas

$\varphi = \omega t = \frac{2\pi}{T} t$ (ω - nurksagedus, T - periood, t - aeg).

Nimetame osakese faasiks kiirendava elektrivälja faasi sel ajamomendil, kui osake läbib kiirendavat vahemikku kahe duandi vahel.

¹ Kummagi duandi sees elektriväli praktiliselt puudub.

ei muutuks. Seda on võimalik saavutada siis, kui osakese tiirlemisperiood T magnetväljas võrdub kiirendava elektri-
välja perioodiga T_{\sim} :

$$T = T_{\sim} . \quad (24.1)$$

Suuruse T kohta kehtib elektrodünaamikast tuntud valem

$$T = \frac{2\pi E}{eHc} , \quad (24.2)$$

kus e on osakese laeng, E - tema relativistlik koguener-
gia, H - magnetvälja tugevus, c - valguse kiirus vaakuu-
mis.

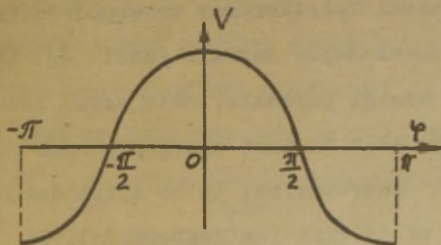
Valemi (24.2) arvestamisega omandab resonantstingimus
(24.1) järgmise kuju

$$T_{\sim} = \frac{2\pi E}{eHc} . \quad (24.3)$$

Kuna tsüklotronis $T_{\sim} = \text{const}$, siis resonantstingimus
(24.3) rangeks täitmiseks on tarvilik, et koos osakese ener-
gia E kasvuga kasvaks ka magnetvälja tugevus H osakese or-
biidil. Sellisest tingimusest arvatatud magnetvälja nimetatak-
se resonantsmagnetväljaks. Kuid § 23 tulemuste järgi ei saa
sellist resonantsmagnetvälja praktiliselt realiseerida, kuna
ta tekitab vertikaalse defokuseerimise. Tsüklotroni tegelik
magnetväli valitakse aga fokuseerimise saavutamiseks nõrgalt
kahanevana magneti äärte poole. Seega osakese energia kasv ja
magnetvälja tugevuse tegelik väärtus on üldiselt vastuolus re-
sonantstingimusega (24.1). Resonantstingimus (24.1) saab tsük-
lotroni jaoks rangelt täidetud olla ainult ühel ajamomendil,
teistel ajamomentidel ei ole ta rangelt kehtiv, mis aga tähen-
dab, et iooni faasi nihkumine on paratamatu nähtus tsüklotro-
nis. Kui iooni faasinihkumine on paratamatu, siis püütakse

kiirendaja parameetrid valida nii, et seda faasinihkumist kasutada ära antud tingimustes maksimaalse energia saavutamiseks.

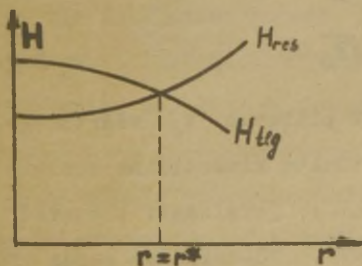
Vaatleme seda probleemi üksikasjalikumalt. Selgituseks teeme joon. 22, millel võib näiteks kokku leppida, et faasivahemikus $-\frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{\pi}{2}$ eksisteerib kiirendamiseks sobiva suunaga elektriväli. Siis vahemikes $-\pi < \varphi < -\frac{\pi}{2}$ ja



Joon. 22.

$\frac{\pi}{2} < \varphi < \pi$ eksisteerib aeglustav elektriväli. Tegelik tsüklotroni magnetvälja tugevus H_{teg} valitakse nii, et ta magneti tsentris ületaks resonantsmagnetvälja tugevust H_{res} (vt. joon. 23, kus r on kaugus magneti tsentrist). Seega kõverad H_{teg} ja H_{res} peavad lõikuma mingis punktis abstsissiga $r = r^*$. Selles

punktis ongi resonantsitingimus (24.1) rangelt täidetud.



Joon. 23.

Iooni faasi nihkumise maksimaalse ära kasutamise eesmärgil valitakse iooni algfaas $\pi/2$ lähedal. Kuna kiirendaja tsentris $H_{teg} > H_{res}$, siis osakese tiirlemisperiood T on vastavalt valemile (24.2) väiksem

Iooni faasi nihkumise maksimaalse ära kasutamise eesmärgil valitakse iooni algfaas $\pi/2$ lähedal.

resonantsiks nõutavast tiirlemisperioodist T_{\sim} , mis näitab, et osakese faas nihkub vasakule. Selline faasi vasakule nihkumine kestab kuni ajamomendini, millal osake satub kaugusele $r = r^*$, kus $H_{\text{teg}} = H_{\text{res}}$. Edasi aga $H_{\text{teg}} < H_{\text{res}}$, mis näitab, et $T > T_{\sim}$. See omakorda tähendab, et faas nihkub paremale. Kuna teistkordselt kõverate H_{res} ja H_{teg} lõikumist ei saa olla (kaob vertikaalne fokuseerimine!), siis faasi nihkumisel teistkordset ümberpöördumist ei toimu ja osake omandab maksimaalse energia faasi $\frac{\pi}{2}$ lähedal. Kui aga faas nihkub veelgi paremale, siis satub osake aeglustuva elektrivälja mõju alla ja tema energia hakkab vähenema. Seega faasi $\varphi = \frac{\pi}{2}$ saavutamisel tuleb kiirendatud osakesed kas tsüklotronist välja viia (deflekteerida) või suunata nad tsüklotroni vaakuumkambris asuvale märklauale (nn. seesmisele märklauale).

Kirjeldatud faasi nihkumise analüütiline käsitlemine näitab, et osakese poolt tsüklotronis omandatav maksimaalne kineetiline energia W_{max} on võrdeline kiirendava pinge amplituudi ruutjuurega

$$W_{\text{max}} \sim \sqrt{V_0}. \quad (24.3)$$

Seetõttu on W_{max} praktiliselt piiratud V_0 väärtusega. Tsüklotronis on saavutatud prootonite kineetiline energia ~ 20 MeV juhul, kui $V_0 \approx 400$ kV. Tavaliselt töötavad tsüklotronid pingetel $V_0 \approx 50$ kV, võimaldades saada prootoneid energiatega ~ 10 MeV.

Näitame, et deutronite ja α -osakeste energiad on samas tsüklotronis ($T_{\sim} = \text{const}$) vastavalt 2 ja 4 korda suuremad.

Tõepoolest, eeldusel $T \sim \text{const}$ (sellise perioodiga välja tekitab generaator) valemist (24.3) järgneb, et

$$H \sim \frac{m_0}{e}, \quad (24.4)$$

kus m_0 on osakese seisumass. Kuid valemit (21.1) kasutades järgneb nüüd, et osakese impulss

$$p \sim r m_0. \quad (24.5)$$

Et tsüklotronis osakese omandatud kineetiline energia on võrratult väiksem kui seisumass, võime kineetilise energia arvutamiseks kasutada mitterelativistlikku valemit

$W = \frac{p^2}{2m_0}$, mis koos (24.5) arvestamisega annab

$$W \sim r^2 m_0. \quad (24.6)$$

Kuna kiirendusprotsessi lõpul erinevate osakeste trajektööri kõverusraadius on sama (võrdub ligikaudu poolega magnetipooluse diameetrist), siis avaldisest (24.6) järgnebki eespool toodud väite õigsus.

Märgime, et kergete osakeste (elektronide) kiirendamiseks ei ole tsüklotron kohane, kuna nende väikese seisumassi tõttu muutub relativistlik kogumass E kiirendusprotsessis tunduvalt, mistõttu elektroni faas nihkub kiiresti (mõne tiiru möödumisel) aeglustava elektrivälja faasivahemikku.

Tsüklotronis kiirendatud ioone kasutatakse tuumareaktsioonide esilekutsumiseks ja radioaktiivsete isotoopide tekitamiseks. Füüsika ajaloo seisukohalt on tsüklotronil suur tähtsus, kuna ta võimaldas 1930-ndatel aastatel esile kutsuda tuumareaktsioone peaaegu kõigil sel ajal tuntud tuumadel.

Praegu kasutatakse tsüklotroni peamiselt mitmekordselt ioniseeritud raskete aatomite (näit. C) kiirendamiseks, millega on tekitatud enamik tuumi, millel $Z \approx 100$.

~ 1941

§ 25. Beetatron.

□ Beetatron on elektronide tsükliline induktsioonkiirendaja. Beetatroni idee esitas 1927. a. Wideröe, eksperimentaalselt viis selle ellu 1941. a. Kerst.

Piltlikult öeldes: beetatroni moodustab transformaator, milles sekundaarmähise asemel on toroidikujuline vaakuumkamber, millesse suunatakse kiirendatavad elektronid. Beetatroni magnetväli peab täitma kaht nõuet: 1) kiirendama elektrone, 2) hoidma elektrone kogu kiirendusprotsessi jooksul konstantse kõverusraadiusega trajektooril. Viimane nõue on seotud sellega, et beetatroni vaakuumkambriga ruumala¹ oleks võimalikult väike.

1) Veendume, et esimene nõue on rahuldatud siis, kui vektorid \vec{H} ja $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ (\vec{H} - magnetväljatugevus, t - aeg) on samasuunalised. Selleks on esmalt otstarbekohane märkida, et vasaku käe reegli järgi liigub elektron magnetvälja sümmeetriatelje ümber kellaosuti liikumise suunas, kui vaadelda teda vektori \vec{H} suunas. Esitatud nõude täitmiseks peab magnetvälja \vec{H} ajalise muutuse tõttu tekkinud keeriseline elektri-

¹ Tsüklotronis seda nõuet seada ei saa, sest seal kasutatava konstantse magnetvälja tõttu on osakese impulsi p kasv valemi (21.1) järgi paratamatult seotud tema trajektoori kõverusraadiuse r kasvamisega.

$$(21.1) \quad p = \frac{pc}{2H}$$

väli (tugevusega \vec{E}) mõjuma nii, et elektron kiireneks liikudes kellaosuti liikumise suunas. Selle küsimuse üle otsustamiseks lähtume Maxwelli II võrrandist

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (25.1)$$

Integreerime seda võrrandit üle elektroni orbiidiga piiratud pinna, määrates pinna normaali \vec{n} suuna parema käe reegli järgi vastavalt elektroni liikumissuunale.

$$\int \text{rot } \vec{E} \, d\vec{S} = -\frac{1}{c} \int \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \, d\vec{S}, \quad (25.2)$$

kus $d\vec{S} = \vec{n} \, dS$, dS - pinnaelement. Saadud avaldise vasaku poole teisendame Stokes'i valemi järgi kontuurintegraaliks (piki elektroni trajektoori), paremal poolel toome sisse magnetvoo

$$\Phi = \int \vec{H} \, d\vec{S}. \quad (25.3)$$

Seega

$$\oint \vec{E} \, d\vec{s} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (25.4)$$

kus $d\vec{s}$ on elektroni trajektoori joonelemendi vektor, mis on suunatud elektroni liikumise suunas. Magnetvälja aksiaalsümmeetria tõttu on keeriselise elektrivälja \vec{E} tungjooned kontsentrilised ringjooned, mille keskpunktid asuvad magnetvälja sümmeetriateljel. Seega \vec{E} ja $d\vec{s}$ on alati samasuunalised vektorid. Elektroni kiirendamiseks on tarvilik, et $\oint \vec{E} \, d\vec{s} < 0$. See nõuab vastavalt valemile (25.4), et $\frac{\partial \Phi}{\partial t} > 0$. Kuid $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ on positiivne siis, kui $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ ja \vec{n}

on samasuunalised vektorid. \vec{n} on aga vektoriga \vec{H} samasuunaline, seega elektroni kiirendamiseks on tarvis, et \vec{H} ja $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ oleksid samasuunalised vektorid.¹

2) Teise nõude (lk. 120) täitmise uurimiseks teostame järgmise arvutuse, kusjuures eeldame, et esimene nõue on täidetud. See võimaldab meil vektoriliste ja algebraliste suuruste asemel kasutada nende suuruste absoluutväärtusi. Nüüd järgneb avaldisest (25.4) järgmine valem kiirendava elektrivälja tugevuse E jaoks:

$$E = \frac{1}{2\pi cr} \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (25.5)$$

Selle tulemuse asendame Newtoni II seadust esitavasse valemisse

$$\frac{dp}{dt} = eE, \quad (m\vec{v} \parallel \vec{E}) \quad (25.6)$$

kus p - elektroni impulss, e - tema laeng. Seega

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{2\pi cr} \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (25.7)$$

Kasutades nõuet $r = \text{const}$, leiame valemist (25.7)

$$p(t) - p(t_0) = \frac{e}{2\pi cr} [\phi(t) - \phi(t_0)]. \quad (25.8)$$

Edasi võib vastavalt valemile (21.1) asendada

$$p = \frac{eHr}{c}$$

ja vastavalt valemile (25.3)

$$\phi = \pi r^2 \vec{H},$$

¹ Analooiline arutlus positiivse laengu korral annab sama nõude \vec{H} ja $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ jaoks.

kus \bar{H} on magnetvälja keskvärtus elektroni orbiidiga piiratud pindalal. Nüüd järgneb valemist (25.8)

$$H(t) - H(t_0) = \frac{1}{2} [\bar{H}(t) - \bar{H}(t_0)] . \quad (25.9)$$

Kiirendamise algul $t = t_0$ magnetvälja tugevus võrdub nulliga, mistõttu

$$H(t) = \frac{1}{2} \bar{H}(t) . \quad (25.10)$$

Seost (25.10) nimetatakse Wideröe 2:1 tingimuseks. Niisiis selleks, et elektron liiguks beeatronis konstantse kõverusraadiusega orbiidil peab magnetvälja tugevus sellel orbiidil olema kaks korda väiksem kui magnetvälja tugevuse keskvärtus orbiidiga piiratud pindalal.

Kuna Wideröe 2:1 tingimus ei sõltu elektroni massist (või energiast), siis erinevalt tsüklotronist beeatron-kiirendusmehhanismi tingimusi ei riku elektroni massi relativistlik kasv. Kuid osutub, et elektroni poolt beeatronis omandatav energia on piiratud teise nähtusega, nimelt seetõttu, et iga kiirendusega liikuv elektrilaeng kiirgab elektromagnetilisi laineid. Arvutus näitab, et juhul, kui elektroni energia $W \approx 300$ MeV, siis tema energia kaod elektromagnetilisele kiirgusele on samas suurusjärgus kui beeatronis kiirendusmehhanismis omandatud energia. Seega ei ole efektiivne kasutada beeatrone elektronidele suurema energia kui $W \approx 300$ MeV andmiseks.

Beeatronis kiirendatud elektrone kasutatakse tavaliselt kalkide γ -kvantide tekitamiseks (pärsskiirgus). Neid γ -kvante kasutatakse fototuumareaktsioonide esilekutsumiseks.

Peale selle leiab beetatronist saadud kalk γ -kiirgus kasutamist tehnikas (materjalide defektoskoopia) ja meditsiinis (kasvajate ravi).

Lõpuks märgime, et beetatroni võiks põhimõtteliselt kasutada ka prootonite kiirendamiseks. Kuid, nagu näitab alljärgnev ligikaudne arvutus ei ole otstarbekohane beetatroni kasutada prootonite (ja teiste raskete osakeste) kiirendamiseks, kuna sama beetatroni magneti juhul ($H = \text{const}$, $r = \text{const}$) on prootonite omandatud kineetiline energia võr-
ratult väiksem kui elektroni omandatud kineetiline energia.

Nimetatud arvutus seisneb selles, et leiame elektroni ja prootoni kineetilised energiad suuruste H ja r funktsioonina. Impulss p on nende suurustega seotud valemiga (21.1). Elektronide juhul tuleb lähtuda relativistlikust kineetilise energia valemist

$$W = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} - m_0 c^2, \quad (25.11)$$

kus m_0 on seisumass. Kuna elektronil $m_0 c^2 = 0,51 \text{ MeV}$, siis beetatronile iseloomulike kineetiliste energiatega juures ($W \approx 20 \text{ MeV}$) võib avaldist (25.11) kirjutada kujul

$$W \approx pc. \quad (25.12)$$

Asendades siia p valemist (21.1), leiame elektroni kineetilise energia W_e jaoks avaldise:

$$W_e \approx eHr. \quad (25.13)$$

Kuna prootonil $m_0 c^2 = 931 \text{ MeV}$, siis vaadeldud kineetiliste energiatega juhul võib valemis (25.11) lugeda

$pc \ll m_0 c^2$ ja arendada see valem ritta $\frac{pc}{m_0 c^2}$ astmete järgi.

Piirdudes reaksarenduses kahe esimese liikmega saame

$$W = \frac{p^2}{2m_0} \quad . \quad (24.14)$$

Asendades siia p valemist (21.1) leiame prootoni kineetilise energia W_p jaoks avaldise:

$$W_p = \frac{(eHr)^2}{2m_0 c^2} \quad . \quad (25.15)$$

Valemite (25.13) ja (25.15) võrdlus näitab, et sama magneti juhul ($H = \text{const}$, $r = \text{const}$) kehtib beetatronis kiirendatud elektroni ja prootoni kineetiliste energiatega vahel järgmine seos

$$W_p \approx \frac{W_e^2}{2m_0 c^2} \quad . \quad (25.16)$$

Asendades valemis (25.16) näiteks beetatronile iseloomuliku $W_e \approx 20 \text{ MeV}$ ja prootoni $m_0 c^2 = 938 \text{ MeV}$, leiame, et samal ajal prootoni kineetiline energia on ainult $W_p \approx 0,2 \text{ MeV}$.

§ 26. Autofaseerimine.

§ 24 veendusime, et resonantskiirendamise tingimus (24.3) on kiirendava elektrivälja parihoodi T_{\sim} konstantsuse ja kiirendaja magnetvälja tugevuse H konstantsuse korral kehtiv rangelt ainult ühel kindlal ajamomendil. Selleks, et resonantskiirendamise tingimus oleks täidetud kõikidel ajamomentidel (pärast kiirendusprotsessi algust) on tarvilik, et valemis (24.3) oleksid T_{\sim} ja H aja t funktsioonid. Niisiis

$$T_{\sim}(t) = \frac{2\pi E(t)}{e\hbar\omega(t)}, \quad (26.1)$$

kus E on osakese relativistlik koguenergia. Valemis (26.1) on T_{\sim} ja H kiirendajat iseloomustavad parameetrid, E - kiirendatavat osakest iseloomustav parameeter. Näitame, et sellele vastavalt resonantstingimuse (26.1) täitmist saab garanteerida ainult nende osakeste jaoks, mis saavad kiirendajasse teatud kindlal ajamomendil $t = t_0$ ehk teiste sõnadega, nende osakeste jaoks, millel on kiirendajasse sisenemisel kindel faas φ_0 ¹. Tõestuseks arutleme järgmiselt: osakese algenergia $E(t_0)$ võrdub praktiliselt tema seisue energiaga E_0 . Seega kiirendamise algul kehtib tingimus:

$$T_{\sim}(t_0) = \frac{2\pi E_0}{e\hbar\omega(t_0)}. \quad (26.2)$$

Edasi vaatleme osakesi, mis saabusid kiirendajasse ajamomendil $t_1 \neq t_0$. Nendel osakestel võib samuti võtta $E(t_1) = E_0$, kuid kiirendava elektrivälja periood ja magnetvälja tugevus on selleks ajaks omandanud vastavalt väärtused $T_{\sim}(t_1)$ ja $H(t_1)$, kusjuures üldiselt $T(t_1)$ ei tarvitse võrduda $T(t_0)$ ning $H(t_1)$ ei tarvitse võrduda $H(t_0)$. Seega üldiselt

$$T_{\sim}(t_1) \neq \frac{2\pi E_0}{e\hbar\omega(t_1)}, \quad (26.3)$$

mis näitab, et nende osakeste jaoks, mis saabusid kiirenda-

¹ Osakese faasi definitsioon vt. § 24.

² Siin on jäetud arvestamata mõne kiloelektronvoldine kineetiline energia, mis osakesel on allikast (näit. elektronkahurist) väljumisel.

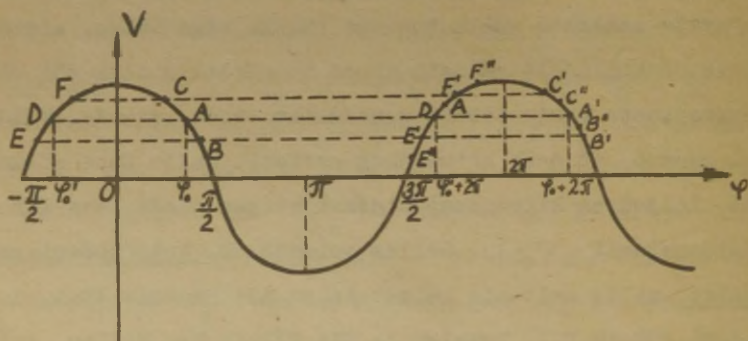
jasse ajamomendist t_0 erineval ajamomendil t_1 resonants-tingimus enam ei kehti. Seda oligi tarvis tõestada.

Kui kiirendada saaks ainult teatud kindle faasiga φ_0 osakesi, siis oleks sellest praktiliselt vähe kasu, sest kiirendatavate osakeste voolu tugevus tuleks väga väike, mistõttu oleks praktiliselt võimatu mõnda tuumareaktsiooni või elementaarosakeste vastastikust muundumist esile kutsuda. Kuid siiski osutub, et saab kiirendada osakesi, mille faas erineb φ_0 -st, kusjuures kiirendusprotsessi käigus nende faas läheb automaatselt φ_0 -le. Selles seisneb nn. autofaseerimise printsiip, mille esitasid teineteisest sõltumatult 1944. a. nõukogude füüsik V.I. Veksler ja USA füüsik Mac Millan. Autofaseerimise printsiip on aluseks kaasaegsetele kiirendajatele, mis kiirendavad osakesi kuni relativistlike energiateni.

Enne autofaseerimise printsiibi lähema käsitlemise juurde siirdumist toome sisse järgmise terminoloogia. Nimetame osakest, mille jaoks tema kiirendajasse saabumise momendil resonantstingimus (26.1) on täidetud, tasakaaluliseks osakeseks. Tasakaalulise osakese faasi φ_0 tema kiirendajasse saabumise momendil nimetame tasakaaluliseks faasiks. Nende definitsioonide kohaselt ei muutu kiirendusprotsessis tasakaalulise osakese faas (täisarvkorde 2π täpsuseni), jäädes kogu aeg võrdseks φ_0 .

Autofaseerimise printsiibi lähemaks käsitlemiseks vaatleme joonist 24, millel on kujutatud kiirendava elektrivälja pinget V sõltuvus faasist $\varphi = \frac{2\pi}{T}t$. Konkreetseuse mõttes oletame, et kiirendamiseks sobivad pingeväärtused $V > 0$.

Vaatleme esmalt tasakaalulist faasi φ_0 , mis asub pingekõvera langeval harul (punkti A abstsiss). Tasakaalulise osakese faas pärast üht tiiru kiirendajas on punkti



Joon. 24.

A' abstsiss (kusjuures sirge AA' on paralleelne abstsiss-teljega). Edasi aga vaatleme neid osakesi, mille faas erineb tasakaalulisest faasist (punktide B ja C abstsissid). Osake, mille faas on punkti B abstsiss, omandab väiksema energia kui tasakaaluline osake (sest punkti B ordinaat on väiksem kui punkti A ordinaat), järeltõttu tema tiirlemisperiood on väiksem kui tasakaalulise osakese tiirlemisperiood (vt. valem (24.2)). Seetõttu pärast tiiru ei ole selle osakese faas punkti B' abstsiss (kusjuures sirge BB' on paralleelne abstsiss-teljega), vaid punkti B'' abstsiss. Seejuures punkt B'' asub punktile A' lähemal kui punkt B'. See näitab, et kiirendusprotsessis vaadeldud osakese faas läheneb tasakaalulisele faasile. Täpselt sama järelduse saame, kui vaatleme osakest, mille faas on punkti C abstsiss.

See osake omandab suurema energia kui tasakaaluline osake, mistõttu tema tiirlemisperiood ületab tasakaalulise osakese tiirlemisperioodi. Seega pärast tiiru selle osakese faas ei ole punkti C' abstsiss, vaid punkti C'' abstsiss, kusjuures C'' asub punktile A' lähemal kui punkt C' . Kokkuvõttes võime öelda, et tasakaaluline faas φ_0 , mis asub pingekõvera langeval harul on stabiilne tasakaaluline faas. Analoogilise arutluse abil leiame, et tasakaaluline faas φ_0 , mis asub pingekõvera tõusval harul (punkti D abstsiss) on mittestabiilne tasakaaluline faas: s. t. kui osakese faas erineb algul φ_0 -st, (näit. punktid E ja F) siis igal järgneval tiirul erineb ta φ_0 -st veelgi enam (punktid E'' ja F''). Seega toimub tsüklilistes resonantskiirendajates autofaseerimine ainult siis, kui tasakaaluline faas asub pingekõvera langeval harul. See tulemus sõltub oluliselt faktist, et osakese tiirlemisperiood magnetväljas on võrdeline tema relativistliku kogue energiaga. Kui aga osakese liikumise aeg kahe kiirendusvahemiku vahel (vastab ühele tiirule tsüklilistes kiirendajates) väheneb tema energia kasvuga, nagu see esineb lineaarsetes resonantskiirendajates, siis autofaseerimine tekib juhul, kui tasakaaluline faas asub pingekõvera tõusval harul.

Vaatleme resonantstingimuse (26.1) täitmise mõningaid võimalusi. Seejuures eeldame loomulikult, et autofaseerimise saavutamiseks on tasakaaluline faas valitud pingekõvera langeval harul. Praktika seisukohalt pakub huvi järgmise kolme võimaluse vaatlemine.

1. Olgu valemis (26.1) $T_{\omega} = \text{const.}$ Seega resonants-tingimuse täitmiseks on vajalik, et magnetvälja tugevus suureneb võrdeliselt tasakaalulise osakese relativistliku koguenergiaga. Niisiis liiguvad osakesed antud juhul ajaliselt muutavas magnetväljas. Seetõttu tuleb Foucault' voolude vähendamiseks konstrueerida magnet lehtraudast. Lehtraud on teatavasti võrratult kallim kui suurtes plokkides raud. Sellest tingituna on otstarbekohane konstrueerida nn. rõngakujuline magnet, mille juhul magnetvälja tugevus oleks nullist erinev vaid teatud ringjoone (mille raadius olgu r) ümbruses. Seega tuleb rõngakujulist magnetit kasutades nõuda, et osakese trajektoori kõverusraadius $r = \text{const.}$ Kuid see tähendab tuntud valemi $v = \omega_{\omega} r$ (kus on kiirendava elektrivälja nurksagedus, mis võrdub tasakaalulise osakese nurkkiirusega) ja tingimuse $T_{\omega} = \text{const}$ tõttu, et osakese liikumise kiirus $v = \text{const}$ kogu kiirendusprotsessi jooksul. On ilmne, et sellist tingimust saab täita elektronide juhul, mis juba suhteliselt väikeste kineetiliste energiatega juhul saavutavad praktiliselt konstantse kiiruse v , mis peaaegu võrdub valguse kiirusega c . Kirjeldatud põhimõttel töötavat kiirendajat nimetatakse sünkrotroniks. Maksimaalne senini saavutatud elektronide energia sünkrotronis on $1,3 \text{ GeV}$.¹

2. Olgu valemis (26.1) $H = \text{const.}$ Seega kiirendava elektrivälja periood peab muutuma võrdeliselt tasakaalulise osakese relativistliku koguenergiaga. Kuna magnetvälja tugevus H antud juhul ajas ei muutu, siis võib magneti konstru-

¹ $1 \text{ GeV (gigaelektronvolt)} = 10^3 \text{ MeV}$.

eerida suurtest plokkidest. Sellisel viisil ehitatud kiirendaja erineb suhteliselt vähe tsüklotronist ja kannab sünkrotsüklotroni e. fasotroni nimetust. Fasotroni abil on õnnestunud kiirendada prootoneid kuni 730 MeV kineetilise energiani. NSV Liidus asuva Tuumaurimiste Ühendatud Instituudi (venek. lühend ОИЯИ) fasotron võimaldab prootoneid kiirendada kuni 680 MeV kineetilise energiani.

3. Valemis (26.1) nii T_{\sim} kui ka H on aja funktsioonid. Kui juba tuleb kasutada ajaliselt muutuvat magnetvälja, siis on otstarbekohane kasutada rõngakujulist magnetit. See-
ga peab ülaltoodud valemi $v = \omega_{\sim} r$ järgi antud juhul kiirendava elektrivälja periood (erinevalt fasotronist) kiirendusprotsessis kahanema. Niisiis kiirendusprotsessis avaldise (26.1) vasakul pool asuv suurus T_{\sim} kahaneb, paremal poolel olev suurus E kasvab. Resonantstingimuse täitmiseks peab seetõttu H eriti tugevasti ajas kasvama. Sellisel põhimõttel ehitatud kiirendajat nimetatakse sünkrofasotroniks. Kuna sünkrofasotronis ei ole nõuet kiirendatava osakese kiiruse v konstantsuse kohta, siis kasutatakse teda suure seisumassiga osakeste (näit. prootonite) kiirendamiseks. Sünkrofasotronis on saavutatud maksimaalne prootoni kineetiline energia 30 GeV, kusjuures prootoni orbiidi raadius on 85,4 m. Nii suure orbiidi raadiuse juhul (vrd. § 23) tuleb rahuldava fokuseerimise saavutamiseks kasutada tugeva fokuseerimise meetodit.

III. p e a t ü k k .

RADIOAKTIIVSUS.

§ 27. Radioaktiivsuse avastamine.

Radioaktiivsuse avastuslugu osutus seotuks röntgenikiirte¹ olemuse selgitamisega. 1896. a. oletas prantsuse füüsik H. Becquerel, et võib-olla on röntgenikiired põhjustatud klaasi fosforestsentsist röntgenitorus. Seetõttu otustas H. Becquerel kontrollida, kas fosforestseeruvad ained kiirgavad kiiri, mille omadused on röntgenikiirte omadustega sarnased. Õnneliku juhuse tõttu valis H. Becquerel uurimiseks uraanisoola, mis fosforestseerus kollakasroheline värvusega. Fosforestsentsi esilekutsumiseks kasutas H. Becquerel tolelaegse primitiivse eksperimentaalse tehnikaga juures soola paigutamist eredasse päikesevalgusesse. Sellisel viisil ergutatud uraanisoola asetati H. Becquerel paksu musta paberiselle mähitud fotoplaadi peale. Tulemuseks osutus fotoplaadi tumenemine. Näis, nagu H. Becquerel oleks tõestanud oma oletuse. Kuid see tulemus osutus ekslikuks. Hiljem leiti Becquereli laboratooriumis, et juhul kui uraanisoola mitte ergutada pealelangeva päikese kiirgusega, kutsus sool

¹ Meenutame, et röntgenikiired avastati 1895. a.

ikkagi esile paksu musta paberisse mähitud fotoplaadi tumenemise. See sundis Becquereli kahtlema oma oletuse õigsuses. Becquerel tegi edasial katseid selliste uraanisooladega, mis ei fosforestseeru ja veendus, et ka need soolad võivad esile kutsuda fotoplaadi tumenemise. Nii avastas Becquerel 1896.a. täiesti uue nähtuse, mida hiljem abielupaar Curie'de ettepanekul hakati nimetama radioaktiivsuseks. Curie'de ettepaneku kohaselt nimetatakse radioaktiivseteks selliseid aineid, millel on võime iseseisvaks kiirgamiseks ilma välise mõjustuse-ta.

Curie'del õnnestus uraaniniidist eraldada kaks ainet, mis olid uraanist aktiivsemad. Nad näitasid, et need kaks ainet on uued elemendid, mida hakati nimetama polooniumiks ja raadiumiks.

Edasised uurimised näitasid, et radioaktiivsus on seotud järgmiste protsessidega:

- 1) radioaktiivne kiirgus on võimeline esile kutsuma bioloogilist ja keemilist mõju;
- 2) radioaktiivne kiirgus ioniseerib gaase;
- 3) radioaktiivne kiirgus kutsub esile paljude vedelike ja tahkete kehade luminesentsi;
- 4) radioaktiivsel kiirgusel on ainst suur läbitungimisvõime;
- 5) radioaktiivse aine temperatuur on alati kõrgem teda ümbritseva keskkonna temperatuurist. See näitab, et radioaktiivsus on seotud energia pideva eraldumisega.

Veelgi enam üksikasjalisem uurimine näitas, et radioaktiivset kiirgust võib jaotada 3 liigiks:

1) α -kiirgus, millel on suhteliselt väike ainest läbitungimisvõime. α -kiirgus koosneb α -osakestest, mis osutusid tuumadeks ${}^4_2\text{He}$.

2) β -kiirgus, millel on suurem ainest läbitungimisvõime. β -kiirgus koosneb kiiretest elektronidest, mis liiguvad kiirusega $v \approx c$ (c - valguse kiirus vaakuumis).

3) γ -kiirgus, millel on suurim ainest läbitungimisvõime. γ -kiirgus osutus eriti lühilaineliseks elektromagnetiliseks kiirguseks.

Kirjeldatud kiirgusliikide olemuse kindlakstegemisel oli suure tähtsusega nende mõjutamine elektri- ja magnetväljade abil. Näiteks α -kiirgus ja β -kiirgus kaldusid samas magnetväljas kõrvale vastupidistes suundades, γ -kiirgusele aga ei avaldanud magnetväli mingisugust mõju.

Rutherford ja Soddy järgi võib radioaktiivsuse nähtust seletada, kui oletada et radioaktiivne aatom laguneb. Selle oletuse tegid nad pärast nn. "nihkereegli" avastamist. "Nihkereegli" järgi elemendist, mis kiirgab α -kiiri, tekib element, mille järjekorranumber on 2 võrra ja massiarv 4 võrra väiksem kui lähtelemendil; elemendist, mis kiirgab β -kiiri, tekib aga element, mille järjekorranumber on 1 võrra suurem kui lähtelemendil, kuna massiarv on sama suur kui lähtelemendil.

§ 28. Radioaktiivse lagunemise seadus.

1) Ajasemendil $t = 0$ eraldati teatud hulk radooni (R_n) raadiumpreparaadist ja paigutati kinnisesse ampulli. Seejärel

tehti kindlaks, et radooni hulk kahaneb ajas eksponentsiaalseaduse järgi

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (28.1)$$

kus N - aatomite arv ajamomendil t , N_0 - aatomite arv ajamomendil $t = 0$ ja λ on positiivne konstant.

Radioaktiivse lagunemise teooria aluseks on eeldus, et iga radioaktiivse aine hulk kahaneb seaduspärasuse (28.1) järgi juhul, kui see aine on eraldatud teistest ainetest.

Rohkearvulised katsed näitasid, et tavalised välised mõjustused ei avaldanud mingisugust mõju radioaktiivse lagunemise kiirusele, mille mõõduks võib valida suuruse dN/dt . Sellistes katsetes tõsteti radioaktiivse aine temperatuuri tuhandete kraadideni, paigutati aine tugevatesse magnetväljadesse ja võimsatesse tsentrifuugidesse. Samuti osutus, et lagunemise kiirus ei sõltu sellest, kas radioaktiivne aine esineb puhta elemendi kujul või esineb ta keemilise ühendi kujul. Nendest katsetest tuleb teha järeldus, et radioaktiivne lagunemine on tuumade, mitte aga aatomite omadus. Kui radioaktiivsus oleks olnud aatomite omadus, siis ülaltoodud katsetingimuste tõttu oleksid aatomite omaduste muutused pidanud kajastuma ka radioaktiivse lagunemise kiiruse muutumises. Niisiis, rääkides edaspidi radioaktiivsest lagunemisest, mõtleme selle termini all tuumade spontaanset lagunemist, s. t. lagunemist ilma väliste mõjustusteta.

Radioaktiivse lagunemise seadust (28.1) võib tuletada teoreetiliselt, kui teha lihtne oletus, et ajavahemiku (t , $t + dt$) jooksul lagunevate tuumade arv ($-dN$) on võrdeline sel-

le ajavahemiku pikkusega dt ja ajamomendini t veel lagunemata tuumade arvuga $N(t)$:

$$-dN = \lambda N dt, \quad (28.2)$$

kus λ on positiivne võrdetegur. Valemis (28.2) suuruse dN ees on kirjutatud miinusmärk põhjusel, et lagunemise tõttu väheneb tuumade arv (mistõttu $dN < 0$). Integreerides võrrandi (28.2) ja arvestades algtingimust $N(0) = N_0$ saamegi valemi (28.1). See tulemus on ülaltoodud lihtsaima olukorras õigustuseks. Valemis (28.1) ja (28.2) esinevat suurust

1) λ nimetatakse radioaktiivse lagunemise konstandiks. Nagu näitab valem (28.2), võrdub radioaktiivse lagunemise konstant tuuma lagunemise tõenäosusega ajaühiku kohta.

2) Näitame, et radioaktiivse lagunemise konstant λ on seotud lihtsal viisil radioaktiivse tuuma keskmise elueaga τ . Selleks lähtume valemist (28.2), mille kohaselt ajavahemiku $(t, t + dt)$ jooksul laguneb $\lambda N dt$ tuuma. Nende tuumade eluiga on t , nende tuumade eluigade summa aga $(\lambda N dt) \cdot t$. Kui võtta arvesse kõik ajamomendil $t = 0$ eksisteerinud tuumad, siis selliste tuumade eluigade summa on $\int_0^{\infty} \lambda N t dt$. Jagades selle summa ajamomendil $t = 0$ eksisteerinud tuumade arvuga N_0 , saame radioaktiivse tuuma keskmise eluea

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} \lambda N t dt}{N_0}. \quad (28.3)$$

Asendades suuruse N valemist (28.1) valemisse (28.3), leiame ositi integreerimise võtet kasutades

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (28.4)$$

Seega võrdub radioaktiivse tuuma keskmine eluiga radioaktiivse lagunemise konstandi pöördväärtusega.

3) Radioaktiivse lagunemise konstandi ja radioaktiivse tuuma keskmise eluea asemel leiab praktikas sageli kasutamist radioaktiivse aine ^{aeq} ~~poolestusperioodi~~ mõiste, mis on defineeritud kui ajavahemik, mille jooksul pooled vaadeldava radioaktiivse aine tuumadest lagunevad.

Tuletame seose ^{aeq} poolestusperioodi T ja radioaktiivse lagunemise konstandi λ (või tuuma keskmise eluea τ) vahel. Suuruse T definitsioonist järgneb

$$N(t + T) = N(t)/2. \quad (28.5)$$

Asendades sellesse valemisse funktsionaalse seose (28.1), leiame pärast logaritmimeist

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}, \quad (28.6)$$

või arvestades seost (28.4)

$$T = \tau \ln 2 = 0,693 \tau. \quad (28.7)$$

On otstarbekohane esitada radioaktiivse lagunemise seadus (28.1) ^{aeq} poolestusperioodi mõistet kasutades. Selleks avaldame valemist (28.6) λ ja asendame tulemuse avaldisse (28.1):

$$N = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}. \quad (28.8)$$

Seni me vaatlesime radioaktiivset lagunemist juhul, kui lagunev aine on isoleeritud teistest ainetest. Tegelikult looduses esinevad sagedamini nn. radioaktiivsed read, milles tuum c_1 laguneb tuumaks c_2 , tuum C_2 omakorda laguneb

tuumaks C_3 jne.:

$$C_1 \rightarrow C_2 \rightarrow C_3 \rightarrow \dots \rightarrow C_{n-1} \rightarrow C_n \rightarrow C_{n+1} \rightarrow \dots \rightarrow C_m. \quad (28.9)$$

Siin nimetatakse tuuma C_n tätartuumaks tuuma C_{n-1} suhtes ja ematuumaks tuuma C_{n+1} suhtes.

Tähistame tuumade $C_1, C_2, C_3, \dots, C_m$ radioaktiivse lagunemise konstandid $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_m$, nende tuumade arvud momendil t vastavalt $N_1(t), N_2(t), N_3(t), \dots, N_m(t)$. Algingimused olgu järgmised:

$$N_1(0) = n_0, N_2(0) = N_3(0) = \dots = N_m(0) = 0. \quad (28.10)$$

Meie eesmärgiks on leida tuumade C_1, C_2, \dots, C_m arvud $N_1(t), N_2(t), \dots, N_m(t)$ ajamomendil t .

Tuumad C_1 lagunevad sõltumata tuumade $C_n (n > 1)$ olemasolust, seega $N_1(t)$ jaoks kehtib valem (28.1), mis antud tähistustes omandab kuju

$$N_1(t) = n_0 e^{-\lambda_1 t}. \quad (28.11)$$

Tuumade $C_n (n > 1)$ arvu määramiseks on esmalt otstarbekohane leida nende tuumade arvu muutus ajaühikus. Vastavalt valemile (28.2) tekib ajaühikus $\lambda_{n-1} N_{n-1}$ tuuma C_n tuumade C_{n-1} lagunemise tõttu. Kuid samale valemile vastavalt laguneb ajaühikus $\lambda_n N_n$ tuuma C_n tuumadeks C_{n+1} . Tuumade C_n arvu muutus ajaühikus dN_n/dt avaldub tekkivate ja lagunevate tuumade arvu vahena:

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n. \quad (28.12)$$

Niisiis saame tuumade C_2, C_3, \dots, C_m arvu määramiseks diferentsiaalvõrrandite süsteemi

$$\begin{aligned}
 N_n(t) = & \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} n_0 \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} + \right. \\
 & + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)} + \dots + \\
 & + \frac{e^{-\lambda_i t}}{(\lambda_1 - \lambda_i)(\lambda_2 - \lambda_i) \dots (\lambda_{i-1} - \lambda_i)(\lambda_{i+1} - \lambda_i) \dots (\lambda_n - \lambda_i)} + \\
 & \left. + \dots + \frac{e^{-\lambda_n t}}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \right]. \quad (28.16)
 \end{aligned}$$

Praktikas esineb sageli juhused, kus tuumade C_1 poolestusperiood on võrratult suurem kui tuumade C_n ($n = 2, 3, \dots, m - 1$) poolestusperiood ja tuum C_m on stabiilne, s. t. $\lambda_1 \ll \lambda_n$ ($n = 2, 3, \dots, m - 1$) ja $\lambda_m = 0$. Niisugusel erijuhul võib pärast küllalt pika ajavahemiku möödumist valemis (28.16) $N_n(t)$ ($n = 2, 3, \dots, m - 1$) määramisel ära jätta nurksulgudes kõik liikmed peale esimese liikme. Esimese liikme nimetaja omandab seejuures kuju $\lambda_2 \lambda_3 \dots \lambda_n$. Seega

$$N_n = n_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_n} e^{-\lambda_1 t}, \quad (28.17)$$

mis koos (28.11) arvestamisega annab

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n = \dots = \lambda_{m-1} N_{m-1}. \quad (28.18)$$

Radioaktiivse lagunemise konstandi λ definitsiooni arvestades tähistab tulemus (28.18) fakti, et ajaühikus laguneb samapalju tuumi C_n ($n = 2, 3, \dots, m - 1$), kuipalju neid tekib tuumadest C_{n-1} . Sellist seisundit nimetatakse radioaktiiv-

-oln = $\lambda N dt$

seks tasakaaluseisundiks. Kuna antud näites radioaktiivne tasakaal tekib küllalt pika ajavahemiku möödumisel, siis nimetatakse kirjeldatud tasakaalu sekulaarseks tasakaaluks.

Radioaktiivse rea viimase liikme C_m tuumade arv N_m avaldub sekulaarse tasakaalu tingimustes vastavalt valemile (28.16) kujul

$$N_m(t) = n_0(1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (28.19)$$

On huvitav märkida, et valemit (28.19) võib saada valemist (28.14) erijuhul $\lambda_2 = 0$. See on arusaadav, sest pika ajavahemiku möödumisel on radioaktiivses reas (28.9) märgatavates kogustes ainult tuumi C_1 ja C_m , kuna ülejäänud tuumad harilikult lagunevad pärast tekkimist. Seetõttu võib $N_m(t)$ arvutamisel jätta arvestamata radioaktiivse rea vahepealsed liikmed ja vaadelda rida koosnevana ainult C_1 -st ja C_m -st. Seejärel rakendades kahe liikmega reale omast valemit (28.14) eeldusel $\lambda_2 = 0$, mis vastab C_m stabiilsusele, jõuamegi valemile (28.19) juurde.

Lõpuks analüüsime üksikasjalikumalt radioaktiivsest reast (28.9) muundumist $C_1 \rightarrow C_2$. Vaatleme esmalt juhtu $\lambda_1 < \lambda_2$. Kui aega on möödunud vähe, siis võib avaldises (28.14) esinevate eksponentsiaaltegurite ritta arendamisel piirduda ainult kahe esimese liikmega:

$$N_2 = \lambda_1 n_0 t, \quad (28.20)$$

mis näitab, et algul kasvab tütar-tuumade arv võrdeliselt ajaga. Kui on möödunud küllalt palju aega, siis $e^{-\lambda_1 t} \gg e^{-\lambda_2 t}$ ja avaldis (28.14) omandab kuju

$$N_2 = \frac{\lambda_1 n_0 e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (28.21)$$

kus on arvestatud muuhulgas valemit (28.11). Avaldis (28.21) näitab, et küllalt pika ajavahemiku möödumisel muutub tütaraine ja emaaine hulga suhe konstantseks, kusjuures kummagi aine hulk kahaneb ajas ühe ja sama seaduspärasuse $e^{-\lambda_1 t}$ järgi. Sellist seisundit on saanud tavaks nimetada liikuva tasakaalu seisundiks.

Kuna väikestel väärtustel t funktsioon $N_2(t)$ kasvab ja suurtel väärtustel t kahaneb, siis on tal mingil ajamomendil $t = t_m$ maksimaalväärtus. Selle ajamomendi leiame tingimusest $dN_2/dt = 0$, mis annab

$$t_m = \frac{\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (28.22)$$

Analüüs juhul $\lambda_1 > \lambda_2$ on analoogiline ülaltooduga.¹ Lühikese ajavahemiku möödumisel annab rittaarendus jällegi tulemuse (28.20). Kui on möödunud küllalt palju aega, siis $e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$ ja avaldis (28.14) omandab kuju

$$N_2 = \frac{\lambda_1 n_0 e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_1 - \lambda_2}. \quad (28.23)$$

Avaldis (28.22) näitab, et pika ajavahemiku möödumisel on emaaine praktiliselt täielikult lagunenu ja edasi toimub tütaraine lagunemine tavalise lihtsa radioaktiivse lagunemiseaduse (28.1) järgi, nagu oleks tütaraine isoleeritud emainest.

¹ Juhust $\lambda_1 = \lambda_2$ me ei vaatle, kuna see on praktiliselt väga vähe tõenäoline.

Samuti nagu juhul $\lambda_1 < \lambda_2$ omab $N_2(t)$ antud juhul maksimumi ajamomendil $t = t_m$, kusjuures jääb kehtima valem (28.22).

§ 29. Radioaktiivsed read.

Radioaktiivse rea iga liige tekib eelnevast liikmest kas α -lagunemise või β -lagunemise tulemusena. Kuna α -lagunemisel väheneb tuuma massiarv 4 võrra ja β -lagunemisel jääb ta muutmatuks, siis on ilmne, et eksisteerib 4 radioaktiivset rida, mille liikmete massiarvud A on kirjeldatud valemitega:

$$A = 4n, \quad A = 4n + 1, \quad A = 4n + 2 \quad \text{ja} \quad A = 4n + 3,$$

kus n on positiivne täisarv.

Selleks, et radioaktiivne rida eksisteeriks käesoleval ajal looduslikes tingimustes, on tarvilik, et rea esimese liikme C_1 poolestusperiood oleks samas suurusjärgus Maa geoloogilise vanusega ($t \sim 10^9$ a) või ületaks seda. Vastasel juhul puuduksid tuumad C_1 käesoleval ajal märgatavas koguses, järelikult puuduks ka praktiliselt radioaktiivne rida. Näiteks, kui tuuma C_1 poolestusperiood on $T = 10^6$ a, siis oleks vastavalt valemile (28.8) tuumadest C_1 senini säilinud ainult osa $(1/2)^{t/T} = (1/2)^{1000} \approx 10^{-300}$. See tulemus näitab, et praegu need tuumad peaaegu puuduvad.

Analüüs näitas, et käesoleval ajal eksisteerib ülaltoodud 4 radioaktiivsest reast looduslikes tingimustes ainult 3. Need read on:

1) tooriumi rida, mille liikmete massiarv $A = 4n$.
Selle rea esimene liige on ${}_{90}\text{Th}^{232}$ poolestusperioodiga $1,39 \cdot 10^{10}$ a, viimane liige (stabiilne) on ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

2) uraani rida, mille liikmete massiarv $A = 4n + 2$.
Selle rea esimene liige on ${}_{92}\text{U}^{238}$ poolestusperioodiga $4,5 \cdot 10^9$ a, viimane liige on ${}_{82}\text{Pb}^{206}$;

3) aktiiniumi rida, mille liikmete massiarv $A = 4n + 3$.
Selle rea esimene liige on ${}_{92}\text{U}^{235}$ (nimetatakse ka aktiino-uraaniks) poolestusperioodiga $8,9 \cdot 10^8$ a, viimane liige on ${}_{82}\text{Pb}^{207}$. Rea nimetus on tulenenud asjaolust, et esialgsete uurimuste kohaselt osutus rea esimeseks liikmeks ${}_{89}\text{Ac}^{227}$.

Illustratsioonina esitame andmed uraani rea kohta alljärgnevas tabelis.

Uraani rida.

Tuum	Lagunemis- skeem	Poolestus- periood	Kiirgunud osakese energia (MeV)	
			α	β
${}_{92}\text{U}^{238}$ (UI)		$4,50 \cdot 10^9$ a	4,18	-
${}_{90}\text{Th}^{234}$ (UX ₁)		24,1 d = <i>täpalt</i>	-	0,2
${}_{91}\text{Pa}^{234}$ (UX ₂)		1,14 min.	-	2,32
${}_{92}\text{U}^{234}$ (UII)		$2,67 \cdot 10^5$ a	4,79	-
${}_{90}\text{Th}^{230}$ (Io)		$8 \cdot 10^4$ a	4,66	-
${}_{88}\text{Ra}^{226}$		1622 a	4,79	-
${}_{86}\text{Rn}^{222}$		3,825 d	5,49	-

Tuum	Lagunemis- skeem	Poolestus- periood	Kiirgunud osakese energia (MeV)	
			α	β
$^{84}_{84}\text{Po}^{218}$ (RaA)		3,05 min.	5,99	-
$^{82}_{82}\text{Pb}^{214}$ (RaB)		26,8 min.	-	0,65
$^{83}_{83}\text{Bi}^{214}$ (RaC)		19,7 min.	5,50	3,17
$^{84}_{84}\text{Po}^{214}$ (RaC')		$1,5 \cdot 10^{-4}$ sec	7,68	-
$^{81}_{81}\text{Tl}^{210}$ (RaC'')		1,32 min.	-	1,80
$^{82}_{82}\text{Pb}^{210}$ (RaD)		22,2 a	-	0,25
$^{83}_{83}\text{Bi}^{210}$ (RaE)		5,04 d	-	1,17
$^{84}_{84}\text{Po}^{210}$ (RaF)		139 d	5,30	-
$^{82}_{82}\text{Pb}^{206}$ (RaG)		∞	-	-

Märkus: Sulgudes on võrdlusena esitatud tuumade vana-
nenud nimetused, mida aga siiski kasutatakse mõningal määral
ka kaasajal.

Radioaktiivset rida, millel $A = 4n + 1$, looduslikes
tingimustes ei leitud. Nimetatud rea uurimine osutus võima-
likuks alles pärast tema tekitamist laboratoorses tingi-
mustes, mis õnnestus alles 1947. a. tänu tuumareaktori kasu-
tamisele. Tuumareaktori abil toodeti $^{93}_{93}\text{Np}^{237}$ poolestusperi-
oodiga $2,2 \cdot 10^6$ a. $^{93}_{93}\text{Np}^{237}$ osutus radioaktiivse rea
 $A = 4n + 1$ esimeseks liikmeks, mistõttu rida sai neptuuniu-
mi rea nimetuse. Neptuuniumi rea viimane liige on $^{83}_{83}\text{Bi}^{209}$.

Peale tooriumi, uraani ja aktiiniumi ridade liikmete eksisteerivad looduses mõned radioaktiivsed tuumad, mis ei kuulu radioaktiivsetesse ridadesse. Andmed nende kohta on esitatud tabeli kujul:

Tuum	Suhteline levik sama elemendi isotoopide seas	Poolestusperiood	Radioaktiivse kiirguse liik
$^{19}\text{K}^{40}$	0,011 %	$4,5 \cdot 10^8$ a	$\beta, \gamma, \text{K}^1$
$^{37}\text{Rb}^{87}$	27,7 %	$5 \cdot 10^{10}$ a	β, γ
$^{62}\text{Sm}^{152}$	26 %	$1,4 \cdot 10^{11}$ a	α
$^{71}\text{Lu}^{176}$	2,5 %	$7,3 \cdot 10^{10}$ a	β, γ
$^{75}\text{Re}^{187}$	61,8 %	$4 \cdot 10^{12}$ a	β

§ 30. α -lagunemine.

Tuumad $Z(^A)$ α -lagunemist iseloomustab valem

$$Z(^A) \rightarrow Z-2(^{A-4}) + \alpha. \quad (30.1)$$

α -lagunemise selgitamisel tekkisid esialgu suured raskused, millest ettekujutuse saamiseks kirjeldame järgmist

¹ Sümbol "K" tähistab nn. K-haaret (§ 33).

eksperimentaalset fakti. Tehti kindlaks, et tuumade ${}_{92}\text{U}^{238}$ pommitamisel α -osakestega, mille kineetiline energia oli 8,8 MeV, kehtib Rutherfordi valem. See näitab, et antud juhul võib lugeda α -osakese ja tuuma vastastikuse mõjustuse tungi kuloniliseks tõuketungiks. α -osake läheneb seejuures tuumale kuni kauguseni $r = 3 \cdot 10^{-12}$ cm. Sellel kaugusel võrdub potentsiaalne energia kineetilise energiaga lõpmatuses, s. o. 8,8 MeV. Seega potentsiaalse energia graafikult $U(r)$ (vt. joon. 7) suurus $U(R) > 8,8$ MeV, kus R on tuuma raadius. Teiselt poolt oli hästi teada, et ${}_{92}\text{U}^{238}$ on võimeline kiirgama α -osakest kineetilise energiaga 4,18 MeV. Veendume, et see tulemus on klassikalise füüsika seisukohtade järgi vastuolus eespool saadud tinglausega $U(R)$ jaoks. Klassikalise füüsika kujutelmade järgi on osakesel fikseeritud ruumipunktis fikseeritud kiirus, mistõttu fikseeritud ruumipunktis on osakesel fikseeritud kineetiline energia ja fikseeritud potentsiaalne energia. Seega tuumast kaugusel r peab osakese kineetiline energia W avalduma kujul

$$W(r) = E - U(r), \quad (30.2)$$

kus E on koguenergia. Tsentraalsete tungide juhul (see eeldus on artud olukorras täidetud) on koguenergia E konstantne. Koguenergia mõõduks valitakse kineetiline energia $W(\infty)$, eeldusel, et $U(\infty) = 0$. ${}_{92}\text{U}^{238}$ α -lagunemise fakt näitab, et $E = W(\infty) = 4,18$ MeV. Avaldisest (30.2) järgneb nüüd, et $W(R) < (4,18 - 8,8)$ MeV, s. o. tuuma pinnal ($r = R$) peab α -osakese kineetiline energia olema negatiivne, mis on vastuolu, sest kineetiline energia on positiivne suurus. Teiste

sõnadoga, koguenergiaga 4,18 MeV α -osake ei ole suuteline klassikalise füüsika seaduste järgi läbima nn. potentsiaalbarjääri tuuma pinnal.

Need vastuolud α -lagunemise selgitamisel ületati kvantmehhaanikast tuntud tunneleefekti¹ teooriat kasutades. Esmakordselt seletas sel viisil õigesti α -lagunemise olemuse 1928. a. Gamow. Vastavalt Gamowile eksisteerib tõenäosus D selleks, et α -osake, põrkudes potentsiaalbarjääri seinaga, oleks võimeline seda läbima. Suuruse D , mida nimetatakse barjääri läbitavuseks, arvutamiseks kehtib valem

$$D = \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_R^{R_1} \sqrt{U - E} dr\right), \quad (30.3)$$

kus h on Plancki konstant, m - α -osakese mass ja integraali ülemine rada R_1 on määratud tingimusest $U(R_1) = E$.

Toome sisse suuruse n , mis kujutab α -osakeste põrgete arvu potentsiaalbarjääri seintega ajaühikus. Arvestades § 28 toodud radioaktiivse lagunemise konstandi λ definitsiooni, võime kirjutada

$$-dN = \lambda N dt$$

$$\lambda = nD. \quad (30.4)$$

Suuruselt n on otstarbekohane üle minna suurusele τ^* , kus τ^* on ajavahemik, mis kulub selleks, et α -osakene liiguks ühest potentsiaalbarjääri seinast teiseni. Seega ajaühiku kohta tuleb $1/\tau^*$ põrget, mis näitab, et $n = \frac{1}{\tau^*}$. Nii siis valem (30.4) omandab kuju

¹ Meenutame aatomifüüsika kursusest, et tunneleefekt seisneb mikro-osakese läbiminekus potentsiaalbarjäärist.

$$\lambda = \frac{D}{v} \quad (30.5)$$

Suurus τ^* avaldub kujul

$$\tau^* = \frac{2R}{v} ,$$

kus v on α -osakese kiirus tuumas. Kuid $v = \sqrt{\frac{2W}{m}}$, kus W on α -osakese kineetiline energia tuumas. Kuna tuumas $U(r)$ on absoluutväärtuse poolest väike, võib lugeda $W \approx E$. Seega

$$\tau^* = R\sqrt{\frac{2m}{E}} \quad (30.6)$$

Arvestades valemid (30.3), (30.6), saame α -lagunemise konstandi arvutamiseks järgmise avaldise

$$\lambda \approx \frac{1}{R} \sqrt{\frac{E}{2m}} \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_R^{R_1} \sqrt{U-E} dr\right) \quad (30.7)$$

Avaldis (30.7) näitab, et α -lagunemise konstant sõltub tunduvalt vahest $U-E$; suuruste $U-E$ väikestele variatsioonidele vastavad suuruse λ suured variatsioonid.

Seostame saadud tulemuse eksperimentaalse faktiga: kõigi radioaktiivsete tuumade poolt väljakiiratud α -osakeste kineetilised energiad (lõpmata kaugel tuumast olles) E on samas suurusjärgus, kuid radioaktiivse lagunemise konstandid λ erinevad mitme järgu võrra (vt. näitena tabel § 29). Hilisuguse eksperimentaalse fakti esitasid Geiger ja Nuttall valemiga

$$\ln \lambda = A + \frac{B}{\sqrt{E}}, \quad E = W_\alpha \quad (30.8)$$

kus B on positiivne konstant; konstant A võib olla kas

positiivne või negatiivne sõltuvalt ühikute valikust, sest logaritmi märgi all on antud juhul dimensiooniga suurus. Esialgse käsitluse järgi peeti suurus B universaalse tähendusega konstandiks, suurus A aga loeti radioaktiivse rea iseloomustajaks. Hiljem leiti, et parema koosõla saavutamiseks tuleb konstante A ja B lugeda konkreetset tuuma iseloomustavateks parameetriteks (kuid erinevatel tuumadel A ja B ei erine tunduvalt).

Meie saadud teoreetilise tulemuse ja Geiger-Nuttalli seaduse võrdlemiseks on otstarbekohane avaldist (30.7) logaritmid:

$$\ln \lambda \approx \ln \frac{1}{R} \sqrt{\frac{E}{2m}} - \frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_R^{R_1} \sqrt{U - E} dr. \quad (30.9)$$

Kuna eespoolõeldu kohaselt erinevad suurused E suhteliselt vähe, siis veelgi vähem erinevad nende logaritmid, mistõttu avaldise (30.9) paremal poolel olevat esimest liiget võib lugeda praktiliselt konstantseks.

Seega

$$\ln \lambda \approx A - \frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_R^{R_1} \sqrt{U - E} dr. \quad (30.10)$$

Kui võtta $U = \frac{2(Z - 2)e^2}{r}$ (e - elementaarlaeng) ja arvutada integraal (30.10), tulemus ei osutu pöördvõrdeliseks E ruutjuurega. Seega näeme, et valemid (30.8) ja (30.10) on vaid kvalitatiivses koosõlas. Täpsemat koosõla polegi eriti loomulik loota, sest nii (30.8) kui ka (30.7) on ligikaudsed valemid.

Siirdume α -osakeste spektri käsitlemisele. α -osakeste

spektri all mõeldakse nende energiatega väärtuste hulka. Eksperiment näitab, et iga tuum kiirgab osakesi, mille energiatel on diskreetsed, sellele tuumale omased väärtused. Kasutades optilist terminoloogiat, öeldakse sel puhul, et α -osakeste spekter on joonspekter. α -osakeste joonspekter näitab, et alg- ja lõpptuum eksisteerivad teatud diskreetse energia väärtustega seisundites.

α -osakeste spektrid võib jagada kahte tüüpi:

1) spektrid, mis koosnevad ligikaudu võrdse intensiivsusega joontest, milledevaheline kaugus on $\sim 0,1$ MeV. Sellesse tüüpi kuuluvad enamike α -kiirgajate spektrid;

2) spektrid, mille jooned võib rühmitada 2 gruppi;

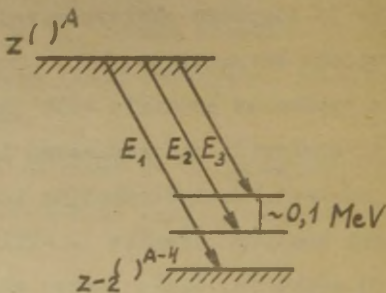
a) väikseima energiaga intensiivne joon (nimetatakse põhijooneks), b) ülejäänud vähe intensiivsed jooned, millele vastav energia ületab 1-2 MeV võrra põhijoonele vastava energia.

Seetõttu nendele joontele vastavaid α -osakesi on saanud tavaks nimetada pikakululisteks. Pikakululistele α -osakestele vastavate joonte intensiivsus on $10^4 \div 10^6$ korda väiksem kui põhijoonel intensiivsus. Sellesse tüüpi kuuluvad $^{84}\text{Po}^{214}$ ja $^{84}\text{Po}^{212}$ α -osakeste spektrid.

Esimest tüüpi spektreid võib selgitada, oletades, et algtuum on põhiseisundis, kuna lõpptuum võib asuda reas ergutatud seisundis (vt. joon. 25, millel põhiseisund on kujutatud viirutustega). Seda hüpoteesi saab kontrollida lõpptuuma $Z-2$ ($A-4$) γ -kiirguse abil. Tuuma keskmine eluiga γ -kvandi kiirgumise suhtes on $\tau_\gamma \sim 10^{-13}$ s, mis on võrratult väiksem kui tuuma keskmine eluiga τ_α α -lagunemise suhtes (vrd.

tabel § 29 ja (28.7)): $\tau_\gamma \ll \tau_\alpha$. Seetõttu võime öelda, et α -lagunemisele kaasnevate γ -kvantide kiirgamine toimub praktiliselt samaaegselt α -lagunemise aktiga, kusjuures γ -kiirgus iseloomustab lõpptuuma.

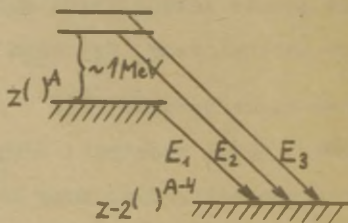
Teist tüüpi spektreid võib selgitada, oletades, et algtuum on ergutatud seisundis (joon. 26). Seejuures tuleb arvestada fakti, et peale α -lagunemise ergutatud seisundis eksisteerib algtuuma üleminek põhiseisundisse



Joon. 25.

γ -kvandi kiirgamise teel, mistõttu antud juhul esinevad kaks teineteisega konkureerivat protsessi. Et α -lagunemine saaks eksperimentaalselt vaadeldavaks faktiks, peab suurus τ_α muutuma võr-

reldavaks suurusega τ_γ (vastasel korral läheb tuum praktiliselt alati enne α -lagunemist γ -kiirguse teel üle põhiseisundisse). See saab võimalikuks siis, kui alg-



Joon. 26.

tuumal on ~ 1 MeV-st suurem ergutusenergia. Kuid siiski jääb suurus τ_γ väiksemaks suurusest τ_α , mistõttu pikakululise α -osakese kiirgamine on harva esinev sündmus.

Seega saab arusaadavaks fakt, et pikakululistele α -osakestele vastava joone intensiivsus on võrratult väiksem põhijoone intensiivsusest. Ühtlasi järgneb sellest käsitelust, et teist tüüpi α -spektrite juhul γ -kiirgus iseloomustab algtuuma.

§ 31. β -lagunemine.

Looduslikult radioaktiivsed β -kiirgajad kiirgavad elektrone, mistõttu selliseid tuumi nimetatakse β^- -aktiivseteks. Tehisradioaktiivsete tuumade seas on peale β^- -kiirgajate ka tuumi, mis kiirgavad positrone.¹ Seetõttu viimati mainitud tuumi nimetatakse β^+ -aktiivseteks. Edaspidi nime- tame elektrone ja positrone vajaduse korral üldnimetusega " β -osakesed".

Meenutame § 6, et elektronid ja positronid kui kerged osakesed, ei saa valmis kujul kuuluda tuuma koostisse. Seetõttu elektronid või positronid tekivad β -lagunemise protsessi käigus tuumade teatud kvantüleminemise tõttu, milles neutron muutub prootoniks (β^- -lagunemine) või prooton muutub neutroniks (β^+ -lagunemine).

Eksperiment näitas, et erinevalt α -spektritest on β -spekter pidev, mistõttu β -osakeste kineetilised energiad

¹ Kuna positroni laeng võrdub +1 elementaarlaenguga ja ta seisumass võrdub elektroni seisumassiga, nimetatakse teda antiosakeseks elektroni suhtes.

võivad omandada kõikvõimalikke väärtusi alates nullist kuni teatud maksimaalväärtuseni E_0 . Erinevatel β -kiirgajatel kõigub suurus E_0 piirides 15 keV-15 MeV.

1) β -lagunemine on tavaliselt seotud γ -kiirgusega, kuna lõpptuum võib tekkida ergutatud seisundis. Kuid osutus, et γ -kiirgus pole ainuke võimalus ergutatud tuuma ergutusenergia äraandmiseks: on võimalik, et ergutatud tuum annab oma ergutusenergia üle aatomi sisekatte elektronile, mistõttu viimane eemaldatakse aatomist. Kirjeldatud nähtust nimetatakse seesmiseks konversiooniks, ja sel viisil vabanevad elektrone konversioonielektronideks. Erinevalt elektronidest või positronidest, mis tekivad β -lagunemise tulemusena, on konversioonielektronidel joonspekter, sest nende kineetiline energia võrdub tuuma ergutusenergia ja elektroni seoseenergia vahega elektronkattes. Konversioonielektronide olemasolu kajastub tavaliselt registreerivas vahendis (näit. fotoplaadil) joonspektrina pideva β -spektri taustal.

β -osakeste spektri pidevus tekitab algul raskusi β -lagunemise selgitamisel, kuna seda ei osatud viia kooskõlla tuuma diskreetsete energianivoodega; näiteks esinesid mõnede kodanlike maade teadlased seisukohtadega, et β -lagunemisel ei kehti energia jäävuse seadus. Täiendavaid raskusi tõi β -lagunemise selgitamisel veel asjaolu, et elektron ja positron viivad tuumast ära liikumishulgamomendi, mille kvantarv võrdub $1/2$. Tõepoolest, kui algtuum on paaris- (resp. paaritu-) arvulise massiarvuga, siis ta spinkvantarv on täis- (resp. pool-) arvuline ja ta peaks alluma Bose-Einsteini (resp. Fermi-Dirac'i) statistikale. β -lagunemi-

sel sellise tuuma spinkvantarv peaks muutuma pool- (resp. täis-) arvuliseks; järelikult, lõpptuum peaks alluma Fermi-Dirac'i (resp. Bose-Einsteini) statistikale. Niisiis tuuma statistika tüüp peaks β -lagunemisel muutuma, kuid see on vastuolus eksperimentaalse faktiga, et tuuma statistika tüüp ei muutu β -lagunemisel.

Kirjeldatud raskuste ületamiseks oletas Pauli 1931.a., et koos β -osakesega kiiratakse β -lagunemisel veel neutraalne osake spinkvantarvuga $1/2$. Sellist neutraalset osakest hakati hiljem Fermi ettepaneku kohaselt nimetama neutriinoks. Seda arvestades jaguneb alg- ja lõpptuuma energia vahe E_0 β -osakese ja neutriino vahel:

$$\tilde{E}_0 = E_{\beta} + E_{\nu}, \quad (31.1)$$

kus $E_{\beta, \nu}$ on vastavalt β -osakese ja neutriino relativistlik koguenergia. Samuti langeb nüüd ära raskus statistika muutumisest β -lagunemisel.

Ekspriimendid vihjavad sellele, et neutriino paigaloleku mass on kas täpselt null või erineb sellest väga vähe ($m_{\nu}/m_0 < 5 \cdot 10^{-4}$, kus m_0 on β -osakese seisumass). Neutriino magnetiline moment on kas täpselt null või erineb sellest väga vähe ($\mu_{\nu}/\mu_B < 10^{-9}$, kus μ_B on Bohri magneton).

Kaasaja andmete kohaselt ei ole neutraalne osake, mis kiirgub lisaks positronile β^+ -lagunemisel, identne neutraalse osakesega, mis kiirgub lisaks elektronile β^- -lagunemisel. Eristamiseks nimetatakse β^+ -lagunemisel kiirguvat neutraalset osakest neutriinoks (ν), β^- -lagunemisel kiirguvat

neutraalset osakest antineutriinoks ($\bar{\nu}$). Seega β -lagunemine toimub järgmiste skeemide kohaselt:

$$Z(^A) \rightarrow Z-1(^A) + \beta^+ + \nu, \quad (31.2)$$

$$Z(^A) \rightarrow Z+1(^A) + \beta^- + \bar{\nu}. \quad (31.3)$$

Märgime siinjuures, et üheks asjaoluks, mis vihjab neutriino ja antineutriino erinevusele, on kahekordne β -lagunemine, milles tuum $Z(^A)$ muundub tuumaks $Z\pm 2(^A)$, kiirates 2 β^\pm -osakest. Kui arvutada kahekordse β -lagunemise tõenäosus kvantmehhaanika reeglite järgi, siis osutub, et tulemus sõltub sellest, kas neutriino on antineutriinoga identne või mitte. Teooria variant, milles eeldatakse neutriino ja antineutriino identsust, annab tuuma poolestusperioodi $T \approx 10^{17}$ a; teooria variant, milles eeldatakse neutriino ja antineutriino erinevust, annab poolestusperioodi $T \approx 10^{24}$ a. Eksperiment vihjab sellele, et kahekordse β -lagunemise juhul ületab poolestusperiood 10^{17} a, mistõttu tuleb tunnistada antineutriino ja neutriino erinevust teineteisest.

Elektrilaengu puudumise tõttu on neutriino ja antineutriino väga nõrgas vastastikusel mõjustuses ümbritseva ainega. Seetõttu nende osakeste vahetu jälgimine kuulub raskesti teostatavate eksperimentide hulka. Eksperimentaalselt on seni õnnestunud vaid antineutriino avastamine (1956. a.) vastavalt reaktsioonile.

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + \beta^+. \quad (31.4)$$

Eespoolõeldu kohaselt peab reaktsiooni (31.4) esilekutsumiseks olema antineutriinode voog eriti intensiivne. Selleks otstarbeks kasutati tööstuslikku tuumareaktorit, mis annab hulgaliselt β^- -aktiivseid lõhestusprodukte, järelilikult ka hulgaliselt antineutriinosid. Reaktsiooni saab eksperimentaalselt jälgida positroni ja aine elektroni annihilatsiooniga ning neutroni radiatsioonilisel haardel¹ tekkinud γ -kvantide uurimisega kointsiidentskeemi järgi.

Esimese β -lagunemise teooria esitas 1934. a. Fermi. Kuna selle teooria põhiseisukohad on kuni kaasajani säilitanud oma väärtuse, esitame tähtsamad tulemused. Selleks on otstarbekohane tuua sisse dimensioonitud energiad

$$\varepsilon = \frac{E_{\beta}}{m_0 c^2} \quad (\varepsilon > 1) ,$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\tilde{E}_0}{m_0 c^2} ,$$

β -osakeste jaotusfunktsioon² $w(\varepsilon)$ energiate järgi avaldub vastavalt Fermi teooriale:

$$w(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 , \quad (31.5)$$

kus C on konstant. Sageli esitatakse valem (31.5) graafiku

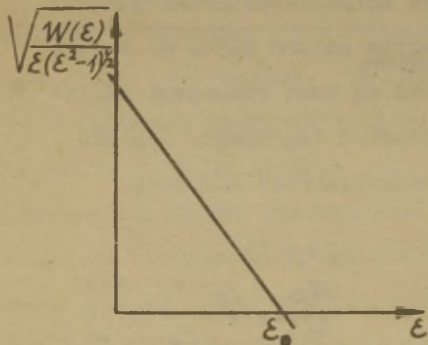
¹ Reaktsioonis (31.4) tekkinud neutroni radiatsioonilise haarde soodustamiseks teostatakse eksperiment kaadmiumi sisaldavas keskkonnas (vrd. § 40).

² Jaotusfunktsiooni $w(\varepsilon)$ mõtte seisneb selles, et $w(\varepsilon)d\varepsilon$ esitab β -osakeste arvu, mille energia on vahemikus $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$.

kujul, kus abstsisssteljele on kantud ε , ordinaatteljele

$$\sqrt{\frac{w(\varepsilon)}{\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{3/2}}} = c(\varepsilon_0 - \varepsilon)$$

Sellist graafikut nimetatakse Kurie graafikuks. Põhimõtteliselt on Fermi teooriat lihtne kontrollida: selleks tuleb mõõta eksperimentaalselt β -osakeste jaotusfunktsioon ja



Joon. 27.

joonistada seejärel Kurie graafik. Kui tulemuseks on langev sirge, on Fermi teooria õige. Analüüs näitas, et real juhtudel teki-
vad tõepoolest sirge-
joonelised Kurie graa-
fikud, kuid esinevad
ka kõverjoonelised Ku-
rie graafikud, mis vih-

javad Fermi teooria modifitseerimise nõudele.

Radioaktiivse β -lagunemise konstant allub Fermi järgi lihtsale seaduspärasusele

$$\lambda \sim \varepsilon_0^5$$

(31.6)

kui $\varepsilon_0 \gg 1$.

Niisiis juhul, kui alg- ja lõpptuuma energia vahe ületab tunduvalt elektroni seisuenergia, radioaktiivse β -lagunemise konstant on võrdeline alg- ja lõpptuuma energia vahe viienda astmega.

β -lagunemiste klassifitseerimiseks kasutatakse suhtelise poolestusperioodi mõistet. Suhteline poolestusperiood on defineeritud avaldisega FT , kus T on (tavaline) poolestusperiood ja F on järgmine β -osakese maksimaalse impulsi p_0 funktsioon:

$$F(\eta_0) = -\frac{1}{4}\eta_0 - \frac{1}{12}\eta_0^3 + \frac{1}{30}\eta_0^5 + \frac{1}{4}\sqrt{1+\eta_0^2} \operatorname{Arsh} \eta_0,$$

$$\eta_0 = \frac{p_0}{m_0 c}. \quad (31.7)$$

Radioaktiivse lagunemise tabelites näidatakse tavaliselt sekundites mõõdetud suhtelise poolestusperioodi kümnendlogaritmid $\log FT$.

$\log FT$ väärtuste järgi liigitatakse β -protsesse järgmiselt:

1) kui $\log FT \approx 3-4$, nimetatakse algtuumade üleminekut lõpptuumaks ülilubatud üleminekuks. Sellised üleminekud leiavad reeglina aset siis, kui alg- ja lõpptuum on teineteise suhtes nn. peegeltuumad. Tuuma $Z^{(A)}$ suhtes peegeltuumaks nimetatakse tuuma $\Lambda-Z^{(A)}$; s.t. peegeltuumades vahetuvad neutronite ja prootonite arvud. Erijuhulisteks peegeltuumadeks on näiteks neutron ja prooton. Vaba neutroni β^- -aktiivsus



ongi üheks näiteks ülilubatud üleminekute kohta. Siin $\log FT = 2,9$; $T = 11,7$ min.

2) kui $\log FT \approx 4-6$, siis esineb lubatud üleminek,

3) kui $\log FT \approx 6-8$, siis esineb ühekordselt keelatud üleminek,

4) kui log $FT \approx 9-10$, siis esineb kahakordselt keelatud üleminek,

Edasi koos log FT kasvuga defineeritakse kõrgemat järku keelatud üleminekud.

Lõpuks vaatleme tingimusi, mida peavad rahuldama alja lõpptuumade aatomite massid selleks, et β^- -lagunemine oleks võimalik. Üleminek tuuma $Z(A)$ massilt $M(A, Z)$ aatomi massile $M_a(A, Z)$ on otstarbekohane seetõttu, et tabelites esitatakse tavaliselt aatomite mass. $M(A, Z)$ ja $M_a(A, Z)$ on seotud seejuures valemiga

$$M_a(A, Z) = M(A, Z) + Zm_0, \quad (31.8)$$

kus m_0 on elektroni seisumass.

Valem (31.2) näitab, et β^+ -lagunemine on võimalik siis, kui

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_0, \quad (31.9)$$

kus oleme võtnud neutriino seisumassi võrdseks nulliga. Liites võrratuse (31.9) mõlemale poolele Zm_0 ja arvestades seost (31.8), saame

$$M_a(A, Z) > M_a(A, Z - 1) + 2m_0. \quad (31.10)$$

Analoogilisel viisil võib veenduda selles et β^- -lagunemisel peab kehtima tingimus

$$M_a(A, Z) > M_a(A, Z + 1). \quad (31.11)$$

§ 32. E-haare.

E-haare on β -protsessi eriliigiks, mis seisneb selles, et tuum haarab oma aatomi elektronkattest elektroni. Kui elektron haaratakse K-, L-, ... kattest, siis E-haaret nimetatakse vastavalt K-, L-, ...-haardeks. E-haare avastati esmakordselt 1938. a. K-haarde näitel Alvarez'i poolt.

Analüüs näitas, et E-haare kirjeldab tuuma $Z(^A)$ transformeerumist tuumaks $Z-1(^A)$ järgmise seaduspärasuse järgi:

$$\boxed{Z(^A) + e_E \rightarrow Z-1(^A) + \nu,} \quad (32.1)$$

kus e_E tähistab elektronkatte elektroni. Neutriino sissetoomine seosesse (32.1) on tingitud spini kaalutlusest.

Võrreldes valemid (31.2) ja (32.1), näeme, et β^+ -lagunemine ja E-haare on sarnased seetõttu, et tuuma järjekorranumber väheneb mõlema protsessi tulemusena 1 võrra. Kuid E-haarde ja β^+ -lagunemise vahel on oluline erinevus, mis seisneb selles, et E-haarde juhul kiiratakse tuumast välja ainult üks osake - neutriino, β^+ -lagunemise juhul kaks osakest - positron ja neutriino. Niisugusest asjaolust tingituna on neutriinodel E-haardel erinevalt β^+ -lagunemisest joonspekter. Seda lihtsustavat fakti kasutatakse eksperimentaalses tehnikas neutriino omaduste uurimisel.

Kuna E-haardel tekib aatomi elektronkatte K-, L-, ...-kihis vaba koht, siis E-haardele kaasneb alati karakteristiklik röntgenikiirgus. Seejuures osutub, et nimetatud ka-

rakteristlik kiirus kuulub lõpptuuma $Z-1()^A$ aatomile, mis näitab, et aatomi $Z()^A$ elektronkatte ümberkorraldamine E-haardel toimub väga kiiresti.

Teooria näitab, et E-haaretest kõige tõenäolisem on K-haare, kusjuures K-haarde radioaktiivse lagunemise konstant λ_K on võrdeline algtuuma järjekorranumbri Z kuubiga ja neutriino maksimaalse energia E_0 ruuduga:

$$\lambda_K \sim Z^3 E_0^2. \quad (32.2)$$

Vaatleme, milliseid tingimusi peavad rahuldama alg- ja lõpptuuma aatomite massid selleks, et E-haare oleks energeetiliselt võimalik. Vastavalt avaldisele (32.1) on E-haare võimalik siis, kui tuumast $Z()^A$ ja elektronist e_E koosneva süsteemi mass on suurem kui tuuma $Z-1()^A$ mass (eel-
dusel, et neutriino seisumass võrdub nulliga). Olgu elektroni e_E seosenergia tuumaga $Z()^A$ võrdne $\eta m_0 c^2$; siis § 31 tähistustes ülaltoodud tingimus omandab kuju

$$M(A, Z) + m_0 + \eta m_0 > M(A, Z - 1). \quad (32.3)$$

Liites saadud võrratuse kummalegi poolele $(Z - 1)m_0$ ja arvestades valemit (31.8), saame

$$M_a(A, Z) > M_a(A, Z - 1) - \eta m_0. \quad (32.4)$$

Võrdleme saadud tulemust analoogilise tingimusega (31.10) β^+ -lagunemise juhuks. Võrdluse teostamiseks on otstarbekohane hinnata suuruse $|\eta|$ ¹ ülemist tõket. $|\eta|$ on suurim

¹ Kuna tuum $Z()^A$ ja e_E moodustavad seotud süsteemi, siis η on negatiivne.

K-katte elektronide jaoks, mistõttu $1\eta m_0 c^2_{\max}$ on võrdne Z^2 korrutatud vesiniku aatomi ionisatsioonenergia. Võttes siin $Z = 100$, saamegi $1\eta m_0 c^2_{\max} \simeq 0,1 \text{ MeV}$. Kuna $2m_0 c^2$ on ligikaudu 1 MeV , siis avaldiste (31.10) ja (32.4) võrdlus näitab, et juhul, kui β^+ -lagunemine on energeetiliselt võimalik, E-haare on alati energeetiliselt võimalik. See tulemus koos valemiga (32.2) vihjab asjaolule, et raske tuumade juhul on K-haare peamine protsess, millega tuum $Z()^A$ transformeerub tuumaks $Z-1()^A$.

§ 33. Tuumade γ -kiirgus.

1. Üldisi seaduspärasusi.

γ -kiirgus on üks võimalustest, mille abil ergutatud tuum annab ära oma ergutusenergiat: üleminekul antud ergutusenergia seisundist põhiseisundisse või väiksema ergutusenergiaga seisundisse kiirgab tuum elektromagnetilise välja kvandi, mida on saanud tavaks nimetada γ -kvandiks. Tuumade γ -kiirgusel on joonspekter, mis tõestab fakti, et tuumad võivad eksisteerida ainult kindlates energeetilistes seisundites, milles nende energial on diskreetsed väärtused.

Teooria näitab, et ergutatud tuuma eluiga τ_2 elektrilise 2^1 -pooli¹ ja magnetilise 2^{1-1} -pooli kiirguse juhul sõltub järgmisel viisil ergutusenergiast E_γ :

¹ 2^1 -poole nimetatakse üldiselt multipoolideks. Kui $l = 1$ nimetatakse multipooli dipooliks, kui $l = 2$ - kvadrupooliks, kui $l = 3$ - oktopooliks jne.

all võrdut delta üga

$$e = \Delta \tau$$

$$\tau_1 \sim E_\gamma^{-(2l+1)}$$

(33.1)

Valikureegel seisneb tuumade γ -kiirguse juhul selles, et kiirguse multipoolsust määrav suurus l peab võrduma tuuma spinkvantarvu J muutusega alg- ja lõppseisundi vahel. Juhul, kui $E_\gamma \sim 1$ MeV ja tuuma spinkvantarvu muutus alg- ja lõppseisundis on suhteliselt väike (1 või 2), järgneb, et tuuma ergutatud seisundi eluiga γ -kiirguse suhtes on suurusjärguliselt 10^{-13} s.

Seoses sellega, et tuuma elektriline dipoolmoment võrdub nulliga (§ 5) puudub tuumade elektriline dipoolkiirgus.

Elektrilist 2^1 -pooli kiirgust tähistatakse $E1$, magnetilist 2^1 -pooli kiirgust - $M1$. Näiteks puudub $E1$ (elektriline dipoolkiirgus), küll aga eksisteerib $M1$ (magnetiline dipoolkiirgus).

Nagu juba eespool mainisime, ei ole γ -kiirgus ainuke võimalus, millega ergutatud tuum annab ära ergutusenergiat. Teiseks võimaluseks on seesmine konversioon, milles tuum annab oma ergutusenergia ära elektronkätte elektronile, eemaldades viimase aatomist. γ -kiirgus ja seesmine konversioon on kaks konkureerivat protsessi, mille abil annab ergutatud tuum ära ergutusenergiat. Sellise konkurentsi kirjeldamiseks on sisse toodud konversioonikoefitsiendi mõiste. Paritsiaalseteks konversioonikoefitsientideks α_K , α_L , ... nimetatakse K-, L-, ...-kihist elektroni eemaldamise tõenäosuste w_K , w_L , ... suhet γ -kvandi kiirgamise tõenäosuse w_γ (siinjuures tuleb loomulikult kõik tõenäosused

võtta ühe ja sama ajavahemiku kohta):

$$\alpha_K = \frac{w_K}{w_\gamma}, \quad \alpha_L = \frac{w_L}{w_\gamma}, \quad \dots \quad (33.2)$$

Teooria näitab, et reeglina on partsiaalne konversioonikoefitsient seda suurem, mida lähemal tuumale asub elektronikiht ($\alpha_K > \alpha_L > \dots$).

Täielikuks konversioonikoefitsiendiks α nimetatakse partsiaalsete konversioonikoefitsientide summat üle kõikide elektronkihtide:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \dots = \frac{w_K + w_L + \dots}{w_\gamma} = \frac{w}{w_\gamma}, \quad (33.3)$$

kus w on konversioonielektroni kiirgamise tõenäosus.¹

2. Mössbaueri efekt.

Meenutame aatomifüüsika kursusest resonantskiirguse nähtust: kui põhiniivoolt E_1 lähtudes ergutada aatomit nii, et ta siirduks nivoole $E_2 > E_1$ footoni neelamisega, mille sagedus on

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (23.4)$$

(h - Plancki konstant), siis pärast aatomi siirdumist niivoolt E_2 nivoole E_1 on võimalik footoni kiirgamine selle sama sagedusega ν . Tuumade juhul aga analoogiline nähtus

¹ Kirjanduses esineb mõnikord ka teistsugune konversioonikoefitsiendi definitsioon:

$$\alpha' = \frac{w}{w + w_\gamma}.$$

Võrdlus valemiga (33.3) näitab, et mõlemad definitsioonid ühtivad siis, kui $w_\gamma \gg w$.

jäi kaua aega avastamata. Alljärgnevas püüame selgitada sellise erinevuse põhjusi.

Ülalnimetatud resonantskiirguse käsitlus põhineb ainult energia jäävuse seadusel, kuid impulsi jäävuse seadus on jäänud arvestamata. Kui aatom (resp. tuum) siirdub niivoolt E_2 nivoole E_1 footoni kiirgamisega, siis tuleb arvestada täpsemas käsitluses ka footoni impulssi. Impulsi jäävuse seadusest järgneb, et aatom (resp. tuum) saab samauguse impulsi (absoluutväärtuse poolest) (tagasilöök!). Impulssi omandades omandab ta ka kineetilise energia, seega kiiratud footoni energia peab olema suurusest $E_2 - E_1$ väiksem aatomi (resp. tuuma) kineetilise energia võrra. Aatomi (resp. tuuma) ergutamisel (s. o. üleminekul $E_1 \rightarrow E_2$) footoni neelamisega, aatom (resp. tuum) omandab footoni impulsi ja vastavalt sellele ka teatud kineetilise energia. See ülemineku $E_1 \rightarrow E_2$ esilekutsumiseks peab footoni energia ületama suurust $E_2 - E_1$ nimetatud kineetilise energia võrra.

1) Esitame need kvalitatiivsed kaalutlused matemaatilises vormis. Käsitleme esmalt footoni kiirgamist. Energia jäävuse seadusest saame

$$h \nu_e + \frac{p^2}{2M} = E_0, \quad (33.5)$$

kus ν_e on kiirgunud footoni sagedus, p - aatomi (resp. tuuma) omandatud impulss, M - aatomi (resp. tuuma) mass, $E_0 = E_2 - E_1$. Impulsi jäävuse seadusest järgneb

$$p = \frac{h \nu_e}{c}, \quad (33.6)$$

kus c on valguse kiirus vaakuumis.

Avaldistest (33.5) ja (33.6) järgneb

$$h \nu_e + \frac{(h \nu_e)^2}{2Mc^2} = E_0. \quad (33.7)$$

Avaldist (33.7) võib vaadelda kui ruutvõrrandit kiirgunud footoni energia $h \nu_e$ arvutamiseks. Lahendanud selle ruutvõrrandi, leiame

$$h \nu_e = Mc^2 \left(-1 \pm \sqrt{1 + \frac{2E_0}{Mc^2}} \right). \quad (33.8)$$

Kuna $h \nu_e$ on füüsikalise sisu poolest positiivne, siis tuleb (\pm)-märgist valida pluss:

$$h \nu_e = Mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{2E_0}{Mc^2}} - 1 \right). \quad (33.9)$$

Siin on otstarbekohane arvestada fakti, et optilise diapasooni footonitel $E_0 \approx 1 \text{ eV}$, γ -kvantidel $E_0 = 1 \text{ MeV}$. Kuid M on vähemalt võrdne $1 u$, seega vastavalt $\approx 1 \text{ Mc}^2 \gg \gg 10^3 \text{ MeV}$. Niisiis $2 E_0 / \text{Mc}^2$ on väike ja võime avaldise (33.9) ritta arendada selle parameetri astmete järgi. Piirdues reaksarenduse kolme esimese liikmega, saame:

$$h \nu_e = E_0 - \frac{E_0^2}{2Mc^2}. \quad (33.10)$$

Footoni neelamise juhul järgneb energia jäävuse seadusest

$$h \nu_a = E_0 + \frac{p^2}{2M}, \quad (33.11)$$

kus ν_a on neeldunud footoni sagedus.

Impulsi jäävuse seadus annab

$$p = \frac{h \nu_a}{c}. \quad (33.12)$$

Avaldistest (33.11) ja (33.12) saame

$$h \nu_a = E_0 + \frac{(h \nu_a)^2}{2Mc^2} . \quad (33.13)$$

Siit leiame

$$h \nu_a = Mc^2 \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{2E_0}{Mc^2}} \right) . \quad (33.14)$$

Nüüd tuleb meie käsitluses (\pm)-märgist valida miinus. Plussi valikul tuleks $h \nu_a > Mc^2 \approx 10^3$ MeV ; kuid sellise energiaga footonitel aga ei ole ei elektronkatte ega ka tuuma päritolu. Seega

$$h \nu_a = Mc^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2E_0}{Mc^2}} \right) . \quad (33.15)$$

Teostades siingi eespool kirjeldatud viisil rittaarenduse saame

$$h \nu_a = E_0 + \frac{E_0^2}{2Mc^2} . \quad (33.16)$$

Võrreldes valemeid (33.10) ja (33.16), veendume, et

$$\nu_a - \nu_e = \frac{2R}{h} , \quad (33.17)$$

$$R = \frac{E_0^2}{2Mc^2} .$$

Hindame R suurusjärgu valemi (33.17) alusel. Valime

$M \approx 100$ u (keskmise raskusega aatomid (resp. tuumad), siis

$Mc^2 \approx 10^5$ MeV . Optilise diapasooni footonite juhul

($E_0 \approx 1$ eV) saame $R \approx 10^{-11}$ eV , γ -kvantide juhul

($E_0 \approx 1$ MeV) $R \approx 10$ eV . Niisiis võib öelda, et aatomite

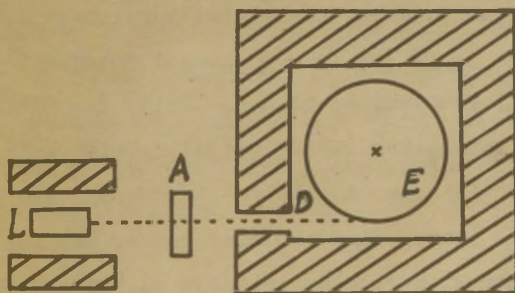
juhul toimub kiirgamine ja neelamine praktiliselt ilma

tagasilöögita, kuna tuumade juhul on tagasilööök märgatav.

γ -kiirguse resonantsneeldumine märgatavaks tegemiseks võib kasutada Doppleri efekti. Selleks, et kompenseerida nihet $\nu_a - \nu_e$ peab kiirgaja kiirus v rahuldama seost

$$\frac{\nu_a - \nu_e}{\nu_a} = \frac{2R}{h\nu_a} = \frac{v}{c}. \quad (33.18)$$

Asendades siia eespool toodud R suurusjärgu, saame nõutava $v \approx 10^3$ m/s. Selliseid kiirusi õnnestus saada ultratsentrifuugi abil. Katse skeem on esitatud joonisel 27-a. Siin E on γ -kiirguse allikas, mis on kinnitatud ultratsentrifuugi rootori külge. Läbi ava D satuvad γ -kiired neelajasse A . Neelajat läbinud γ -kvante registreeritakse



Joon. 27-a.

se loendaja L abil. Mida täielikum on nihke $\nu_a - \nu_e$ kompensatsioon, seda suurem on γ -kiirguse neeldumine keskkonnas A ja seda väiksema footonite arvu registreerib loendaja L .

Saksa füüsik Mössbauer näitas 1958. a., et tahke keha koosseisu kuuluvate tuumade juhul võib luua tingimused

resonantsneeldumiseks ka ilma Doppleri efekti rakendamisetä. Mössbaueri järgi eksisteerib teatud tõesäosus selleks, et ta-
 gasilöögi saab mitte üksik tuum, vaid kristall kui tervik. Sel juhul tuleks valemities (33.7) ja (33.11) suuruse M all mõelda kristalli massi; kuid kuna viimane on võrratult suurem üksiku tuuma massist, võibki saada $v_a = v_e$. Teooria näitas, et nimetatud tõesäosus on seda suurem, mida madalam on tahke keha temperatuur ja mida väiksem on γ -kvandi energia. Peale selle osutus, et γ -spektrihooned on väga teravad, nii et säilib vaid loomulik laius $\Gamma = \hbar/\tau = 10^{-5} \div 10^{-10}$ eV (vastav suhteline laius on $10^{-10} \div 10^{-15}$). Spektrihoonte teravuse üle Mössbaueri efektis võib otsustada järgmise eksperimentaalse fakti abil. Joon. 27-a katsekorralduses sisaldasid tahked kehad A ja E Ir^{191} (γ -kvandi energia 129 keV); need kehad hoiti absoluutsel temperatuuril $T = 88^\circ\text{K}$. Kui A ja E olid teineteise suhtes paigal, eksisteeris resonantsneeldumine. Kui aga A liikus E suhtes vaid kiirusega $v \approx 1$ cm/s, resonantsneeldumine kadus. Sellisest katseandmest järgneb spektrihoone laiuseks suurusjärk $h \Delta v = \frac{v}{c} h \nu \approx 10^{-6}$ eV.

Mössbaueri efektis esineb spektrihoone eriti väike laius ($10^{-5} \div 10^{-10}$ eV) võimaldab kasutada seda nähtust γ -kvantide energia väga väikeste muutuste mõõtmiseks, mis on tingitud mitmesugustest kiirgaja ja neelaja seisundi muutustest. Näiteks, kui kiirgav ja neelav tuum asuvad erinevates keemilistes ühendites, resonantsneeldumine kaob. See on arusaadav järgmistel kaalutlustel. Tuuma seisundi muutumisel muutub

mõningal määral tema elektrilaengu jaotus, mis omakorda muudab tuuma ja elektronkatte elektrostaatilise mõjustuse energiat. Kuid see mõjustus ongi elektronkatte vahendusel sõltuv keemilisest ühendist, millesse kuulub tuum. Mössbaueri efekti abil võib uurida Zeemani efekti tuumade juhul, mis on tunduvalt nõrgemini avalduv nähtus, kui Zeemani efekt elektronkatte juhul põhjusel, et tuumade magnetilised momendid on võrratult väiksemad elektronkatte magnetilistest momentidest (§ 4). Ka osutus võimalikuks Mössbaueri efekti abil jälgida laboratoorsetes tingimustes üldise relatiivsusteooria ennustatud spektrijoonte gravitatsioonilist nihet, mida varem registreeriti vaid astronoomilistes vaatlustes.

Toodud näidetest selgub, et Mössbaueri efektil on suur tähtsus kaasaja füüsika eksperimentaalses tehnikas. On teada ~20 isotoobi olemasolu, mille Mössbaueri efekt on avastatud. Kasutuse mugavuse poolest väärrib mainimist Fe^{57} , (γ -kvandi energia 14,4 keV), mille Mössbaueri efekti võib jälgida isegi toatemperatuuril.

§ 34. Tuumaisomeeria.

Isomeerideks nimetatakse ühesuguse koostisega (samapal- [] ju prootoneid ja neutroneid) tuumi, millel on erinevad radioaktiivsuse omadused, erinevad spinid ja muud erinevad omadused.

Tuumaisomeeria avastas 1921. a. Hahn, kes näitas, et UZ on nii isotoobiks kui ka isobaariks UX_2 suhtes. Nii

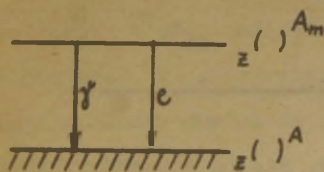
UZ kui ka UX_2 on β^- -aktiivsed poolestusperioodidega vastavalt 6,66 h ja 1,17 min. Tehisradioaktiivsete tuumade juhul avastasid tuumaisomeeria nõukogude teadlased Kurtšatov ja Russinov, kes uurisid $^{80}_{35}\text{Br}$ ja leidsid, et tuuma β^- -lagunemine on iseloomustatud kahe poolestusperioodiga (18 min. ja 4,58 h).

Tuumaisomeeriat selgitatakse Weizsäckeri järgi tuumade metastabiilsete seisunditega. Metastabiilseks seisundiks nimetatakse ergutatud seisundit, milles tuuma eluiga on võrratult suurem kui teistes ergutatud seisundites. Weizsäckeri järgi vastavad isomeeridele tuuma põhiseisund ja metastabiilne seisund. Vastavalt valemile (33.1) tekib metastabiilne seisund siis, kui ergutusnivoo paikneb põhinivoole suhteliselt lähedal (energiavahe $\sim 0,1$ MeV) ja kui tuuma spinkvantarv ergutatud seisundis erineb tunduvalt spinkvantarvust põhiseisundis. Sel viisil on võimalik muuta tuuma eluiga ergutatud seisundis tunduvalt suuremaks kui tavaliselt esinev suurus 10^{-13} s. Küsimust, millist ergutatud seisundit lugeda metastabiilseks, lahendatakse tavaliselt eksperimentaalse tehnika tasemega. Varem loeti metastabiilseteks seisundid, milles tuuma eluiga ületab 10^{-6} s, käesoleval ajal selliseid, milles tuuma eluiga ületab 10^{-9} s.

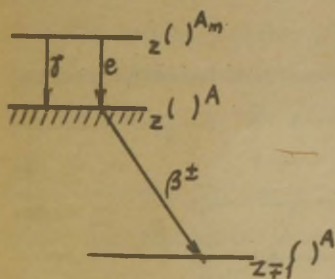
Tuuma $Z(A)$ metastabiilset seisundit tähistatakse $Z(A)^{\Delta}$, näiteks $^{80}_{35}\text{Br}^{\Delta}$ tähistab tuuma $^{80}_{35}\text{Br}$ metastabiilset seisundit.

Siirdume mõningate isomeersete üleminekute tüüpide käsitlemise juurde.

1) Üleminek metastabiilsest seisundist põhiseisundis-
se toimub kas γ -kvandi või konversioonelektroni kiirga-
misega (joon. 28). Selliseks isomeeriks on näiteks $\text{In}^{115\text{m}}$.



Joon. 28.



Joon. 29.

2) Üleminek metasta-
biilsest seisundist põhisei-
sundisse (γ -kvandi või
konversioonelektroni kiir-
gamisega) koos sellele järg-
neva β -lagunemisega põhi-
seisundis (joon. 29).

Tähistame tuuma eluea
põhiseisundis ja metastabiil-
ses seisundis vastavalt τ ja
 τ_m . Kirjeldatud isomeerset
üleminekut võime nüüd käsit-
leda kui radioaktiivset ri-
da, milles esimene liige on
 $z(A_m)$ (radioaktiivse lagu-
nemise konstandiga

$$\lambda_m = \frac{1}{\tau_m}) \text{ ja teine liige}$$

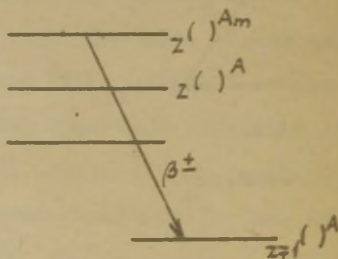
on $z(A)$ (radioaktiivse lagunemise konstandiga $\lambda = \frac{1}{\tau}$).

Siinkohal pakub erilist huvi juhu $\tau < \tau_m$ analüüs. Kui
 $\tau < \tau_m$, siis $\lambda > \lambda_m$ ja küllalt pika ajavahemiku möödu-
misel kahaneb tuumade $z(A_m)$ arv vastavalt valemile
(28.21) seaduspärasuse $e^{-\lambda_m t}$ järgi, mistõttu võib tekki-
da ettekujutus¹, et tuumade $z(A)$ poolestusperioodiks on

¹ Juhul $\tau > \tau_m$ sellist raskust ei teki, kuna tuumade
 $z(A)$ arv kahaneb seaduspärasuse $e^{-\lambda t}$ järgi.

$T_m = \tau_m \ln 2$. Kuid tegelik tuumade $Z()^A$ poolestusperiood on $T = \tau \ln 2$. Selline isomeerne üleminek esines Kurtšatovi ja Russinovi katses. Poolestusperioodi T_m teke mõõtmistulemustes on seotud asjaoluga, et toimub üleminek isomeerselt nivoolt ${}_{35}\text{Br}^{80m}$ põhiniivoole ${}_{35}\text{Br}^{80}$ koos järgneva β -lagunemisega. Poolestusperioodi T teke mõõtmistulemustes on seletatav sellega, et toimub vahetult ${}_{35}\text{Br}^{80}$ β -lagunemine põhiseisundis. See on arusaadav, sest antud juhul puutume kokku tuumareaktsiooni tulemusena tekitatud tehiseradioaktiivsete tuumadega, millest tingituna võib ${}_{35}\text{Br}^{80}$ tekkida nii metastabiilses seisundis kui ka põhiseisundis.

3) Tuuma β -lagunemine või E-haare metastabiilses seisundis (joon. 30). Selliseks isomeeriks on $UZ({}_{91}\text{Pa}^{234m})$. Hahni katses esinev UX_2 osutus aga ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ põhiseisundiks. Seega β -lagunemised antud juhul toimuvad erinevatelt nivoodelt, mistõttu poolestusperioodid on sisuliselt erinevad.



Joon. 30.

Tuumaisomeeria on tihe-
 dalt seotud tuuma kihilise
 mudeliga. Tõepoolest: kihilise mudeli tähelepanelikum vaatlemine näitab, et teatud kihtides esinevad nivood, mis asetsevad üksteisele suhteliselt lähedal, kuid millele vastavad koguliikumishulga kvantarvu j väärtused erinevad suhteliselt palju. Näiteks V kihis asetsevad lähestikku nivood

$p_{1/2}$ ja $\epsilon_{9/2}$, millel $\Delta j = \frac{9}{2} - \frac{1}{2} = 4$. Seega kihilise mudeli järgi võivad isomeerid esineda ainult teatud kindlates massiarvu piirkondades, mida nimetatakse isomeeriasaarekesteks.

§ 35. Radioaktiivsuse ühikud.

Radioaktiivse aine radioaktiivsuse mõõduks on valitud ajaühikus toimunud radioaktiivsete lagunemiste arv. Üldtunnustatud radioaktiivsuse ühikuks on kürii (c). Kürii on aktiivsus, millele vastab $3,700 \cdot 10^{10}$ lagunemisakti sekundis:

$$1 \text{ c} \hat{=} 3,700 \cdot 10^{10} \text{ tps}^{-1}$$

(maasaki ühik)

Varem defineeriti kürii kui aktiivsus, millele vastab samapalju lagunemisakte sekundis kuipalju α -osakesi kiirgab 1 g Ra sekundis. Sel ajajärgul teostatud mõõtmistega leiti, et nimetatud α -osakeste arv on $3,7 \cdot 10^{10}$. Kuid hilisemad täpsemad mõõtmised näitasid, et 1 g Ra kiirgab sekundis $3,61 \cdot 10^{10}$ α -osakest. Vahepeal oli aga kürii praktikas juurdunud, mistõttu jäeti kürii definitsiooni arv $3,7 \cdot 10^{10}$, loobudes selle definitsiooni seosest raadiumiga. Niisiis kaasaegsete andmete kohaselt on 1 g Ra aktiivsus $3,61/3,7 = 0,975 \text{ c}$.

Pakub huvi leida radioaktiivse aine $Z(\)^A$ mass M,

¹ tps on lühend ingliskeelsetest sõnadest "transmutations per second".

Bq

mille aktiivsus on 1 c . Selles preparaadis on $N = MN_A/\Lambda$
 (N_A - Avogadro arv) tuuma; seega $\lambda N = \lambda MN_A/\Lambda =$
 $= 3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, kus λ on tuuma $Z()^A$ radioaktiivse
 lagunemise konstant. Saadud tingimusest leiame otsitava mas-
 si

$$\boxed{M = a \Delta T} \quad (35.1)$$

($T = \frac{1}{\lambda}$ (aast))

kus T on poolestusperiood ja $a = 8,9 \cdot 10^{-14} \text{ g/s}$.

Kuna kürii on praktiliselt väga suur ühik, siis kasuta-
 takse sageli tuletatud ühikuid - milliküriid ja mikrokü-
 riid:

$$1 \text{ mc} = 10^{-3} \text{ c} ,$$

$$1 \mu\text{c} = 10^{-6} \text{ c} .$$

Ettepaneku korras kasutatakse radioaktiivsuse ühikuna
 1 rutherfordi (rd), millele vastab 10^6 lagunemisakti se-
 kundis:

$$\boxed{1 \text{ rd} \hat{=} 10^6 \text{ tps} .}$$

Kürii ja rutherfordi definitsioonist järgneb, et

$$1 \text{ c} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ rd} .$$

Teatmeandmetena esitame mõned ühikud, mida kasutatak-
 se raadiumi ja radooni kontsentratsioonide määramisel:

$$1 \text{ eman} = 10^{-10} \text{ c/l}$$

$$1 \text{ stat/l} = 3,63 \cdot 10^{-7} \text{ c/l}$$

$$1 \text{ Mache ühik} = 1 \text{ millistat/l} .$$

Nendes definitsioonides esinev ühik stat (St) on Ra või
 Rn hulk, mis ionisatsioonikambris kutsub esile küllastus-
 voolu 1 LÜ/s .

Radioaktiivseid aineid, mille koosseisu kuuluvate tuumade lagunemisele kaasneb γ -kiirgus (vt. §-d 30,31), ise-loomustatakse peale aktiivsuse nende võimega tekitada γ -kiirguse doosi. Punktikujulise allika¹ tekitatud γ -kiirguse kiiritusdoosi võimsust P mingis ruumpunktis võib lugeda võrdeliseks preparaadi aktiivsusega Q ja pöördvõrdeliseks selle punkti ja allika vahelise kauguse R ruuduga:

$$P = K_{\gamma} \frac{Q}{R^2} . \quad (35.2)$$

Siin nimetatakse võrdetegurit K_{γ} radioaktiivse isotoobi γ -konstandiks. Valemist (35.2) järgneb, et γ -konstant võrdub ühikulise aktiivsusega preparaadi poolt temast ühikulisel kaugusel asuvas punktis tekitatud kiiritusdoosi võimsusega. Tavaliselt mõõdetakse γ -konstanti ühikutes $\text{r.cm}^2/\text{h.mc}$. Näiteks ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, mis on radioaktiivses tasekaalus oma lagunemisproduktidega ja mis on kaitseks ümbritsetud 0,5 mm paksuse plaatinakihi², omab $(K_{\gamma})_{\text{Ra}} = 8,4 \text{ r.cm}^2/\text{h.mc}$.; ${}_{27}\text{Co}^{60}$ γ -ekvivalent (ilma kaitseta)

¹ Radioaktiivset preparaati - γ -kiirguse allikat - nimetatakse punktikujuliseks siis, kui tema mõõtmed on tunduvalt väiksemad kaugusest, millel mõõdetakse tema tekitatud doosi.

² ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ ülalmainitud tingimustes nimetame edaspidi lühiduse tõttu lihtsalt raadiumiks (Ra). See lühend on otstarbekas ka seetõttu, et raadiumi isotoopide seas on ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ ülejäänutest võrratult suurema poolestusperioodiga.

on $13,3 \text{ r.cm}^2/\text{h.mc}$. Toodud näitest järgneb, et $1 \text{ mc } {}_{27}^{60}\text{Co}$ tekitab $13,5/8,4 \approx 1,6$ korda suurema doosivõimsuse kui $1 \text{ mc } {}_{88}^{226}\text{Ra}$ (kaitsega). Või teisiti: doosi tekitamise poolest on antud tingimustes $1 \text{ mc } {}_{27}^{60}\text{Co}$ ekvivalentne $1,6 \text{ mc } {}_{88}^{226}\text{Ra}$ -ga. Arvestades selliseid võrdlusi ja fakti, et ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ radioaktiivsust on hästi uuritud, on otstarbekohane defineerida meelevaldse γ -kiirgusallika iseloomustamiseks γ -ekvivalent järgmise valemiga:

$$M = \frac{K_{\gamma} Q}{(K_{\gamma})_{\text{Ra}}} \quad (35.3)$$

Valem (35.3) näitab, et ühikulise aktiivsusega preparaadi ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ γ -ekvivalent võrdub ühikuga. Kui $Q = 1 \text{ mc}$, siis saadud γ -ekvivalendi ühikut nimetatakse raadiumi milligrammekvivalendiks (mg.eqRa). Vastavalt valemitele (35.2) ja (35.3) on preparaadi γ -ekvivalent 1 mg.eqRa siis, kui tema γ -kiirgus tekitab samades mõõtmistingimustes samasuse doosi, nagu 1 mg (1 mc)¹ raadiumi. Näiteks, kui preparaadi γ -ekvivalent on 12 mg.eqRa , siis see fakt näitab, et selle preparaadi γ -kiirgus tekitab antud tingimustes samasuguse doosi kui 12 mg raadiumi γ -kiirgus.

Asendades avaldise (35.3) avaldisse (35.2) saame valemi

$$P = \frac{(K_{\gamma})_{\text{Ra}} M}{R^2}, \quad (35.4)$$

mida kasutatakse praktikas sageli γ -kiirgusallika tekitatud kiiritusdoosi võimsuse arvutamiseks. Näiteks, kui valemi

¹ Kuna punktikujuline allikas ei realiseeru praktikas eriti täpselt, võib siin sellist ligikaudsust lubada.

(35.4) järgi arvutatud doosi võimsus on väiksem kui doosi võimsus P_0 , mille tekitatud doos töö ajal ei ületa tolerantsdoosi, võib töötada ilma kaitseta. Kui aga osutub, et $P > P_0$, siis tuleb töökohas kaitseekraanide abil doosi võimsust vähendada $k = P/P_0$ korda. Kuna γ -kiirguse neeldumise arvutamine on võrdlemisi keeruline, siis on praktikas sageli esinevate kaitseekraanide paksuse leidmiseks välja töötatud tabelid (vt. kirjanduse loetelus nimetatud sanitaarreegleid, lk. 82-89), mille sisenditeks on eespool defineeritud parameeter k ja γ -kvandi energia.

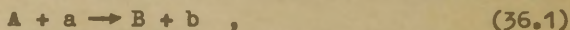
IV p e a t ü k k .

T U U M A R E A K T S I O O N I D .

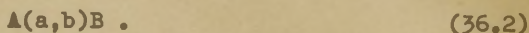
§ 36. Tuumareaktsioonide üldiseloomustus.

Tavaliselt võtab tuumareaktsioonist osa neli osakest, kusjuures osakeste all on mõeldud siin ka tuumi: kaks osakest on lähteosakesed, mis tekitavad reaktsiooni; kaks osakest tekib reaktsiooni tulemusena. Laboratoorsetes tingimustes kutsutakse tuumareaktsioone esile sel teel, et kergete osakestega pommitatakse märklauatuumi.

Tuumareaktsioonide sümbolika on analoogiline keemiliste reaktsioonide sümbolikale. Vasakule poolele kirjutatakse reaktsiooni tekitavad osakesed, paremale - reaktsiooni tulemusena tekkinud osakesed:

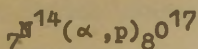
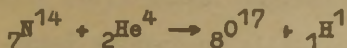


kus A - märklauatum, a - pommitav osake, B - reaktsiooni tulemusena tekkinud tuum, b - reaktsiooni tulemusena tekkinud osake. Kirjeldatud sümbolika asemel kasutatakse sageli Bothe-Fleischmanni sümbolikat, mille järgi reaktsioon (36.1) kirjutatakse kujul



Veelgi lühemalt märgitakse seda reaktsiooni mõnikord kujul
(a,b)

Näiteks esmakordselt laboratoorsetes tingimustes teostatud tuumareaktsioon (Rutherford, 1919) on sümbolikaate (36.1) ja (36.2) järgi vastavalt:



Tehisradioaktiivsuse avastamisel (1934. a.) kasutasid Frédéric Joliot Curie ja Irène Curie reaktsiooni

${}^{13}\text{Al}^{27}(\alpha, n){}^{15}\text{P}^{30}$, mille tulemusena tekkis β^+ -aktiivne ${}^{15}\text{P}^{30}$ poolestusperioodiga $T = 3,3$ min.

Märklauatuumade A pommitamine osakestega a võib esile kutsuda ühe järgmistest tulemustest:

1. On võimalik selline vastastikune mõjustus tuuma A ja osakese a vahel, milles nad käituvad nagu elastsed kuulikesed ja eemalduvad teineteisest seejärel vastavalt elastse põrke seadustele. Sellist liiki vastastikust mõjustust nimetatakse elastseks hajumiseks:



} (36.3)

2. On võimalik selline vastastikune mõjustus tuuma A ja osakese a vahel, mille tulemusena tuum A satub ergutatud seisundisse ja peale langeva osakese a tüüp ei muutu. Sellist vastastikust mõjustust nimetatakse mitteelastseks hajumiseks:

$$\begin{array}{l} A + a \rightarrow A^* + a' \\ \text{ehk } A(a, a')A^* , \end{array} \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} A + a \rightarrow A^* + a' \\ \text{ehk } A(a, a')A^* , \end{array}} \right\} (36.4)$$

kus A^* tähistab ergutatud tuuma, a' - mitte-elastselt hajunud osakest a .

3. On võimalik selline vastastikune mõjustus tuuma A ja osakese a vahel, mille tulemusena tekib tuumast A erinev tuum B ja osakesest a erinev osake b . Sellist vastastikust mõjustust nimetatakse tuumareaktsiooniks (kitsamas mõttes):

$$\begin{array}{l} A + a \rightarrow B + b \\ \text{ehk } A(a, b)B \\ A \neq B , \quad a \neq b . \end{array} \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} A + a \rightarrow B + b \\ \text{ehk } A(a, b)B \\ A \neq B , \quad a \neq b . \end{array}} \right\} (36.5)$$

Vastastikuse mõjustuse tüüpe (36.3) - (36.5) nimetatakse tuumareaktsioonideks (laiemas mõttes).

§ 37. Tuumareaktsiooni soojuslik efekt ja lävienergia.

Langegu pommitav osake a massiga m ja kiirusega \vec{v} paigalolevale märklauatuumale A massiga M . Reaktsiooni tulemusena tekkigu osake b massiga m_1 ja kiirusega \vec{v}_1 ning tuum B massiga M ja kiirusega \vec{V}_1 . Tuuma B nimetatakse tagasilöögituumaks.

Reaktsiooni tekitava osakese a ja tuuma A masside summa ei võrdu üldiselt reaktsiooni tulemusena tekkinud tuuma B ja osakese b masside summaga. Nende summade vahet, korrutatud valguse kiiruse ruuduga vaakuumis, nimetatakse

tuumareaktsiooni soojuslikuks efektiks:

$$Q = [(m + M) - (m_1 + M_1)] c^2 . \quad (37.1)$$

Kui $m + M > m_1 + M_1$, siis reaktsiooni tulemusena eraldub energia, mistõttu sellist reaktsiooni nimetatakse eksotermiliseks. Kui $m + M < m_1 + M_1$, siis reaktsiooni tulemusena neeldub energia, mistõttu sellist reaktsiooni nimetatakse endotermiliseks. Endotermiline reaktsioon saab tekkida alles siis, kui pealelangeva osakese a kineetiline energia E on võrdne või ületab teatud minimaalset väärtust, mida nimetatakse tuumareaktsiooni lävienergiaks E_1 :

$$E > E_1 . \quad (37.2)$$

Eksotermilise reaktsiooni lävienergia võrdub definitsiooni kohaselt nulliga.

Senini me vaatlesime tuumareaktsiooni $A(a,b)B$ koordinaadisüsteemis, milles tuum A on paigal ja liigub osake a . Kuna niisugune olukord esineb praktiliselt laboratoorsetes tingimustes, siis sellist koordinaadisüsteemi nimetatakse laboratoorseks koordinaadisüsteemiks ehk lühidalt L-süsteemiks. Kuid teatud juhtudel (eriti teoreetiliste arvutuste juures) on otstarbekohane kirjeldada tuumareaktsiooni koordinaadisüsteemis, milles on paigal osakesest a ja tuumast A koosneva süsteemi massikeske. Sellist koordinaadisüsteemi nimetatakse masskeskme koordinaadisüsteemiks ehk C-süsteemiks. Tuumareaktsiooni kirjeldamine C-süsteemis võimaldab enam rõhutada fakti, et tuumareaktsioonis on tähtis osakese a ja tuuma A suhteline liikumine. Näiteks pole oluline, et tuuma-

reaktsiooni esilekutsumisel liigub ainult osake a ; sama hästi võib reaktsiooni esile kutsuda siis, kui liigub ainult tuum A või liiguvad nii tuum A kui ka osake a .

C-süsteemi rakendamise näitena arvutame eespool defineeritud tuumareaktsiooni lävienergia. Kuna reaktsioonist saab osa võtta ainult osakese a ja tuuma A suhtelise liikumise kineetiline energia T , siis on endotermiliseks reaktsiooniks tarvilik, et

$$T > -Q. \quad (37.3)$$

Kuid suhtelise liikumise kineetiline energia (osakese a ja tuuma A kineetiliste energiatega summa C-süsteemis) avaldub kujul

$$T = \frac{\mu v_s^2}{2}, \quad (37.4)$$

kus μ - taandatud mass ja v_s - suhtelise liikumise kiirus. Meie juhul $\mu = \frac{Mm}{M+m}$ ja suhtelise liikumise kiiruse absoluutväärtus võrdub osakese a kiiruse absoluutväärtusega v L-süsteemis, kuna tuum A on L-süsteemis paigal. Seega valemist (37.4) järgneb

$$T = \frac{M}{M+m} E, \quad (37.5)$$

kus E on osakese a kineetiline energia L-süsteemis.

Asendades saadud tulemuse valemisse (37.3), saame

$$E > -\frac{Q(M+m)}{M}, \quad (37.6)$$

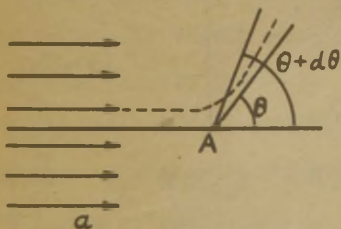
mille võrdlus valemiga (37.2) näitab, et lävienergia E_1 avaldub kujul

$$E_1 = -\frac{Q(M+m)}{M}. \quad (37.7)$$

Erijuhul, kui tuuma A osakese mass ületab tunduvalt pealelangeva osakese a massi, võrdub valem (37.7) kohaselt endotermilise reaktsiooni lävienergia vastasmärgiga võetud soojusliku efektiga.

§ 38. Tuumareaktsiooni efektiivne ristlõige ja saagis.

Langegu tuumale A osakeste a voog tihedusega¹ Π (joon. 31). Tuumale A ja osakese a vaheline vastastikune mõjustus võib (vastavalt § 36 tulemustele) esile kutsuda järgmisi sündmusi.



1. Kui toimub kas elastne või mitteelastne hajumine, siis osakesel a, mis muudab oma esialgse liikumise suunda, on teatud kindel tõenäosus sattuda hajumise tulemusena

Joon. 31. ruuminurka $d\Omega$. Viimane tekib kahe koonuse vahel, mille avanurgad on vastavalt 2θ ja $2(\theta + d\theta)$, kus θ on nurk pealelangeva osakese liikumissuuna ja hajunud osakese liikumissuuna vahel.

2. Kui toimub tuumareaktsioon (kitsamas mõttes, vt. (36.5)); siis tekkival osakesel b on teatud kindel tõenäosus sattuda ruuminurka $d\Omega$, mille definitsioonis tu-

¹ Voo tihedus võrdub ajaühikus pinnaühikut läbinud osakeste arvuga.

leb nüüd θ all mõista nurka osakeste a ja b liikumissuundade vahel.

Toome sisse tähistused: dw_{aa} - tõesaosus ajaühiku kohta selleks, et osake a satuks pärast elastset hajumist ruuminurka $d\Omega$; $dw_{aa'}$ - tõesaosus ajaühiku kohta selleks, et osake a satuks pärast mitteelastset hajumist ruuminurka $d\Omega$, dw_{ab} - tõesaosus ajaühiku kohta selleks, et osake b satub pärast tuumareaktsiooni (a,b) ruuminurka $d\Omega$. Loomulik on lugeda neid tõesaosusi võrdelisteks ruuminurgaga $d\Omega$ ja pealelangevate osakeste voo tihedusega Π :

$$\left. \begin{aligned} dw_{aa} &= I_{aa} \Pi d\Omega, \\ dw_{aa'} &= I_{aa'} \Pi d\Omega, \\ dw_{ab} &= I_{ab} \Pi d\Omega. \end{aligned} \right\} (38.1)$$

Siin nimetatakse suurusi $I_{aa} d\Omega$, $I_{aa'} d\Omega$ ja $I_{ab} d\Omega$ vastavalt elastse hajumise, mitteelastse hajumise ja tuumareaktsiooni diferentsiaalseteks efektiivseteks ristlõigeteks.

Integreerides (38.1) üle kogu ruuminurga, saame tõesaosused ajaühiku kohta w_{aa} , $w_{aa'}$ ja w_{ab} selleks, et toimub vastavalt elastne hajumine, mitteelastne hajumine ja tuumareaktsioon:

Siin suurusi

$$\left. \begin{aligned} w_{aa} &= \Pi \sigma_{aa}, \\ w_{aa'} &= \Pi \sigma_{aa'}, \\ w_{ab} &= \Pi \sigma_{ab}. \end{aligned} \right\} (38.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{aa} &= \int I_{aa} d\Omega, \\ \sigma_{aa'} &= \int I_{aa'} d\Omega, \\ \sigma_{ab} &= \int I_{ab} d\Omega. \end{aligned} \right\} (38.3)$$

nimetatakse vastavalt elastse hajumise, mitteelastse hajumise ja tuumareaktsiooni efektiivseteks ristlõigeteks. Avaldis (38.2) näitab, et efektiivne ristlõige võrdub muundumise tõenäosusega ajaühiku kohta juhul, kui pealelangevate osakeste voo tihedus võrdub ühikuga. Avaldisest (38.2) järgneb, et efektiivsel ristlõikel on pindala dimensioon:

$$[\sigma] = \frac{[w]}{[\Pi]} = \frac{T^{-1}}{L^{-2}T^{-1}} = L^2.$$

Suurus σ võimaldab järgmist näitlikku interpretatsiooni. Kujutleme, et tuum A on kettakujuline pindalaga $S \text{ cm}^2$ (pind risti osakeste a liikumissuunaga) ja pealelangevate osakeste a voo tihedus võrdub $1 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Nendel eeldustel võrdub muundumise tõenäosus ajaühiku kohta märklaua pindala ja selle pindala suhtega, millelt võib leida osakest a (see pindala on meie näites 1 cm^2). Niisiis muundumise tõenäosus ajaühiku kohta on $\frac{S}{1} = S$; kuid teiselt poolt, valemi (38.2) järgi, on nimetatud tõenäosus σ Seega $S = \sigma$, milles seisnebki efektiivse ristlõike näitlik interpretatsioon. Esitatud interpretatsioon vihjab sellele, et efektiivsed ristlõiked on tuuma pindala suurusjärgus. Sestõttu on saanud tavaks mõõta efektiivseid ristlõikeid barnides (vt. § 5). $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$

Tuleb märkida, et efektiivse ristlõike interpreteerimine tuuma geomeetrilise ristlõike pindalana on tingliku iseloomuga, kuna efektiivsed ristlõiked σ_{aa} , $\sigma_{aa'}$ ja σ_{ab} pole üldiselt üksteisega võrdsed, sest elastne hajumine, mitteelastne hajumine ja tuumareaktsioon (kitsamas mõttes)

on üksteisest oluliselt erinevad protsessid. Samuti on üldiselt iga üksik ristlõige nimetatud ristlõigete hulgas erinev erinevate pealelangevate osakeste a juhul. Niisiis, kui esitatud interpretatsioon oleks range, peaks tuuma geometriline ristlõige erinevates protsessides ja erinevate pealelangevate osakeste juhul olema erinev, mis on aga ilmselge vastuolu.

Osakese a poolt esilekutsutud kõiki tuumareaktsioone (laiemas mõttes) kirjeldab tuumareaktsioonide täielik efektiivne ristlõige σ_t , mis avaldub summa kujul

$$\sigma_t = \sigma_{aa} + \sigma_{aa'} + \sum_b \sigma_{ab}, \quad (38.4)$$

kus on arvestatud fakti, et reaktsiooni tulemusena võib tekkida üksteisest erinevaid osakesi b. See kajastub avaldises (38.4) viimases liikmes, kus summamärgi juures esinev b tähendab summeerimist üle osakeste b sortide.

Tuumareaktsiooni ristlõikega on seotud praktika seisukohalt eriti tähtis tuumareaktsiooni karakteristik, mida nimetatakse tuumareaktsiooni saagiseks. Tuumareaktsiooni saagise all mõistetakse tekkinud tuumareaktsioonide arvu ja märklauale pealelängenud osakeste arvu suhet.

Vaatleme ainet Z^A märklaua ühikulise ristlõike pindalaga (mis asub risti pealelangevate osakeste a liikumissuunaga) ja paksusega dx. Selles märklauas on $\frac{\rho dx}{A \Delta x} N$ tuuma Z^A , kus ρ on märklaua tihedus ja N on Avogadro arv. Korrutades saadud tuumade arvu suurusega w saame märklauas ajaühiku kohta tekkinud tuumareaktsioonide

arvu: $\frac{\varphi N w dx}{\Lambda x}$, mida valemi (38.2) järgi võib esitada

kujul $\frac{\varphi N \Pi \sigma dx}{\Lambda x}$. Jagades saadud tulemuse märklauale pealelangevate osakeste arvuga ajaühikus (antud juhul Π), saamegi järgmise valemi tuumareaktsiooni saagise $d\eta$ arvutamiseks õhukeses märklaus

$$d\eta = \frac{\varphi N \sigma dx}{\Lambda x} . \quad (38.5)$$

Paksu märklaua kasutamisel tuleb arvestada fakti, et osakese a energia märklaus liikumisel võib muutuda, mistõttu energia sõltub märklaus läbitud tee pikkusest x . See omakorda põhjustab ristlõike σ sõltuvuse x -st, millest tingituna saagise η leidmiseks tuleb avaldist (38.5) integreerida:

$$\eta = \frac{\varphi N}{\Lambda} \int_0^{x_0} \sigma(x) dx , \quad (38.6)$$

kus

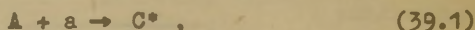
$$x_0 = \begin{cases} d , & \text{kui } l(E_0) - l(E_1) \gg d , \\ l(E_0) - l(E_1) , & \text{kui } l(E_0) - l(E_1) \leq d . \end{cases} \quad (38.7)$$

Siin d on märklaua paksus, $l(E)$ - energiaga E osakese kulg märklaua aines, E_0 - pealelangeva osakese energia märklauda sattumisel. Eksotermilise reaktsiooni juhul on $E_1 = 0$ ja vastavalt sellele ka $l(E_1) = 0$, kuid endotermilise reaktsiooni juhul $l(E_1) \neq 0$.

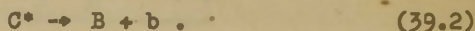
§ 39. Kompaundtuum.

Tuumareaktsioon $A(a,b)B$ saab alata siis, kui osake a ja tuum A lähenevad teineteiseni kaugusele, mis võrdub tuumatungide mõjuraadiusega; reaktsioon lõpeb siis, kui tekkinud tuum B ja osake b eemalduvad teineteisest kaugusele, mis ületab tuumatungide mõjuraadiuse. Ajal, mil reaktsioonist osavõtvad osakesed on tuumatungide mõju all, moodustub liitsüsteem, mille omadustest sõltub oluliselt reaktsiooni tulemus. Sellele vastavalt võib N. Bohri järgi kujutada reaktsiooni $A(a,b)B$ koosnevana kahest etapist:

1) osakese a neelab märklauatuum A , mistõttu tekib ergutatud liittuum C^* , mida nimetatakse kompaundtuumaks



2) kompaundtuum laguneb tuumaks B ja osakeseks b :



N. Bohri järgi on kompaundtuuma lagunemine sõltumatu tema tekke viisist. Selline eeldus on õigustatud seetõttu, et praktiliselt alati kompaundtuuma eluiga τ ületab tunduvalt nn. tuuma karakteristlikku ajavahemikku τ' , mille all mõeldakse ajavahemikku, mida nuklon vajab tuuma mõõtemetega võrdse teepikkuse läbimiseks.

Ekspirimendid (näit. neutroni radioatsiooniline haare) vihjavad sellele, et τ on suurusjärgus 10^{-13} s. Suuruse τ' võib aga arvutada valemist

$$\tau' = R\sqrt{\frac{2M}{W}} \approx R\sqrt{\frac{2M}{F}}, \quad (39.3)$$

kus R on tuuma raadius, M - nukloni mass, W - nukloni kineetiline energia tuumas, f - tuuma keskmine seoseenergia nukloni kohta. Asendades valemisse (39.3) R , M ja f tuntud väärtused (I ptk.), leiame $\tau' \sim 10^{-21}$ s. Seega tõe poolest $\tau \gg \tau'$, mis näitab, et kompaundtuuma võib vaadelda kui suhteliselt stabiilset süsteemi selles mõttes, et tema eluaja jooksul toimub väga palju nuklonitevahelisi põrkeid (suurusjärguliselt $\tau/\tau' \approx 10^8$ põrget). Nende põrgete tulemusena pealelangeva osakese a poolt kompaundtuuma kaasatoodud energia jaotub peaaegu võrdselt kõikide nuklonite vahel. Seetõttu ongi kompaundtuuma lagunemine sõltumatu tema tekke viisist. Saadud tulemust kasutades võib tõenäosuste korrutamise lause järgi esitada reaktsiooni $A(a,b)B$ ristlõike σ_{ab} kujul

$$\sigma_{ab} = \sigma_a \eta_b, \quad (39.4)$$

kus σ_a on osakese haaramise ristlõige tuuma A poolt ja η_b on tõenäosus selleks, et kompaundtuuma lagunemisel kiirgub osake b .

Tõenäosused η_b väljendatakse tavaliselt kompaundtuuma energianivoo laiuste kaudu. Nivoolaius tuuakse sisse vastavalt määramatuse relatsioonile aja ja energia vahel, mille järgi tuuma lõplik eluiga τ mingis energeetilises seisundis tähendab seda, et nimetatud seisundi energia on määratud täpsusega Γ , mida me loeme niivoolaiuseks. Seejuures

$$\Gamma \tau = \hbar, \quad (39.5)$$

kus \hbar on Plancki konstant, jagatud 2π -ga.

Valem (39.5) näitab, mida väiksem on tuuma eluiga mingil energianivool, seda suurem on selle nivoo laius. Reeglina suure ergutusenergiatega seisundelis on tuuma eluiga väike, seega esinevad sel juhul suured nivoolaiused, mis võivad viia nivoo de kattumiseni.

Tuuma eluea τ pöördväärtust võime tõlgendada, kui tuuma lagunemise tõenäosust ajaühiku kohta:

$$\boxed{w = \frac{1}{\tau}} \quad (39.6)$$

Seega vastavalt valemile (39.5) võib nivoolaiust interpreteerida kui tuuma lagunemise tõenäosust ajaühikus, mõõdetuna energeetilises skaalas:

$$\boxed{\Gamma = \hbar w} \quad (39.7)$$

Tuuma lagunemise tõenäosus ajaühikus w koosneb tõenäosuste summast ajaühikus w_b selleks, et kiiratakse üldiselt erinevad osakesed

$$w = \sum_b w_b = w_\gamma + w_n + w_p + \dots, \quad (39.8)$$

kus näiteks w_γ , w_n , w_p on tõenäosused ajaühiku kohta selleks, et kiiratakse vastavalt γ -kvant, neutron ja prooton

Korrutades valemid (39.8) suurusega \hbar ja arvestades seost (39.7), saame

$$\Gamma = \sum_b \Gamma_b = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_p + \dots, \quad (39.9)$$

kus suurusi

$$\text{analüüs} \quad \Gamma_b = \hbar w_b \quad (39.10)$$

nimetatakse partsiaalseteks nivoolaiusteks. Näiteks valemis (39.9) Γ_γ , Γ_n ja Γ_p on vastavalt radiatsiooniline,

neutronne ja prootonne nivoolaius.

Kuna kompaundtuuma lagunemise tõenäosus ajaühiku kohta kõiki tüüpi osakesi b arvestades on w ja tõenäosus ajaühiku kohta konkreetse osakese b kiirgamiseks on w_b , siis tõenäosus η_b osakese b kiirgamiseks on w_b/w , millest saame valemite (39.7) ja (39.10) arvestamisega otsitava avaldise η_b jaoks nivoolaiuste kaudu:

$$\eta_b = \frac{1}{r} b. \quad (39.11)$$

Esitame suuruse σ_a teoreetiliste arvutuste tulemused. Siinjuures on lihtsustamise eesmärgil otstarbekohane piirduda ainult pealelangevate osakeste a suurte ja väikeste energiatega juhu vaatlusega.

1. Suurte energiatega juhul. Kriteeriumiks on $\lambda \ll R$, kus λ on pealelangeva osakese de Broglie' lainepikkus. Seda tingimust rahuldavad pealelangevad nuklonid, mille kineetiline energia ületab ~ 1 MeV.

Arvutused näitavad, et

$$\sigma_a = \pi R^2, \quad (39.12)$$

Tulemus (39.12) eelmise § näitlikus interpretatsioonis tähendab seda, et tuum A neelab iga temale pealelangeva osakese a . Seetõttu optika terminoloogiat rakendades nimetatakse antud juhul tuuma A mustaks tuumaks. Kuid teooria näitab veel, et osakeste a neeldumisega on alati seotud nende elastne hajumine, kusjuures elastse hajumise ristlõige $\sigma_{e.h.}$ võrdub samuti πR^2 :

$$\sigma_{e.h.} = \pi R^2. \quad (39.13)$$

Ka sellist elastset hajumist võib kvalitatiivselt selgitada optilise analoogiaga: must tuum annab "varju", kuid difraktsiooni tõttu ei ole "varju" piirjooned teravad. Difraktsiooni tõttu kalduvadki osakesed oma esialgse liikumise suunast kõrvale, mida võime vaadelda kui elastset hajumist.

2. Väikeste energiatega juhus. Kriteeriumiks on $\lambda \gg R$. Sellist tingimust rahuldavad nuklonid, mille kineetiline energia on alla 10 keV.

On oluline vahet teha laetud ja laenguta osakeste a vahel. Nii väikese kineetilise energiaga laetud osakesed ei ole suutelised tuuma A potentsiaalbarjääri läbimiseks. See tõttu osakeste a osas esinevad praktiliselt ainult neutronid. Kuna pealelangevate neutronite väikeste energiatega juhul on kompaundtuuma ergutusenergiad väikesed, siis on kompaundtuuma energianivood kitsad. Sellest tingituna on neutroni neelamise ristlõikel σ_n tüüpiline resonantsmaksimum siis, kui pealelangeva neutroni kineetiline energia võrdub kompaundtuuma iseloomustava suurusega E_0 . Suurus σ_n allub seejuures nn. Breit-Wigneri valemile:

$$\sigma_n \sim \left(\frac{E_0^{1/2}}{E} \right) \cdot \frac{\Gamma}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (39.14)$$

kus Γ on kompaundtuuma täielik nivoolaius.

Erijuhul, kui $E \ll E_0$, võib avaldise (39.14) resonants-tegurit lugeda konstandiks, mistõttu

$$\sigma_n \sim \frac{1}{E^{1/2}} \sim \frac{1}{v}, \quad (39.15)$$

kus v on pealelangeva neutroni kiirus. Tulemust (39.15)

nimetatakse seaduseks $\frac{1}{v}$. Seadus $\frac{1}{v}$ kehtib siis, kui
 $E \approx (\frac{1}{40} \div 1) \text{eV}$.

§ 40. Neutronite, prootonite ja α -osakeste poolt esilekutsutud tuumareaktsioonid.

Neutronite, prootonite ja α -osakeste poolt esilekutsutud tuumareaktsioonid osutuvad sarnasteks seetõttu, et nad läbivad kompaundtuuma staadiumi. Teatud erinevused on tingitud vaid nende osakeste elektrilaengute erinevusest, kuid need erinevused kajastuvad ainult märklauatuuma potentsiaalbarjääri läbimisel. Kui aga hakkavad mõjuma tuumatungid, mis on otsustava tähtsusega tuumareaktsioonile, siis need erinevused praktiliselt kaovad tänu tuumatungide laengulise sõltumatuse omadusele (§ 7).

Nagu eelmiseski §-s, piirdume siingi ainult pealelangedavate osakeste suurte ja väikeste energiatega juhu vaatlemisega. Säilitame samuti seal sissetoodud tähistused. Niisiis, osakeseks a võib olla n, p või α .

1. Suurte energiatega juhused. Osutub, et $\Gamma_n \gg \Gamma_p$, Γ_α , Γ_γ ja $\Gamma_n \approx \Gamma$. Seega peamiseks protsessiks on neutroni kiirgamine, sest vastavalt valemitele (39.11) $\Gamma_n \approx 1$, mis omakorda koos valemite (39.4) ja (39.12) arvestamisega annab

$$\sigma_{an} = \pi R^2. \quad (40.1)$$

Avaldis (40.1) näitab, et neutroni kiirgumisega reaktsiooni ristlõige on barni suurusjärgus.

(α, n)-tüüpi reaktsiooni näitena vaatleme reaktsiooni ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$, millega avastati neutron. Teistest analoogilistest reaktsioonidest on ülaltoodu tähelepanuväärne seetõttu, et võimaldab saada suhtelist suurt saagist. Seetõttu kasutatakse nimetatud reaktsiooni laboratoorses tehnikas neutronite allika saamiseks. Lihtsaimaks neutronite allikaks on klaasampull, milles on BeO ja radoon, mis annab reaktsiooniks (α, n) vajalikke α -osakesi.

Laetud osakeste kiirgumisega seotud reaktsioonide ristlõiked avalduvad vastavalt valemeile (39.4) ja (39.11) ja (39.12) kujul

$$\begin{aligned}\sigma_{ap} &= \pi R^2 \frac{\Gamma_p}{\Gamma}, \\ \sigma_{a\alpha} &= \pi R^2 \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma}.\end{aligned}\tag{40.2}$$

Kompaundtuuma teooria järgi peaks $\Gamma_p, \alpha / \Gamma_n \approx 10^{-3}$, mistõttu σ_{ap} ja $\sigma_{a\alpha}$ peaksid olema millibarni suurusjärgus. Kuid eksperiment näitab, et teatud juhtudel esinevad suuremad ristlõiked. Sellist erinevust võib seletada eeldusel, et neil juhtudel "lõõb" pealelangev osake α tuumast A suhteliselt lühikese aja möödumisel prootoni või α -osakese välja, nii et reaktsioon toimub ilma kompaundtuuma staadiumita.

2. Väikeste energiatega juhus. Vastavalt § 39 tuleb osakeste α all praktiliselt arvestada ainult neutroneid. Peamiseks reaktsioonideks osutuvad seejuures neutroni radiat-

siooniline haare (n, γ) ja elastne hajumine (n, n), kusjuures $\Gamma_{\gamma} \gg \Gamma_n$.

Ainult kergetes tuumades võivad väikese energiaga neutronid esile kutsuda reaktsioone, mille tulemusena kiiratakse laetud osake, sest kergetes tuumades on potentsiaalbarjäär suhteliselt madal. Kuid raskemates tuumades, mille potentsiaalbarjäär on suhteliselt kõrge, ei ole neutroni poolt tuuma kaasa toodud väike energia piisav selleks, et α -osake või prooton ületaks potentsiaalbarjääri.

Näitena vaatleme mõningaid rakendusliku tähtsusega reaktsioone:

1) kaadmiumil ${}_{48}\text{Cd}^{113}$ on neutroni radiatsioonilise haarde ristlõige $\sim 7 \cdot 10^3 \text{ b}$. Seda asjaolu kasutatakse tuumareaktorite töörežiimi reguleerimisel, kui tekib vajadus aegluste neutronite intensiivseks neelamiseks;

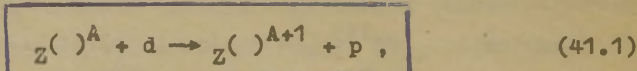
2) reaktsiooni ${}_5\text{B}^{10}(n, \alpha){}_3\text{Li}^7$ kasutatakse neutronite loendamises (§ 12).

~~§ 41. Deutronite poolt esilekutsutud tuumareaktsioonid.~~

wd - väike

Deutronite poolt esilekutsutud tuumareaktsioonides osutus, et $\sigma_{dp} > \sigma_{dn}$. See tulemus on vastuolus eelmistes §-des vaadeldud kompaundtuuma teooriaga, mille kohaselt laetud osakese kiirgumisega seotud reaktsiooni ristlõige oli väiksem kui neutroni kiirgamisega seotud reaktsiooni ristlõige. Vastuolu kõrvaldamiseks tuleb oletada, et deutronite

esilekutsutud tuumareaktsioonid ei läbi kompaundtuuma staadiumi. Deutroni vastastikusel mõjustusel tuumaga on seejuures otsustava tähtsusega deutroni väike seosenergia ($B(2,1) = 2,2 \text{ MeV}$). Seda arvestades toimub deutroni vastastikune mõjustus tuumaga järgmiselt. Lähenedes tuumale satub deutron esmalt tema elektrivälja mõju alla, mis tõukab deutroni koosseisu kuuluva prootoni eemale tänu deutroni väikesele seosenergiale, kuid ei mõju deutroni koosseisu kuuluvale neutronile. Neutron jätkab liikumist tuuma suunas ja hiljem haaratakse tuumatungide mõjumise tõttu tuuma koostisse. Seega toimub reaktsioon



mida nimetatakse strippingreaktsiooniks ehk Oppenheimer-Phillippsi reaktsiooniks.

Pakub huvi vaadelda lähemalt tuuma $Z(A+1)$ ergutusenergiat E strippingreaktsioonis. Lähtudes energia jäävuse seadusest reaktsioonis (41.1), võime kirjutada:

$$M(A, Z)c^2 + \underbrace{M_n c^2 + M_p c^2}_{M_d c^2} - B(2,1) + W_d = M(A+1, Z)c^2 + E + M_p c^2 + W_p, \quad (41.2)$$

kus $M(A, Z)$ on tuuma $Z(A)$ mass, M_n ja M_p - neutroni ja prootoni seisumass, W_d ja W_p - deutroni ja prootoni kineetiline energia.

Valemist (41.2), leiame

$$E = W_d - B(2,1) + S_n - W_p, \quad (41.3)$$

kus S_n on vastavalt valemile (2.8) neutroni tuumast $Z(A+1)$ eemaldamise energia.

Avaldis (41.3) näitab, et praktikas sageli esinevate mõne megaelektronvoldise kineetilise energiaga deutrone ja prootonite juhul on ergutusenergia E väike. Kuid §39 järgi tuleb väikeste ergutusenergia nivooide diskreetne struktuur eriti esile. Seetõttu kasutatakse strippingreaktsioone laialdaselt tuumade energianivooide uurimisel.

Ad - Suur
Kui deutroni kineetiline energia saab eriti suureks (~ 100 MeV fasotroni kasutamisel), siis suure energia tõttu suudab ka deutroni koosseisu kuuluv prooton tuumale niivõrra läheneda, et mõjuksid tuumatungid. Sellest tingituna tõuseb reaktsioonide (d,n) osatähtsus seevõrra, et $\sigma_{dp} \sim \sigma_{dn}$. Tulemust kasutatakse laboratoorses tehnikas eriti suurte energiatega neutronite saamisel, sest reaktsioonil (d,n) kiirgunud neutroni kineetiline energia võrdub ligikaudu poolega pealelangenuid deutroni kineetilisest energiast. 2)

~~§ 42. Fototuumareaktsioonid.~~

Fototuumareaktsioonideks nimetatakse γ -kvantide esilekutsutud tuumareaktsioone. □

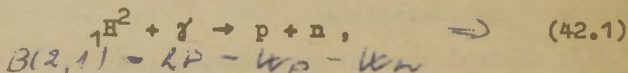
Kuna nukloni tuumast eemaldamise energia on ~ 8 MeV (§2), siis fototuumareaktsiooni esilekutsumiseks peab γ -kvandil olema energia $h\nu \gtrsim 8$ MeV. Looduslikult radioaktiivsete tuumade juhul esinevad nii energiarikkad γ -kvandid harva. Sellest tingituna oli fototuumareaktsioonide eksperimentaalne uurimine raskendatud kuni elektronide kiirendajate - beetatroni ja sünkrotroni konstrueerimiseni, mis

võimaldasid tekitada väga suure energiaga γ -kvante (pärsskiirgus!). (vt. lk. 123)

Fototuumareaktsioonide uurimine näitas, et üldiselt läbivad need reaktsioonid kompaundtuuma staadiumi, ehkki esineb mõningaid erandeid. Näiteks prootoni kiirgamisega seotud fototuumareaktsiooni ristlõike eksperimentaalne väärtus ületab kompaundtuuma teooria järgi arvutatud väärtuse. Sellise tulemuse selgitamiseks tuleb oletada, et teatud juhtudel γ -kvant, põrkudes tuuma koosseisu kuuluva prootoni-ga, eemaldab viimase lühikese ajavahemiku jooksul tuumast, nii et kompaundtuum ei jõua tekkida. Kirjeldatud nähtust nimetatakse otseseks tuuma fotoefektiks.

Fototuumareaktsioonide ristlõige on millibarni suurusjärgus. Kuid see ei tähenda veel, et fotoreaktsioonide uurimine oleks eksperimentaalselt raskem kui teiste tuumareaktsioonide uurimine. Põhjus seisneb asjaolus, et γ -kvantidel on suur läbitungimisvõime ainetest, mistõttu vaatamata väikesele ristlõikele võib saada suurt saagist.

Fototuumareaktsiooni näitena vaatleme deutroni fotolõhestumist:



mis võimaldas vahetult mõõta deutroni seosenergiat. Näiteks ${}^{208}_{81}\text{Tl}$ (${}^{208}\text{ThC}''$) γ -kvantidega, mille energia $h\nu = 2,62 \text{ MeV}^1$, pommitamisel tekkinud prootoni ja neutroni kineetiliste energiatega summa osutus võrdseks 0,44 MeV. Seega deutroni lõhes-

¹ Antud näites osutub erijuhuliselt fototuumareaktsiooni esilekutsumiseks γ -kvandi energia väikeseks. Üldiselt tuleb aga lähtuda paragrahvi algul antud kriteeriumist.

tamiseks tuli kulutada energia $2,62 - 0,44 = 2,18$ MeV , mis ongi § 2 definitsiooni kohaselt deutroni seosenergia. Tulemus langeb hästi kokku §-s 2 esitatud teistsuguse meetodika abil saadud tulemusega.

§ 43. Tuumade lõhestumise avastamine.

Itaalia füüsik Fermi, pommitades neutronitega looduses eksisteerivaid raskemaid tuumi - uraani tuumi, tegi 1934.a. kindlaks, et pommitamise tulemusena tekivad uued varem tundmata isotoobid. Fermi tööd olid stiimuliks keemilistele analüüsidele, millega püüti kindlaks määrata uraani kiiritusproduktide omadusi. Algul oldi arvamusel, et need produktid asuvad Mendelejevi perioodsuse süsteemis uraani lähedal. Kuid 1938.a. Joliot-Curie'1 ja Savich'il õnnestus näidata, et üks uraani kiiritusproduktidest on oma keemiliste omaduste poolest niivõrd sarnane lantaaniga, et seda ei osutunud võimalikuks mingisuguste vahenditega viimasest eraldada. Põhjusel, et lantaan asub perioodsuse süsteemis väga kaugel uraanist, ei julgenud Joliot-Curie ja Savich seda kiiritusprodukti samastada lantaaniga. Veel 1938.a. sügisel uurisid saksa raadiokeemikud Hahn ja Strassmann teist uraani kiiritusprodukti, mida senini samastati raadiumiga. Hahn ja Strassmann näitasid, et see kiiritusprodukt on baariumi (mitte raadiumi) isotoop. Baarium asub perioodsuse süsteemis samuti kaugel uraanist. Hahni ja Strassmanni avastusest lähtudes tegid 1939.a. Meitner ja Frisch oletuse, et neutronitega pommitamisel tekib uraanil varem tundmata tuumareaktsioon, mille tulemusena tekivad kaks tuuma peaaegu võrdsete järjekorranumbritega ja peaaegu võrdsete massiarvudega.

Meitner ja Frisch tegid nimetatud oletuse tuuma tilgamude-
list lähtudes: kui anda tilgale piisavalt ergutusenergiat,
siis võib ta lõhestada kaheks väikeseks tilgaks.

Meitneri ja Frischi oletust tõestasid peatselt ekspe-
rimentaalselt Frisch ja Joliot-Curie, kes teineteisest sõl-
tumata registreerisid ionisatsioonikambrisse paigutatud
uraani lõhestumisproduktide impulsse.

Nii avastati uut tüüpi tuumareaktsioon, mida nimetatak-
se lõhestumisreaktsiooniks. Lõhestumist tähistatakse sümbol-
liga f ; näiteks (n, f) tähistab neutroni esilekutsutud
lõhestumisreaktsiooni.

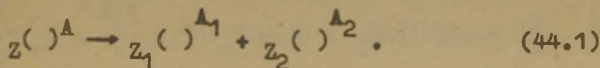
1939. a. tegi D¹anning kindlaks, et uraani kahest peami-
sest isotoobist¹ ${}_{92}\text{U}^{235}$ ja ${}_{92}\text{U}^{238}$ aeglase neutronite mõ-
jul lõhestub ainult ${}_{92}\text{U}^{235}$.

Erilist huvi äratas lõhestumisel fakt, et lõhestumispro-
duktides on neutronite arvu suhe prootonite arvasse väiksem
kui uraanis. See võimaldas oletada, et peale tuumade lõhes-
tumise kiirguvad ka neutronid, s. t. samad osakesed, mis kut-
susid esile lõhestumise. Paljude füüsikute, sealhulgas ka
nõukogude füüsikute Fljorovi ja Russinovi uurimused näita-
sidki, et igas lõhestusaktis tekib keskmiselt 2-3 neutronit.
Sel viisil avastati võimalus lõhestumise ahelreaktsiooni
teostamiseks.

¹ Isotoope ${}_{92}\text{U}^{238}$ on uraani isotoopide looduslikus
segus ~ 140 korda rohkem kui isotoope ${}_{92}\text{U}^{235}$.

§ 44. Tuumade lõhestumise teoreetilised alused.

Tuuma $Z(A)^A$ lõhestumine on selline protsess, milles tuum muundub kaheks kildtuumaks $Z_1(A_1)^{A_1}$ ja $Z_2(A_2)^{A_2}$, millel on peaaegu võrdsed järjekorranumbrid ($Z_1 \approx Z_2$) ja peaaegu võrdsed massiarvud ($A_1 \approx A_2$). Jättes arvestamata 2-3 neutroni kiirgumise võime tuuma $Z(A)^A$ lõhestumist kirjeldada valemiga



Selline lõhestumine on energeetiliselt võimalik siis, kui tuuma $Z(A)^A$ mass ületab kildtuumade $Z_1(A_1)^{A_1}$ ja $Z_2(A_2)^{A_2}$ masside summat:

$$M(A, Z) > M(A_1, Z_1) + M(A_2, Z_2), \quad (44.2)$$

kus $M(A, Z)$ on tuuma $Z(A)^A$ mass. Lõhestumisel eraldub seejuures energia:

$$E = [M(A, Z) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2)] c^2, \quad (44.3)$$

(c - valguse kiirus vaakuumis) mille väärtusest ettekujutuse saamise eesmärgil esitame mõned andmed tabeli kujul

Algtuum	Lõhestumise produktid	Lõhestumisel eraldunud energia (MeV)
$^{61}_{28}\text{Ni}$	$^{30}_{14}\text{Si}$, $^{31}_{14}\text{Si}$	- 11
$^{117}_{50}\text{Sn}$	$^{58}_{25}\text{Mn}$, $^{59}_{25}\text{Mn}$	10
$^{167}_{68}\text{Er}$	$^{83}_{34}\text{Se}$, $^{84}_{34}\text{Se}$	94
$^{206}_{82}\text{Pb}$	$^{103}_{41}\text{Nb}$, $^{103}_{41}\text{Nb}$	120
$^{239}_{92}\text{U}$	$^{119}_{46}\text{Pd}$, $^{120}_{46}\text{Pd}$	200

Tingimuse (44.2) analüütilisel käsitlemisel võetakse tavaliselt $M(A, Z)$ avaldis Weizsäckeri valemit (7.14). Näitena esitame analüüsi juhul, kui toimub tuuma lõhestumine kaheks teineteisega võrdseks kildtuumaks ($Z_1 = Z_2 = \frac{Z}{2}$; $A_1 = A_2 = \frac{A}{2}$). Seega võrratus (44.2) omandab kuju

$$M(A, Z) > 2M\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right). \quad (44.4)$$

Valemist (7.14) leiame

$$M\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right) = (1/2)[ZM_p + (A-Z)M_n]c^2 - \frac{b_2 A}{2} + b_3 \frac{A^{2/3}}{2^{2/3}} + b_4 \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{2A} + b_5 \cdot \frac{Z^2}{2^{5/3} A^{1/3}}. \quad (44.5)$$

Asendades tuumade massid valemist (7.14) ja (44.5) valemisse (44.4), saame

$$b_3 \frac{A^{2/3}}{2^{2/3}} \left(1 - 2^{2/3}\right) + b_5 \frac{Z^2}{2^{5/3} A^{1/3}} \left(1 - 2^{-2/3}\right) > 0. \quad (44.6)$$

Analüüsi võrratuse (44.6) vasakul pool olevaid liikmeid. Esimene liige on võrdeline pinnaenergia muutumisega ja on negatiivne. Niisiis, kui arvestasime ainult pinnaenergia muutust, ei oleks lõhestumine võimalik. Teine liige on võrdeline elektrostaatilisest energia muutumisega ja on positiivne. Seega, kui arvestasime ainult elektrostaatilisest energia muutust, siis on lõhestumine võimalik. Tegelikult lõhestumise võimalikkuse määrab pinnaenergia ja elektrostaatilisest energia muutumise koosmõju. Kuna elektrostaatiline energia on võrdeline Z^2 -ga, siis on arusaadav, et lõhestumine saab

võimalikuks raskete tuumade juhul.

Võrratusest (44.6) leiame

$$\frac{Z^2}{A} > \left(\frac{Z^2}{A}\right)_0, \quad (44.7)$$

kus

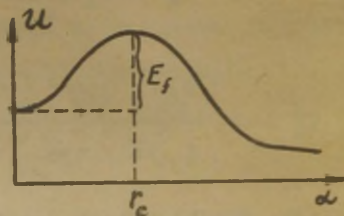
$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_0 = \frac{\sqrt[3]{4} (\sqrt[3]{2} - 1)}{(\sqrt[3]{4} - 1)b_5} \cdot b_3. \quad (44.8)$$

Avaldis (44.7) näitab, et lõhestumise võimalikkuse määrab parameeter Z^2/A , mistõttu seda suurust nimetatakse lõhestumise parameetriks.

Asendades § 7 konstantide b_3 - ja b_5 väärtused valemisse (44.8) leiame $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_0 \approx 15$. Seega lõhestumine saab võimalikuks siis, kui $\frac{Z^2}{A} > 15$. Et leida orienteeruvalt massiarvu, mida omava tuuma lõhestumine on energeetiliselt võimalik, asendame viimati saadud tingimusesse $Z = 0,4 A$. Siis järgneb $A > 100$. Kuid on hästi teada, et looduses eksisteerivad tuumad, mille massiarv ületab 100 ja mis isenesest ei lõhestu. Sellise erinevuse põhjus seisneb asjaolus, et kildtuumadel tuleb lähtetuumast väljumiseks ületada või läbida teatud potentsiaalbarjäär (võrdle α -lagunemisega, mille juhul α -osakesel tuleb tuumast väljumiseks läbida samuti potentsiaalbarjäär).

Kildtuumade vastastikuse mõjustuse potentsiaalset energiat $U(r)$ võime kujutada skemaatilisel joonisel 32 graafiku abil teatud parameetrist α sõltuvana. Parameeter α on juhul $\alpha > r_c$ (r_c - kildtuumade raadiuste summa) kildudevaheline kaugus; juhul $\alpha \leq r_c$ kirjeldab ta algtuumaa

deformatsiooni. Jooniselt 32 järgneb, et tuuma lõhestumine potentsiaalbarjääri ületamisega on võimalik siis, kui tuuma ergutusenergia ületab suuruse $U(r_c) - U(0)$, mida nimetatakse lõhestumise aktivatsioonienergiaks E_f .



Joon. 32.

Juhul, kui tuuma ergutusenergia on väiksem kui lõhestumise aktivatsioonienergia, on lõhestumine potentsiaalbarjääri läbimisega võimalik tunneliefekti abil. Sel viisil toimuvat lõhestumist nimetatakse spontaanseks lõhestumiseks.

Spontaanse lõhestumise avastasid 1940. a. nõukogude füüsikud Fljorov ja Petržak, kes leidsid et ${}_{92}\text{U}^{238}$ spontaansete lõhestumisele vastav poolestusperiood $T_f \approx 10^{16}$ a, mis ületab tunduvalt ${}_{92}\text{U}^{238}$ α -lagunemisele vastavat poolestusperioodi $T_\alpha = 4,5 \cdot 10^9$ a. Fakt $T_f \gg T_\alpha$ näitab, et spontaanse lõhestumise tõenäosus on võrratult väiksem kui α -lagunemise tõenäosus. See tulemus on hästi mõistetav tunneliefekti teooria põhjal (vt. valem 30.3)), sest suure massiga osakesel (nagu seda on kildtuum) on väga väike tõenäosus potentsiaalbarjääri läbimiseks.

Kuna spontaanse lõhestumise tõenäosus on väike, siis lõhestumisreaktsiooni praktiliseks teostamiseks energia saamise eesmärgil ei ole ta sobiv. Lõhestumisreaktsiooni praktiliseks teostamiseks tuleb tuumale anda lõhestumise aktivatsioonienergiat ületav ergutusenergia. Lõhestumise aktivatsioonienergiat ületav ergutusenergia. Lõhestumise aktivatsioonienergiat ületav ergutusenergia.

sioonienergia võib seejuures arvutada tilgamudeli alusel Bohri, Wheeleri ja Frenkeli arendatud teooria järgi:

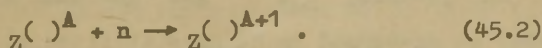
$$E_f \approx 0,18 A^{\frac{2}{3}} (5,2 - 0,117 \frac{Z^2}{A}) \text{ (MeV)} \quad (44.9)$$

§ 45. Lõhestumisreaktsioonide teostamise mitmesugused võimalused ja lõhestumisproduktid.

Esmalt selgitame § 44 tulemuste alusel eksperimentaalse fakti, et aeglaste neutronite toimel allub lõhestumisreaktsioonile ${}_{92}\text{U}^{235}$, mitte aga ${}_{92}\text{U}^{238}$. Selleks tuleb leida tekkinud kompaundtuumade ${}_{92}\text{U}^{236}$ ja ${}_{92}\text{U}^{239}$ ergutusenergiad ja võrrelda tulemusi lõhestumise aktivatsioonienergiatega. Kui kompaundtuuma ergutusenergia E^* ületab lõhestumise aktivatsioonienergia E_f , on lõhestumine võimalik¹:

$$E^* > E_f \quad (45.1)$$

Kui tuum $Z(A)^A$ haarab neutroni n tekib kompaundtuum $Z(A+1)^{A+1}$



Arvutame tekkinud kompaundtuuma ergutusenergia E^* . Rakenedes energiaväljaanduse seadust reaktsioonile (45.2), leiame

$$M(A, Z)c^2 + M_n c^2 + W_n = M(A+1, Z)c^2 + E^* \quad (45.3)$$

kus $M(A, Z)$ on tuuma $Z(A)^A$ mass, M_n - neutroni seisumass, c - valguse kiirus vaakumis, W_n - neutroni kineetiline energia. Avaldisest (45.3) arvutame

¹ Me jätame seejuures arvestamata vähe tõenäoise spontaanse lõhestumise.

$$E^* = W_n + S_n \quad (45.4)$$

kus S_n on vastavalt valemile (2.8) neutroni tuumast $Z(A+1)$ eemaldamise energia.

Arvestades valemit (45.4) omandab tingimus (45.1) kuju

tingimus
lõhestumiseks

$$W_n + S_n - E_f > 0 \quad (45.5)$$

Kasutades valemeid (2.8) ja (44.9) võime koostada tabeli:

Lähtetuum	Kumpaundtuum	Kumpaundtuuma		$S_n - E_f$ (MeV)
		S_n (MeV)	E_f (MeV)	
${}_{92}\text{U}^{235}$	${}_{92}\text{U}^{236}$	6,8	6,6	0,2
${}_{92}\text{U}^{238}$	${}_{92}\text{U}^{239}$	6	7	- 1

Selgitame kvalitatiivselt tabeli kolmanda ja neljanda veeru tulemused:

Et $S_n({}_{92}\text{U}^{236})$ ületab $S_n({}_{92}\text{U}^{239})$ on arusaadav, kuna ${}_{92}\text{U}^{236}$ on gg-tuum, ${}_{92}\text{U}^{239}$ aga gu-tuum. Kuid I peatükist on teada, et gg-tuumad on kõige stabiilsemad, mistõttu on neist raskem nukloneid eemaldada kui gu-tuumast.

Erinevus E_f -väärtuste vahel on samuti kvalitatiivselt mõistetav, kuna ${}_{92}\text{U}^{236}$ omab suuremat lõhestumisparameetrit kui ${}_{92}\text{U}^{239}$.

Tabeli viimane veerg koos valemiga (45.5) näitab, et ${}_{92}\text{U}^{235}$ võib lõhestumisreaktsiooni (n,f) esile kutsuda isegi selliste neutronitega, mille kineetiline energia võrdub nulliga. Praktiliselt väikseimat kineetilist energiat omavad

nn. soojuslikud neutronid, mis on termodünaamilises tasa-kaalus neid ümbritseva ainega ja omavad seetõttu keskmist kineetilist energiat $\frac{3}{2} kT$ (kus k - Boltzmanni konstant, T - absoluutne temperatuur). Toatemperatuuril on soojuslike neutronite keskmine kineetiline energia $\sim 4 \cdot 10^{-2}$ eV.

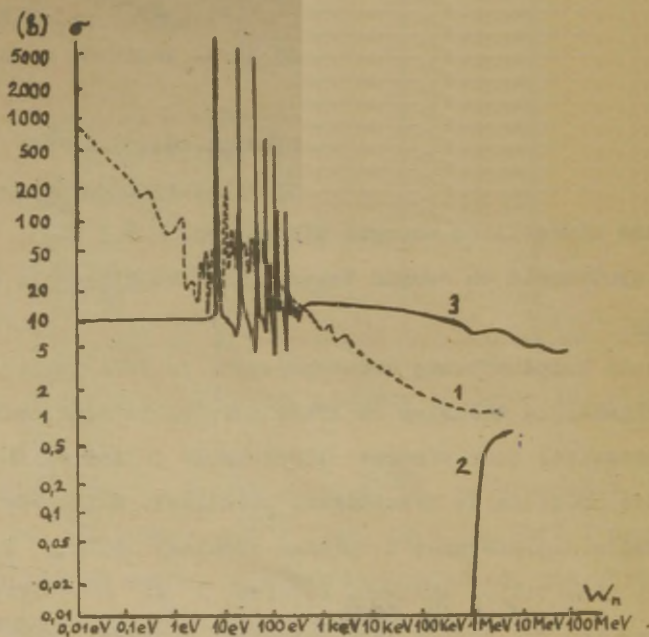
Soojuslike neutronite mõjul toimub lõhestusreaktsioon peale ${}_{92}\text{U}^{235}$ ka tuumadel ${}_{92}\text{U}^{233}$ ja ${}_{92}\text{Pu}^{239}$. See on mõistetav, kuna neutroni haaramise järel tekivad gg-tuumad ${}_{92}\text{U}^{234}$ ja ${}_{94}\text{Pu}^{240}$.

Tabeli viimane veerg koos valemiga (45.5) näitab, et ${}_{92}\text{U}^{238}$ võib lõhestumisreaktsiooni esile kutsuda neutronitega, mille kineetiline energia ületab vähemalt 1 MeV. Selliseid neutroneid on saanud tavaks nimetada kiireteks neut-
roniteks.

Peale kompaundtuuma ergutusenergia ja lõhestumise aktiivsioonienergia teadmise on lõhestumisreaktsiooni praktilisel teostamisel suur tähtsus lõhestumise ja sellega konkureerivate protsesside ristlõigete teadmisel. Meile edasiseks vajalikud mõõtmistulemused esitame joonisel 33, kus W_n on neutroni kineetiline energia. Kõverad 1 ja 2 esitavad lõhestumise (n,f) ristlõikeid vastavalt tuumadel ${}_{92}\text{U}^{235}$ ja ${}_{92}\text{U}^{238}$. Kõver 3 esitab tuumadel ${}_{92}\text{U}^{238}$ toimuvate kõikide protsesside ristlõigete summat. Viimati nimetatud ristlõikel on energiavahemikus $\sim (5-200)$ eV rida teravaid maksimume, mis on tingitud neutroni radiatsioonilisest haardest (n, γ).

Uraanituumade lõhestumisproduktide hulgas leidub kildtuumi massiarvude vahemikus $70 \leq A \leq 160$. Seejuures suurima

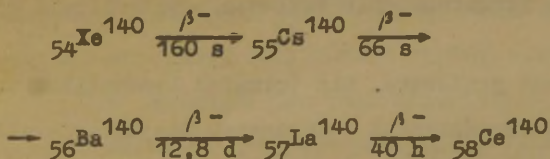
tõenäosusega toimub lõhestumine mittesümmeetrilisteks kildtuumadeks, mille masside suhe on $\sim 2/3$. Mittesümmeetriline lõhestumine on seotud tuuma kihilise struktuuriga, kuna kõige sagedamini esinevates lõhestumisproduktides on neutronite arvud (50 ja 82) maagilised arvud.



Joon. 33.

Lõhestumisproduktides on neutronite ja prootonite arvu suhe $N/Z \approx 1,6$, s. o. selline nagu algtuumas. Tegelikult aga kildtuumade massiarvude alas on tuumad stabiilsed siis, kui $N/Z \approx 1,4$. Seega esineb kildtuumades tendents suhte N/Z vähendamiseks. Üheks selliseks suhte N/Z vähendamise mee-

todiks on β^- -lagunemine, mis on seotud neutroni muundumisega prootoniks. Seetõttu annavad lõhestumisproduktid alguse teatud miniatuursele radioaktiivsele reale, milles on 4-5 liiget. Näiteks



(stabiilne), kus noolte alla on märgitud poolestusperioodid.

Peale β^- -lagunemise on võimalik kildtuumade suhet N/Z vähendada nn. retardeeritud neutronite kiirguse teel.

Täpsem analüüs näitas, et lõhestumisega seotud neutronid võib jaotada 2 gruppi: 1) "silmapilkseid" neutronid ($\sim 99\%$), mis eralduvad vahetult lõhestumisprotsessis, 2) retardeeritud neutronid ($\sim 1\%$), mis eralduvad tunduva hilinemisega (~ 1 s).

"Silmapilksete" neutronite teket võib kvalitatiivselt selgitada tilgamudeli abil. Kui toimub vedeliku tilga lõhestumine, siis peale kahe suurema tilga on võimalik ka väiksemate tilkade teke, mida võibki vastavusse seada neutronite kiirgumisega. "Silmapilkseid" neutronid on pideva spektriga (energiate järgi), kusjuures nende tõenäoline kineetiline energia on $\sim 0,7$ MeV.

Retarteeritud neutronite kiirgumist vaadeldakse Bohri ja Wheeleri järgi kui teatud uut liiki radioaktiivse lagunemise tulemust, mis saab võimalikuks siis, kui tuuma $Z(\)^A$ ergutusenergia¹ ületab neutroni eemaldamise energia sellest

¹ See tuum võib olla ergutatud seisundis seetõttu, et ta tekib kildtuuma β^- -lagunemise tulemusena.

tuumast. Retardeeritud neutronid on joonspektriga. Reegli-
na ei ületa nende kineetiline energia 0,5 MeV .

§ 46. Tuumareaktorid aeglastel neutronitel.

Vaatleme protsesse, mis toimuvad looduslikus uraani-
tükis ühe lõhestumisakti tulemusena. Seejuures eraldub 2-3
neutronit (§ 43), mille kineetiline energia reeglina ei üle-
ta 0,7 MeV (§ 45). Sellised neutronid võivad esile kutsuda
vaid lõhestumisreaktsiooni uraanis ${}_{92}\text{U}^{235}$. Kuna loodusli-
kus uraanis on ${}_{92}\text{U}^{235}$ 140 korda vähem kui ${}_{92}\text{U}^{238}$, siis
neutroni haaramise tõenäosused tuumade ${}_{92}\text{U}^{235}$ ja ${}_{92}\text{U}^{238}$
poolt saavad võrreldavateks vaid selle energia juures, mil-
lal neutroni haaramise ristlõige tuumadel ${}_{92}\text{U}^{235}$ saab ~140
korda suuremaks kui neutroni haaramise ristlõige ${}_{92}\text{U}^{238}$.
Nagu näitab joonis 33, tuleb selleks otstarbeks kasutada soo-
juslikke neutrone. Siit järgneb vajadus lõhestumisel eraldu-
nud neutronite aeglustamiseks. Neutronite aeglustamiseks on
otstarbekohane kasutada nende elastset hajumist tuumadel.
Maksimaalne neutroni energia kadu ΔW elastsel hajumisel
tuumal massiarvuga A avaldub valemiga (tõestada!)

$$\Delta W = \frac{4AW}{(A+1)^2} , \quad (46.1)$$

kus W on kineetiline energia enne hajumist. Loomulik oleks
arvata, et aeglustamiseks võib kasutada uraani tuumi. Kuid
see ei ole otstarbekohane järgmistel kaalutlustel. Avaldis
(46.1) näitab, et rasketel tuumadel (nagu seda on uraan) kao-

tavad neutronid oma energiat väikeste portsjonite kaupa. Niisiis neutronite kineetilisel energial on praktiliselt pidev väärtus, mistõttu on väga tõenäoline, et nimetatud energia satub vahemikku 5-200 eV (vt. joon. 33), kus on neutroni haaramise ristlõige ${}_{92}\text{U}^{238}$ poolt eriti suur. Seega selline neutron läheb, piltlikult öeldes, lõhestumise jaoks kaduma. Et vähendada neutroni kineetilise energia sattumist eespool mainitud ohtlikku vahemikku, tuleb aeglustamine korraldada nii, et neutron annaks oma energiat ära suurte portsjonite kaupa. Nüüd on neutroni energial diskreetsed väärtused, mis erinevad üksteisest tunduvalt. Seega on võimalik, et neutroni kineetiline energia ei satu vahemikku (5-200) eV. Nagu näitab avaldis (46.1), neutronite aeglustumist saab eriti efektiivselt esile kutsuda elastse hajumisega kergetel tuumadel. Selleks otstarbeks kasutatavat ainet nimetatakse aeglustajaks e. moderaatoriks. Kõige efektiivsemalt toimub aeglustamine prootonitel, kuid see ei ole otstarbekohane, kuna neutronite haaramise ristlõige prootonite poolt on suur. Seetõttu osutub praktiliselt parimaks aeglustajaks deuteerium, mida kasutatakse raske vee kujul (D_2O). Kuid raske vee kalliduse tõttu leiab sageli aeglustajana kasutamist süsinik grafiidi kujul, mida on suurtes kogustes võrratult lihtsam saada kui rasket vett.

Ahelreaktsiooni tähtsaks karakteristikuks on neutronite paljunemise koefitsient k , mille all mõeldakse ahelreaktsiooni antud lülis eksisteerivate neutronite arvu suhet neutronite arvusse eelnevas lülis. Kui $k > 1$, siis areneb ahelreaktsioon edasi; kui $k < 1$, siis ahelreaktsioon kustub.

Süsteeme, millel $k = 1$, nimetatakse kriitilisteks;
 süsteeme, millel $k > 1$, nimetatakse ülekritilisteks;
 millel $k < 1$, alakriitilisteks.

Vaatleme, millistest faktoritest sõltub neutronite paljunemise koefitsient. Esmalt käsitleme seda probleemi lõpmatu suurte möödetega süsteemi juhul, mistõttu ei ole tarvidust arvestada neutronite väljumist süsteemist. Olgu uraani ja aeglustaja segus n_0 soojuslikku neutronit satunud uraani isotoopide hulka. Siis tõenäosus selleks, et nimetatud neutron kutsuks esile lõhestumise, on

a tuumaga tuumade arv + aeglustaja
kuus
1) 11 (2000)

$$\delta = \frac{n_1 \sigma_{nf}^{(1)}}{n_1 \sigma_{nf}^{(1)} + n_1 \sigma_{n\gamma}^{(1)} + n_2 \sigma_{n\gamma}^{(2)}}, \quad (46.2)$$

kus indeksid 1 ja 2 iseloomustavad vastavalt tuumi ${}_{92}\text{U}^{235}$ ja ${}_{92}\text{U}^{238}$, n - tuumade arv ruumalaühikus, σ - ristlõige. Kui lõhestumisaktis tekib ν ($=2-3$) neutronit, siis lõhestumise järel saame üldiselt $n_0 \nu \delta = \eta n_0$ mittesoojuslikku neutronit. Osa neist võib esile kutsuda nii ${}_{92}\text{U}^{235}$ kui ka ${}_{92}\text{U}^{238}$ lõhestumise. Seega aeglustatavate mittesoojuslike neutronite arv ei ole ηn_0 , vaid sellest teatud teguri ξ korda suurem: $\xi \eta n_0$. Tähistame p -ga tõenäosuse, et neutroni kineetiline energia ei satuks aeglustamisel ohtlikku vahemikku (5-200) eV. Seega saame $\eta \xi p n_0$ soojuslikku neutronit, kuna $\eta \xi (1-p)n_0$ neutronit neeldub (n, γ) reaktsiooni tõttu tuumadel ${}_{92}\text{U}^{238}$. Edasi olgu f tõenäosus selleks, et soojuslik neutron satuks uraani ja aeglustaja segus uraani isotoopide hulka:

$$f = \frac{n_U \sigma_U}{n_U \sigma_U + n_m \sigma_m}, \quad (46.3)$$

kus U - uraan, m - aeglustaja; σ - soojuslike neutronite neelamise ristlõige. Niisiis uraani isotoopide hulka satub $\eta \epsilon p f n_0$ soojuslikku neutronit. Uraani isotoopide hulka sattunud soojuslike neutronitega me alustasime käesolevat analüüsi; seega neutronite paljunemise koefitsient k_{∞} lõpmata suurte mõõdetega süsteemis avaldub kujul

$$k_{\infty} = \eta \epsilon p f. \quad (46.4)$$

Lõplike mõõdetega süsteemi juhul tuleb neutronite paljunemiskoeffitsiendi k saamiseks äsja tuletatud suurust k_{∞} korrutada tõenäosusega α selleks, et neutron ei väljuks süsteemist:

$$k = k_{\infty} \alpha = \alpha \eta \epsilon p f. \quad (46.5)$$

On ilmne, et süsteemi mõõdete kasvuga kasvab ka suurus α . Seega väärtuse $k = 1$ saavutamiseks peavad süsteemi mõõtmed ületama teatud väärtusi, mida nimetatakse kriitilisteks väärtusteks. Kriitilisi mõõtmeid võib vähendada kui ümbritseva süsteemi ainega, millel on väike ristlõige neutronite neelamiseks, kuid suur ristlõige hajumiseks. Sellist ainet nimetatakse neutronite peegeldajaks. Praktiliselt kasutatakse peegeldajana grafiiti ja berülliumi.

Kui on saavutatud $k > 1$, tekib intensiivne ahelreaktsiooni areng, mille tulemusena eraldub hulgaliselt energiat, eriti soojuse kujul. Sellega seoses võib tekkida mittesoovi-

tav reaktori ülekuumenemine, mis viib suuruse k vähenemisele. Põhjus seisneb asjaolus, et reaktori temperatuuri tõusmisega suurenes soojusliku neutroni energia, mistõttu aga väheneb tõenäosus p . Sellest tingituna tuleb reaktori töö reguleerimiseks pärast seda, kui saavutati väärtus $k > 1$, tagasi minna väärtusele $k = 1$. Niisugune reguleerimine on praktiliselt võimalik tänu kaadmiumvarrastele¹, mida nihutatakse sissepoole. Kuid kaadmiumvarraste nihutamiseks kulub kindel lõplik ajavahemik. Kui neutronite arvu kasvu oleksid määranud ainult "silmapilksed" neutronid, oleks reaktori reguleerimine varraste liigutamise abil raske. Retardeeritud neutronite olemasolu aga võimaldab reguleerimist kergendada. Seda on võimalik seletada järgmiselt. Neutronite paljunemiskoeffitsienti k võime vaadelda koosnevana summast

$$k = \beta k + (1 - \beta)k, \quad (46.6)$$

kus β on osa, mida retardeeritud neutronid moodustavad kõikide lõhestumisega seotud neutronite hulgas. Seega avaldises (46.6) suurust βk võib vaadelda kui paljunemiskoeffitsienti, mis on tingitud retardeeritud neutronitest ja $(1 - \beta)k$ kui paljunemiskoeffitsienti, mis on tingitud "silmapilksetest" neutronitest. Reguleerimise hõlbustamiseks tuleb reaktor konstrueerida nii, et ilma retardeeritud neutronita oleks süsteem alakriitiline ja et ainult tänu

¹ Meenutame, et neutronite neelamise ristlõige on kaadmiumil väga suur.

retardeeritud neutronite olemasolule muutuks süsteem üle-
kriitiliseks. Niisiis tuleks rahuldada kaks võrratust,

$$\begin{aligned} (1 - \beta)k &< 1, \\ k &> 1, \end{aligned} \quad (46.7)$$

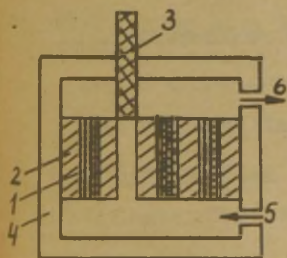
millest järgneb, et paljunemiskoefitsient k peab olema vahemikus

$$1 < k < 1 + \beta, \quad (46.8)$$

kus on arvestatud β väiksust. Seega reguleerimise hõlbustamiseks peab neutronite paljunemiskoefitsient jääma väiksemaks kui $1 + \beta \approx 1,01$.

Tuumareaktorid aeglastel neutronitel jaotatakse kahte rühma: 1) heterogeensed, 2) homogeensed. Heterogeensetes reaktorites paikneb uraan plokkide kujul aeglustaja vahel, homogeensetes reaktorites uraan või tema ühendid on ühtlaselt jaotatud aeglustaja ruumalas.

Heterogeense reaktori skeem on esitatud joonisel 34, millel 1 - on uraani plokk, 2 - grafiidi plokk, 3 -



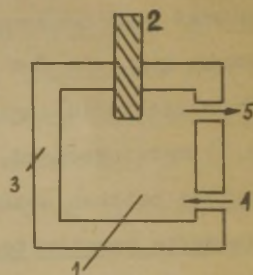
Joon. 34.

kaadmiumvarras, 4 - peegeldaja, 5 ja 6 - vastavalt jahutusvedeliku sisenemise ja väljumisava. Peegeldajaga ümbritsetud ruumala nimetatakse reaktori aktiivseks tsooniks. Kuna aktiivset tsooni läbib jahutusvedelik on radioaktiivne (lõhestumisproduktide lahustumise tõttu temas),

ei saa seda vahetult kasutada. Seetõttu annab see vedelik oma soojuse sekundaarsele kontuurile, mille soojust kasutatakse tavalisel viisil (näit. elektrienergia tootmiseks). Näiteks maailma esimeses aatomielektrijaamas (NSVL Obninski linn), mille võimsus on $3 \cdot 10^4$ kW, kasutatakse heterogeenset reaktorit.

2) Homogeense reaktori skeem on esitatud joonisel 35. Siin 1 - vedelik aktiivses tsoonis, 2 - kaadmium-

varras, 3 - peegeldaja, 4 ja 5 - vedeliku sisenemis- ja väljumisava. Vedelik 1 täidab homogeenses reaktoris kolme funktsiooni: 1) on tuumakütuseks (sisaldab lõhestuvaid aineid), 2) on aeglustajaks, 3) on jahutusvedelikuks. Nagu heterogeenseski reaktoris an-



Joon. 35.

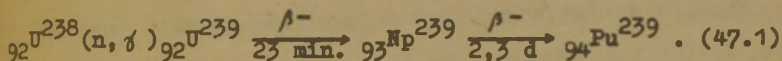
nab vedelik oma soojuse sekundaarsele kontuurile edasise tarbimise otstarbeks.

Peale energia allikate kasutatakse reaktoreid neutronite allikatena kahel otstarbel: 1) neutronite difraktsiooni praktiliseks kasutamiseks materjalide uurimisel. Niisugust analüüsi meetodit nimetatakse neutronograafiliseks; 2) tehisradioaktiivsete isotoopide tootmiseks.

§ 47. Tuumareaktorid kiiretel neutronitel.

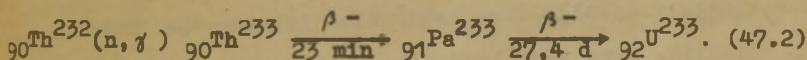
1. Produtseerivad reaktorid.

Eelmises §-s vaatlesime neutroni radiatsioonilist haaret tuumadel ${}_{92}\text{U}^{238}$ kui kahjulikku protsessi, mis võib tekitada ahelreaktsiooni kustumise. Kuid siiski reaktsioon (n, γ) tuumadel ${}_{92}\text{U}^{238}$ on ka praktilise tähtsusega, mis seisneb selles, et tema abil saab toota uut aeglaste neutronite mõjul lõhestuvat ainet ${}_{94}\text{Pu}^{239}$:

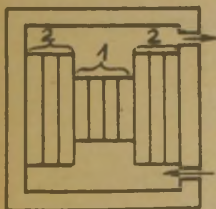


Muundumine (47.1) on praktiliselt eriti väärtuslik seetõttu, et tekkinud plutooniumi saab keemiliste meetoditega lihtsalt eraldada uraanist.

Analoogilisel viisil on võimalik toota aeglaste neutronite mõjul lõhestuvat ${}_{92}\text{U}^{233}$



Muundumisi (47.1) ja (47.2) kasutatakse produtseerivates reaktorites uute lõhestuvate ainete tootmisel. Produ-



Joon. 36.

seeriva reaktori skeem on esitatud joonisel 36. Aktiivne tsoon 1 koosneb uraanist, mida on tunduvalt rikastatud isoobiga ${}_{92}\text{U}^{235}$. Selline rikastamine on vajalik järgmistel kaalutlustel. Muundumised (47.1) ja (47.2) toimuvad suure tõenäosusega siis, kui neutronitel on mitte-

soojuslik energia (vrd. joon. 33, §45). Kuid nende muundumiste teostamiseks kasutatakse neutroneid, mis tekivad peamiselt reaktsiooni (nf) tõttu uraanil ${}_{92}\text{U}^{235}$. Seega ülaltoodud nõue efektiivseks lõhestuvate ainete tootmiseks vähendab suurst σ_{nf} uraanil ${}_{92}\text{U}^{235}$. Et aga neutronite paljunemiskoeffitsienti k hoida enam-vähem endisel tasemel¹, tuleb avaldises (46.2) suurendada suurst n_1 , mis tähendab ${}_{92}\text{U}^{235}$ kontsentratsiooni tõusu, s. o. loodusliku uraani rikastamist uraaniga ${}_{92}\text{U}^{235}$.

Niisiis öeldut kokku võttes järeldub, et aktiivne tsoon töötab kui tuumareaktor kiiretel neutronitel. Aeglustajat selles reaktoris ei ole tarvis.

Produtseeriv tsoon 2 koosneb kas loodusliku uraani või tooriumi plokkidest, mis võimaldavad vastavalt muundumiste (47.1) või (47.2) teket.

Produtseerivates reaktorites kasutatakse jahutusvedelikuna vedelaid metalle. Vee kasutamine jahutusvedelikuna ei ole võimalik, kuna tema koosseisu kuuluvad kerged tuumad toimivad aeglustajatena, mistõttu väheneb muundumiste (47.1) ja (47.2) ristlõige. Vedelatest metallidest kasutatakse jahutusvedelikuna naatriumi ja kaaliumi. Elavhõbedat seevastu ei sobi kasutada jahutusvedelikuna, kuna tal on suur ristlõige neutronite neelamiseks.

¹ k vähenemine ei ole soovitatav, sest siis väheneks muundumisi (47.1) ja (47.2) esilekutsuvate neutronite arv.

2. Aatomipomm.

Aatomipomm kujutab endast tuumareaktorit kiiretel neutronitel, kus toimub mittereguleeritav ahelreaktsioon. Et ahelreaktsioon saaks toimuda kiiretel neutronitel, peab punkti a tulemuste põhjal kasutama tunduvalt ${}_{92}\text{U}^{235}$ -ga rikastatud uraani, või produtseerivas reaktoris toodetud ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ja ${}_{92}\text{U}^{233}$. Aatomipommis paigutatakse teineteisest teatud kaugusele kaks või enam ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ või ${}_{92}\text{U}^{233}$ tükki, millest igaüks moodustab alakriitilise süsteemi, mis on küllalt lähedane kriitilisele süsteemile. Põhmi lõhkemiseks viiakse tavalise lõhkeaine abil nimetatud tükkid kokkupuutesse, millest tingituna moodustub kiiresti üle-kriitiline süsteem. Seetõttu eraldub suur energiahulk lühikese aja jooksul väikeses ruumalas, mistõttu temperatuur tõuseb $\sim 10^6$ kraadini, rõhk $\sim 10^9$ atmosfäärini. Nii tekib nn. aatomiplahvatus, mille kahjustav toime on kolme liiki: 1) lööklaine, 2) intensiivne valguskiirgus, 3) nn. läbiv kiirgus, mis sisuliselt on radioaktiivne kiirgus.

Aatomipõhmi võimsust väljendatakse nn. trotüülekviivalentides, mille all mõeldakse trotüüli hulka, mille plahvatamisel eraldab samapalju energiat kui aatomipõhmi plahvatamisel. Aatomipõhmade trotüülekviivalendid on $\sim (10^4-10^5)$ tonni.

§ 48. Termotuumareaktsioonid.

Termotuumareaktsioonide uurimine osutus seotuks Päikese ja teiste tähtede energia allikate uurimisega. Seoses sellega on otstarbekohane vaadelda koos järgmisi fakte:

1. Spektraalanalüüs näitas, et tähed koosnevad peamiselt vesinikust ($\sim 85\%$) ja heeliumist ($\sim 15\%$).

2. I peatükist on teada, et kergete tuumade ühinemisel (sünteesireaktsioon) eraldub energiat.

Neid andmeid arvestades on loomulik oletada, et Päikesel ja tähtedel toimub eksotermiline sünteesireaktsioon, mille tulemusena vesinik muundub heeliumiks. Tähtedel saab see sünteesireaktsioon võimalikuks tänu sellele, et seal eksisteeriva kõrge temperatuuri ($10^6 - 10^7 \text{°K}$) tõttu on kergetel tuumadel selline kiirus, mille juures potentsiaalbarjääri läbimine on võrratult tõenäolisem kui tavalistes tingimustes. Kõrge temperatuuri juures koosneb aine paljastest tuumadest ja elektronidest (niisugust omapärast elektron-
nukleaarset gaasi nimetatakse plasmaks). Seetõttu erinevalt tavalistest tingimustest ei kuluta tuumad plasmas oma energiat keskkonna aatomite või molekulide ioniseerimiseks. Absoluutsel temperatuuril $T = 10^7 \text{°K}$ tuuma keskmine kineetiline energia on $\frac{3}{2}kT \approx 1 \text{ keV}$. Arvutused näitavad, et selline keskmine kineetiline energia (Maxwelli jaotuse järgi esineb aga tuumi, mille energia ületab tunduvalt keskmist energiat) on küllaldane selleks, et potentsiaalbarjääri ($\sim 1 \text{ MeV}$) läbimine saab eksperimentaalselt märgatavaks efektiks. Sellest tingituna osutubki sünteesireaktsioon võimalikuks. Sünteesireaktsiooni tulemusena eralduv energia osutub küllaldaseks selleks, et säiliks kõrge temperatuur. Seega toimuvad sünteesireaktsioonid iseenesest tänu kõrgele temperatuurile, mistõttu neid reaktsioone nimetatakse termotuumareaktsioonideks.

Selleks, et seletada energia allikat Päikesel ja teistel tähtedel, oletatakse, et toimub teatud tsükkel termotuumareaktsioone, mille lõpptulemusena muundub vesinik heeliumiks. Nende reaktsioonide arvutamisel kasutatakse seejuures maapealsetes tingimustes saadud ristlõigete ekstrapoleerimist. Arvutustulemuste õigsuse kriteeriumiks on aga kooskõla astronoomiliste vaatlusandmetega.

Nii on välja töötatud kaks üldtunnustatud reaktsioonide tsükli: 1) prooton-prootontsükkel, 2) süsinik-lämmastik-tsükkel e. Bethe tsükkel. Esitame tähtsamad andmed nende tsükli kohta tabeli kujul.

Reaktsioon	Soojuslik efekt (MeV)	Keskmine toimumise aeg
<u>Prooton-prootontsükkel:</u>		
${}_1\text{H}^1 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_1\text{D}^2 + \beta^+ + \nu$	0,43	$1,4 \cdot 10^{10}$ a
${}_1\text{D}^2 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + \gamma$	5,50	5,7 s
${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + 2{}_1\text{H}^1$	12,89	10^6 a
<u>Tsükli lõpptulemus</u>		
$4{}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + 2\beta^+ + 2\nu + 2\gamma$	$2(0,43+5,50) + 12,89 = 24,75$	$1,4 \cdot 10^{10}$ a

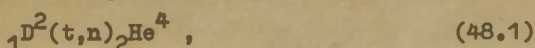
Reaktsioon	Soojuslik efekt (MeV)	Keskmine toimumise aeg
<u>Süsinik-13 tsükkel</u>		
$6\text{C}^{12} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_7\text{N}^{13} + \gamma$	1,95	$1,3 \cdot 10^7$ a
${}_7\text{N}^{13} \rightarrow 6\text{C}^{13} + \beta^+ + \gamma$	1,20	14 min.
$6\text{C}^{13} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_7\text{N}^{14} + \gamma$	7,62	$2,7 \cdot 10^6$ a
${}_7\text{N}^{14} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow 8\text{O}^{15} + \gamma$	7,34	$3,2 \cdot 10^8$ a
$8\text{O}^{15} \rightarrow {}_7\text{N}^{15} + \beta^+ + \nu$	1,68	3 min.
${}_7\text{N}^{15} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow 2\text{He}^4 + 6\text{C}^{12}$	4,96	10^5 a
<u>Tsükli lõpptulemus</u>		
$4{}_1\text{H}^1 \rightarrow 2\text{He}^4 + 2\beta^+ + 2\nu + 3\gamma$	24,75	$3,3 \cdot 10^8$ a

Mõlema tsükli soojuslik efekt on loomulikult sama, sest tsükli lõpptulemused sisaldavad samade seisumassidega osakesi. Erinevus on vaid tsükli toimumise ajas. Võrdlus katseandmetega näitab, et Päikesel ja teistel vähe heledatel tähtedel leiab aset prooton-prootontsükkel, Päikesest heledamatel tähtedel aga Bethe tsükkel.

On otstarbekohane võrrelda lõhestumisreaktsioonis ja sünteesireaktsioonide tsükli lõpptulemusel ühe nukloni kohta eralduvat energiat. Uraani tuuma lõhestumisel eralduv ~ 200 MeV, seega veidi vähem kui 1 MeV reaktsioonist osavõtva nukloni kohta. Sünteesireaktsioonide tsükli lõpptule-

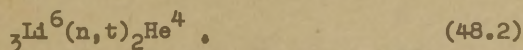
museks eraldub 24,75 MeV, seega ~6 MeV nukloni kohta. Niisiis lähteaine sama massi juhul eraldub sünteesireaktsiooni tsükli tulemusena tunduvalt enam energiat kui lõhestumisreaktsioonis. Sellega on mõisteta ka eriline huvi, mida tuntakse sünteesireaktsiooni teostumise vastu maapealsetes tingimustes.

Maapealsetes tingimustes õnnestus esmakordselt luua termotuumareaktsioonideks vajalikku kõrget temperatuuri aatomipommi plahvatusega, milles ~10⁻⁶ s vältel eksisteerib temperatuur ~10⁶ K. Seetõttu termotuumareaktsioonide teostamiseks aatomipommi plahvatuse kaasabil tuleb valida sellised reaktsioonid, mille toimumise aeg ei ületa ~10⁻⁶ s. Siit järgneb, et lihtsalt kahe prootoni sünteesireaktsioon (on prooton-prootontsükli esimene reaktsioon) selleks otstarbeks ei kõlba. Analüüs näitas, et termotuumareaktsioonide tsükli saab aatomipommi plahvatuse kaasabil alustada reaktsiooniga



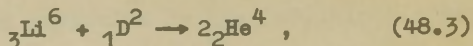
millel on väikseim seni tuntud toimumisaeg (~10⁻⁵ s). Seega sünteesireaktsioonide abil teostatavaks plahvatuseks on tingimata vajalik vesiniku isotoopide olemasolu, sellest ka nimetus: vesinikupomm.

Reaktsiooni (48.1) teostamiseks vajalik tritium saadakse aatomipommi plahvatusel tekkinud neutronite kaasabil reaktsiooniga



Reaktsioonideks (48.1) ja (48.2) vajalik deuteerium ja liitium paigutatakse vesinikupommi liitiumdeuteriidi kujul.

Reaktsiooni (48.1), mille soojuslik efekt $Q =$
 $= 17,6 \text{ MeV}$, toimumise tulemusena tõuseb temperatuur
 $\sim 10^8 \text{ }^\circ \text{K}$, mistõttu saab võimalikuks reaktsioon



mis oma soojusliku efektiga $Q = 22,4 \text{ MeV}$ veelgi enam suurendab pommi kahjustavat toimet. Pommi võimsust võib veelgi suurendada, lisades pommi koostisse ${}_{92}\text{U}^{238}$, mis lõhestub reaktsioonil (48.1) tekkinud kiirete neutronite mõjul.

Vesinikupommi võimsust ei piira kriitiliste mõõdete olemasolu. Seetõttu on vesinikupommide trotüülekviivalendid ($\sim 10^7 \text{ t}$) võrratult suuremad kui aatomipommil.

Peale vesinikupommi uurimise toimub kaasajal intensiivne uurimistöö juhitavate termotuumareaktsioonide teostamiseks laboratoorses tingimustes. Sellel probleemil on suur praktiline tähtsus, sest praeguseid maapealsete energiaallikate varusid (kaasa arvatud lõhestuvaid aineid) jätkub vaid veel kaheks sajandiks.

V p e a t ü k k .

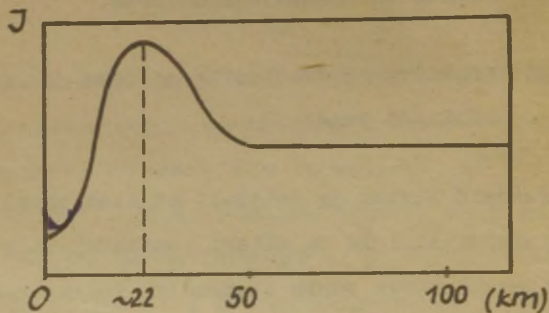
KOSMILINE KIIRGUS JA ELEMENTAAROSAKESSED.

§ 49. Kosmilise kiirguse avastamine ja tema mõningad omadused.

1901. a. leidsid Elster ja Geistel, et ilma tavaliselt nähtava ionisatsiooniallikata on siiski ionisatsioonikambriis täheldatav teatud nõrga voolu olemasolu. Voolu tugevus vähenes küll ionisatsioonikambri ümbritsemisel seatinaplokkidega, kuid säilitas ikkagi mõõdetava suuruse. Nimetatud ionisatsioonivool arvati olevat põhjustatud radioaktiivsetest ainetest, mis kuuluvad maakoore koostisse. Selle hüpoteesi kontrollimiseks korraldati katseid loendajate viimise- ga suurtele kõrgustele maapinnast. Hüpoteesi õigsuse juhul peaks voolu tugevus loendajas monotoonselt kahanema kõrguse- ga maapinnast. 1911. - 1919. a. Hessi korraldatud katsed näitasid, et tõepoolest kuni kõrguseni ~ 1 km väheneb voolu tugevus ionisatsioonikambriis, kuid seejärel tekib voolu tugevuse kasv ja 5 km kõrgusel on voolu tugevus ~ 3 korda suurem kui maapinnal. Sellest katsest tuli teha järeldus, et voolu ionisatsioonikambriis tekitab uut liiki kiirgus, millel puudub maapealne päritolu. Seetõttu ka nimetus: kos- miline kiirgus.

Joonisel 37 esitame ionisatsioonivoolu tugevuse J sõltuvana ionisatsioonikambri kõrgusest h maapinnast. Voolu tugevus on maksimaalse väärtusega ~ 22 km kõrgusel maa-

pinnast, kõrguse edasisel kasvamisel kahaneb voolu tugevus teatud väärtuseni, millest alates jääb konstantseks kõrgustel, mis ületavad ~ 50 km. Konstantse voolu tugevus (kui



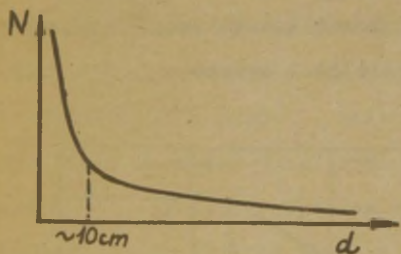
Joon. 37.

$h \geq 50$ km) on põhjustatud vahetult maailmaruumist tulnud kiirgusest, mida nimetatakse primaarseks kosmiliseks kiirguseks. Voolu tugevuse maksimum ~ 22 km kõrgusel on tingitud aga nn. sekundaarsest kosmisest kiirgusest, mis tekib primaarse kosmilise kiirguse poolt maakera atmosfääris esilekutsutud protsesside tulemusena.

Seoses kosmilise kiirgusega tekib loomulikult küsimus: millisest suunast tuleb maapinnale see kiirgus. Küsimusele leiti vastus kosmiliste kiirte "teleskoope" (§ 15) kasutades. Mõõtmisi teostati erinevatel aastaaegadel ja ööpäevas erinevatel kellaaegadel. Tulemusena osutus, et suure täpsusega kosmilise kiirguse intensiivsus ei sõltu suunast, kuhu oli suunatud kosmiline teleskoop. Sellist kosmilise kiirguse intensiivsuse sõltumatust suunast nimetatakse isotroopsuseks.

Kosmilise kiirguse isotroopsus paneb ranged piirid kosmilise kiirguse päritolu teooriatele. Näiteks ei ole mingit alust väita, et kogu kosmiline kiirgus tuleb maapinnale Päikeselt. Tõsi küll, teatud väikesed kosmilise kiirguse intensiivsuse variatsioonid on seotud Päikesel toimuvate protsessidega, kuid valdav enamus kosmisest kiirgusest on ruumis jaotatud isotroopselt.

Kosmilise kiirguse edasisel uurimisel osutus tähtsaks sekundaarse kiirguse jaotamine kaheks komponendiks: nn. pehmeks ja kalgiks komponendiks. Jaotus toodi sisse järgmise eksperimentaalse meetodika abil. Kahe koointsidentskeemi lülitatud loendaja vahele asetati seatinaplokk paksusega d . Koointsidentskeemi töötamise fakt näitab seejuures, et osake läbis seatinaplaati. Koointsidentide arvu N sõltuvus plaadi paksusest d on kujutatud joonisel 38 graafiku abil.



Joon. 38.

Saadud tulemus näitab, et sekundaarset kosmilist kiirgust võib vaadelda koosnevana kahest komponendist: 1) pehmest komponendist, mis neeldub ~ 10 cm paksuses seatinaplokkis;

2) kalgist komponendist, mis on suuteline ~ 10 cm paksust seatinaplaati läbima. Selle komponendi neeldumine ei sõltu eriti tunduval määral plaadi paksusest.

§ 50. Kosmilise kiirguse geomagnetilised efektid.

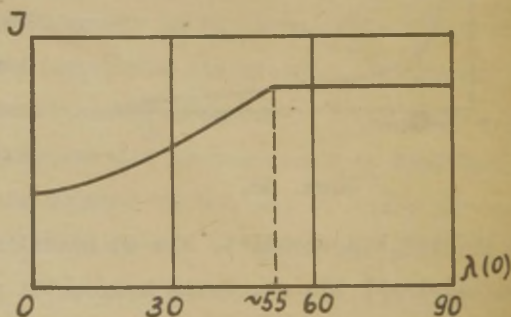
Mitmesuguseid nähtusi, mis on põhjustatud Maa magnetvälja mõjust primaarsele kosmilisele kiirgusele, nimetatakse kosmilise kiirguse geomagnetilisteks efektideks. Kuna magnetväli mõjub ainult elektriliselt laetud osakestele, siis geomagnetiliste efektide olemasolu näitab, et primaarse kosmilise kiirguse koostisse kuuluvad laetud osakesed. Siin vaatleme vaid kaht tähtsamat geomagnetilist efekti.

1. Laiuse efekt.

Kosmilise kiirguse intensiivsus Maa erinevates punktides osutus erinevaks, kusjuures samaintensiivsusejooned lan-
gesid hästi kokku geomagnetiliste samalaiusejoontega. Kosmi-
lise kiirguse intensiivsuse sõltuvust geomagnetilisest lai-
usest nimetataksegi laiuse efektiks. Laiuse efekti illustree-
rivalt jooniselt 39 näeme, et kosmilise kiirguse intensiiv-
sus J on minimaalne geomagnetilisel ekvaatoril ($\lambda = 0$),

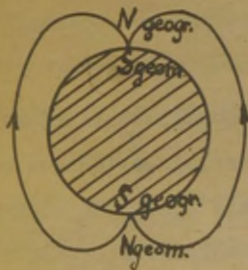
ja kasvab seejä-
rel kuni laiuse
 $\lambda = 55^\circ$ saavuta-
miseni, mille jä-
rel muutub kons-
tantseks.

Laiuse efekt
vihjab sellele, et
Maa magnetväli mõ-
jub primaarsele kos-
milisele kiirgusele



Joon. 39.

nii, et tema koosseisu kuuluvad teatud osakesed ei ole võimalised tungima väiksemate geomagnetiliste laiuste piirkonda. See on hästi mõistetav, kui arvestada Maakera magnetvälja tungjoonte kuju (joon. 40). Jooniselt näeme, et poolustele saavad tungida kui tahes väikese energiaga osakesed, sest siin saab osakese liikumise suund samasuunaliseks või -sihiliseks Maa magnetvälja tugevuse vektoriga. Teoreetiline käsitus näitab, et geomagnetilisele laiusele λ tungimiseks peab osakese energia ületama suurust



Joon. 40.

$$E_{\lambda} \approx 15 Z \cos^4 \lambda \text{ (GeV) ,} \quad (50.1)$$

kus Z on osakese laengu absoluutväärtus, mis on mõõdetud elementaarlaengu ühikutes. Valemi (50.1) tuletamisel lähtutakse Newtoni II seadusest, milles mõjuva tungi avaldises (antud juhul Lorentzi tung) suuruse \vec{H} all mõeldakse Maa magnetvälja tugevust, vaadeldes viimast magnetilise dipooli väljatugevusena. Sellise teooria töötas 1930. a. välja Störmer.

Asjaolu, et kosmilise kiirguse intensiivsus on konstantne juhul, kui $\lambda \geq 55^\circ$, on hästi interpreteeritav valemi (50.1) abil, mis näitab, et primaarse kosmilise kiirguse koostises puuduvad osakesed, mille energia on väiksem kui E_{55° . (Vastasel korral oleksid need osakesed suutelised

tungima laiustele $\lambda \gg 55^\circ$ ja seega suurendama kosmilise kiirguse intensiivsust pooluste lähedal). Võttes $Z = 1$, leiame valemist (50.1) $E_{55^\circ} \approx 15 \cdot \cos^4 55^\circ \approx 1 \text{ GeV}$. Nii siis primaarse kosmilise kiirguse koostisse kuuluvad eriti suure energiaga ($\gg 1 \text{ GeV}$) osakesed.

2. Ida-lääneefekt.

Ida-lääneefekt seisneb selles, et kosmilise kiirguse intensiivsus, mis saabub maapealsele vaatlejale lääne suunast, ületab tunduvalt intensiivsuse, mis tuleb ida suunast.

Ida-lääneefekt võimaldab järgmist tõlgendust. Vasaku käe reegli järgi maailmaruumist Maa poole liikuv positiivne laeng kaldub itta (vt. joon. 40). Seetõttu maapealsele vaatlejale näib, et see laeng saabub Maale läänest. Analoo-giliselt võib veenduda, et negatiivse laenguga osake tuleb Maa peale idast. Ida-lääneefekti olemasolu näitab sellise käsitluse alusel, et valdav osa primaarse kosmilise kiirguse osakestest on positiivse elektrilaenguga.

§ 51. Primaarse kosmilise kiirguse koostis.

Laiuse efekt näitab, et primaarse kosmilise kiirguse koostisse kuuluvad laetud osakesed. Ida-lääneefekti järgi on need osakesed valdavas enamuses laetud positiivselt. Veelgi enam väärtuslikke andmeid primaarse kosmilise kiirguse kohta andis foto-emulsioonmeetodi kasutuselevõtt laetud osakeste registreerimiseks. Fotoemulsioonides, mis olid viidud suurtele kõrgustele, avastati peale "peente" jälgede

(need kuuluvad prootonitele) veel märgataval hulgal "rasvasemaid" jälgi, mis kuuluvad raskematele tuumadele, sest laetud osakese ionisatsioonilised energiakaod on võrdelised tema laengu ruuduga (vt. valem (9.2)). Sellise analüüsiga tehti kindlaks, et primaarse kosmilise kiirguse koostisse kuuluvad tuumad võib jaotada järgmistesse gruppidesse, mille karakteristikud on esitatud tabeli kujul:

Tuumade grupi nimetus	Gruppi kuuluvate tuumade järjekorranumber Z	Grupi keskmine massiarv A	1 m ² pinnale sterdiaani suurusest ruuminurgast 1 s jooksul langevate tuumade arv
P	1	1	1300
α	2	4	88
L	3-5	10	1,9
M	6-9	14	5,6
H	≥ 10	31	2,5
VH	≥ 20	51	0,7

Peale selle esineb primaarse kosmilise kiirguse koostises vähesel määral elektrone ja positrone (~1 %).

Fotoemulsioonmeetodi kasutamine võimaldas eksperimentaalselt määrata ka primaarse kosmilise kiirguse osakeste jaotusfunktsiooni $N(E)$ energiatega E järgi:

$$N(E) = \frac{B}{E^\gamma}, \quad (51.1)$$

kus B ja γ on konstandid ($\gamma = 2,5 \pm 0,2$). Funktsiooni $N(E)$ määramise seisneb selles, et $N(E)dE$ võrdub osakeste arvuga, mille energia asub vahemikus $(E, E + dE)$.

Integreerides avaldist (51.1) energia järgi radades (E_0, ∞), saame osakeste arvu n , mille energia ületab E_0 :

$$n = \frac{C}{E_0^\alpha}, \quad (51.2)$$

kus $C = \frac{B}{\gamma - 1}$ ja $\alpha = \gamma - 1$ ($\alpha = 1,5^{+0,2}$).

Tuleb märkida, et esitatud primaarse kosmilise kiirguse koostis ei ole veel täiesti usaldusväärne (eriti raskete tuumade osas), kuna need mõõtmised on teostatud ilma tehiskaaslasiga või kosmilisi rakette kasutamata, mistõttu mõõteaparatuuri kohal asus märgatav õhukiht, mille tuumadega põrkudes raskemad tuumad võivad laguneda kergemateks.

Kuigi primaarse kosmilise kiirguse koostise uurimine tehiskaaslaste ja rakettide abil on alles algstaadiumis, on tehiskaaslastele ja rakettidele paigutatud loendajate kasutamise teistes uurimissuundades saadud juba hinnatavaid tulemusi. Tähtsaimaks tulemuseks on siinjuures Maad ümbritseva kahe kiirgusvööndi avastamine.

Seesmine kiirgusvöönd asub 1500–5000 km kõrgusel maapinnast, koosneb elektronidest ja prootonitest, mille kineetiline energia on (10–100) MeV ning on iseloomustatud oma mõõdede äärmise konstantsuse poolest. Seesmise kiirgusvööndi tõenäolisim selgitus on järgmine. Primaarse kosmilise kiirguse koostisse kuuluvad osakesed, sattudes Maa atmosfääri, tekitavad seal protsesse, mille tulemusena kiirguvad mitmesugused osakesed, sealhulgas ka neutronid. Sellised protsessid toimuvad küllalt efektiivselt 200 km kõrgusel ja

madalamal. Neil neutronitel, mis tekivad liikumissuunaga Maast eemale, on suur tõenäosus sattuda kõrgusele 1500-5000 km. Kuid ajavahemiku jooksul, mis neutronil kulub niisuguse kõrguse saavutamiseks, laguneb ta elektroniks ja prootoniks. Sellise käsitluse järgi määrab üheselt seesmine kiirgusvööndi primaarne kosmiline kiirgus, mis ongi kooskõlas kiirgusvööndi mõõdete stabiilsusega.

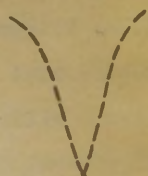
Väline kiirgusvöönd asub 12000-60000 km kõrgusel maapinnast, koosneb elektronidest ja prootonitest kineetilise energiaga (1-10) MeV. Erinevalt seesmisest kiirgusvööndist on välisel kiirgusvööndil märgatav intensiivsus ka suurtel geomagnetilistel laiustel, kusjuures maksimaalne geomagnetiline laius, milleni vööndisse kuuluvad osakesed ulatuvad, sõltub Päikesel toimuvatest protsessidest. Sellele vastavalt oletatakse, et väline kiirgusvöönd tekib seetõttu, et Päike saadab välja ümbritsevasse ruumi plasmat.

§ 52. Pehme komponendi koostis.

Pehme komponendi neeldumise sõltuvus neelava aine järjekorranumbrist Z võimaldas hinnata komponendi koostist. Katse näitas, et võrdset arvu aatomeid sisaldavas neelavas kihis on pehme komponendi neeldumine võrdeline läbitava aine järjekorranumbri Z ruuduga.

Nüüd on otstarbekohane meenutada II peatükist, et elektroni radiatsioonilised energiakaod on samuti võrdelised Z^2 -ga ja γ -kvandi poolt elektron-positronpaari tekitamise tõenäosus on võrdeline Z^2 -ga. Esitatud faktide alusel on loomulik

oletada, et pehme komponent koosneb elektronidest, positronidest ja γ -kvantidest. Täpsem analüüs näitaski selle olemise õigsust. Siinjuures on otstarbekohane märkida, et positron avastatigi kosmilise kiirguse pehme komponendi koostises. 1932. a. märkas Anderson magnetvälja paigutatud Willsoni kambris, et ühest ja samast punktist väljus kaks jälge, mis oma eri-ionisatsiooni poolest olid täiesti sarnased, kuid kaldusid kõrvale erinevatele pooltele (joon. 41). Üks jälgede tekitajatest oli hästi tuntud elektron, seega tuli teine jälg omistada positiivselt laetud osakesele, mille mass võrdub elektroni massiga. Sellist osakest hakatigi nimetama positroniks.



Joon. 41.

Vaatleme üksikasjalikumalt pehme komponendi teket. Kujutleme, et aines liigub elektron, mille koguenergia (~ 1 GeV) ületab tunduvalt tema kahekordset seisuenergia $2m_0c^2 \approx 1 \text{ MeV}^1$. Selline elektron kiirgab aines liikudes γ -kvandi (pärsskiirgus!), mille energia on esialgse elektroni energiaga samas suurusjärgus, s. o. ületab tunduvalt $2m_0c^2$. Sellise suure energiaga γ -kvant tekitab aines elektron-positronpaari, kusjuures energia jaotub peaaegu võrdselt elektroni ja positroni vahel. Seega tekkinud elektronid ja positronid on ikkagi suure energiaga, et kiirata γ -kvante, mis omakorda oleksid võimalised tekitama elektron-positronpaare. Nii tekib lavinikujuline protsess, mida

¹ Sellise elektroni päritolu selgitame hiljem (§ 55). Kuna ta osutub seotuks primaarse kosmilise kiirgusega, mille osakeste energia ületab GeV, siis esitatud eeldus on mõistlik.

§53. Kalgi komponendi koostis. Mesonite avastamine.

Katse näitas, et võrdset arvu aatomeid sisaldavas neelavas kihis on kalgi komponendi neeldumine võrdeline neelava aine järjekorranumbriga Z . Meenutades II peatükist, et laetud osakese ionisatsioonilised kaod on võrdelised suurusega Z , on loomulik oletada, et pehme komponendi koosseisu kuuluvad osakesed, läbides ainet, kaotavad oma energiat aine aatomite ioniseerimiseks.

Vaatleme, millised osakesed võiksid kuuluda kalgi komponendi koostisse. Elektronid, positronid ja γ -kvandid nendeks osakesteks ilmselt ei saa olla, kuna nende neeldumine samasugustel tingimustel on võrdeline Z^2 -ga. Seejärel võiks oletada, et kalgi komponendi koosseisu kuulub prooton, millel tänu suurele seisumassile tuleb peamiselt arvestada ionisatsioonilisi energiakadusid. Kuid Wilsoni kambris teostatud fotograafiad näitasid, et kalgi komponendi osakeste jälg ei sarnane prootoni jäljega, olles oma kuju poolest vahepealne prootoni ja elektroni jäljega. Magnetvälja kasutamine näitas, et kalgi komponendi koostises on nii negatiivse kui ka positiivse laenguga osakesi. Nende osakeste massi võib määrata § 16 lõpul kirjeldatud meetodi ka abil. Tulemuseks osutus $\sim 200 m_0$, kus m_0 on elektroni seisumass. Nii avastati 1937. a. osake, mida hakati nimetama mesoniks.¹

¹ Nimetus tuleneb sellest, et mesoni seisumass on suurem elektroni, väiksem aga prootoni massist; "mesos" tähendab kreeka keeles vahemine, keskmine.

Käesoleval ajal on teada veel teisigi mesoneid, mistõttu eristamise mõttes esimestena avastatud mesoneid nimetatakse μ -mesoniteks e. müoonideks. Kaasaja andmete kohaselt μ -mesoni seisumass on $206,77 m_0$; elektrilaeng võrdub ± 1 elementaarlaenguga. Negatiivse laenguga μ -mesoneid nimetatakse μ^- -mesoniteks, positiivse laenguga - μ^+ -mesoniteks.

Siirdume μ -mesonite omaduse käsitlemise juurde. Eksperiment näitas, et μ -mesonite läbiminekul tihedast aineest (näit. Pb-plaadist) tekib teatud juhtudel kaskaadvalang. Sel valangul on kaks võimalikku põhjust:

1) μ -meson ioniseerib aine aatomeid, eemaldades viimastest elektrone. Neid elektrone nimetatakse δ -elektronideks. δ -elektronid on pideva spektriga, kusjuures suure kineetilise energiaga elektronide arv on väike. Kuid siiski leidub selliseid δ -elektrone, mille energia ületab tunduvalt $2m_0c^2$. Niisugused δ -elektronid ongi kaskaadvalangu põhjustajaks:

2) μ -meson, nagu iga laetud osake, kiirgab aineest läbiminekul pärsskiirgust. Kui seejuures osutub, et γ -kvandi energia ületab tunduvalt $2m_0c^2$, saabki alguse kaskaadvalang.

Kalgi komponendi neeldumisel tehti kindlaks, et ta neeldub õhus tugevamini kui massi poolest ekvivalentses tiheda aine kihis. Sellist erinevust võib seletada järgmiselt. Suhteliselt hõredas aines (näit. õhus) liigub μ -meson palju pikema teepikkuse kui suhteliselt tihedas aines (näit. Pb) ja võib selle aja jooksul laguneda, mis ongi kalgi komponendi

täiendava neeldumise põhjuseks. Võrreldes μ -mesonite neeldumist tihedates ja hõredates ainetes võib põhimõtteliselt arvutada μ -mesoni eluea τ . Hiljem mõõdeti ka vahetult retardeeritud koitsidentsakeemi abil suure tihedusega aines paigalejäänud μ -mesoni eluiga τ_0 . Tulemuseks oli $\tau_0 = 2,21 \cdot 10^{-6}$ s, mis erines varem leitud väärtustest τ . Erinevus on lihtsalt mõistetav erirelatiivsusteooria järgi, sest ajavahemikud τ ja τ_0 on mõõdetud erinevates koordinaadisüsteemides. τ on mõõdetud koordinaadisüsteemis, milles meson liigub teatud kiirusega $v = \beta c$; τ_0 aga koordinaadisüsteemis, milles meson on paigal. Erirelatiivsusteooria järgi kehtib seos

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (53.1)$$

Kui võrreldi suurusi τ ja τ_0 valemi (53.1) arvestamisega, osutus kooskõla heaks. Mesoni eluea probleem pakub füüsika ajaloo seisukohast huvi seetõttu, et võimaldaks esmakordselt teostada erirelatiivsusteooria aja telisenemise eeskirja kontrollimist.

μ -meson laguneb järgmise skeemi kohaselt



tema spinkvantarv on $1/2$. Seega kuulub ta fermionide hulka.

Aeglustunud μ^- -meson võib olla haaratud aine aatomi elektronkatte koostisse. Nii tekkivat süsteemi, milles tuuma ümber tiirlevad elektronid ja μ^- -mesonid, nimetatakse mesoaatomiks. Näiteks mesovesiniku aatom koosneb prootonist ja tema ümber tiirlevast μ^- -mesonist. Kui meenutada aatomi-

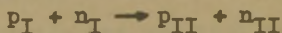
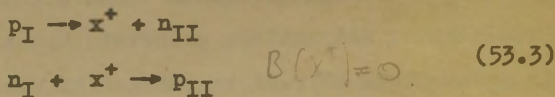
füüsikast, et aatomi mõõde on pöördvõrdeline ümber tuuma tiirleva elektroni massiga, siis järgneb, et mesovesiniku aatomi raadius on ~200 korda väiksem tavalise vesiniku aatomi raadiusest. Seevastu aga kõik energia nivoodevahelised kaugused suurenevad mesovesinikus ~200 korda võrreldes tavalise vesinikuga. Nii näiteks erinevalt tavalisest vesinikust võib mesovesinik kiirata ka röntgenikiirgust.

Aeglustunud μ^+ -meson võib haarata enda ümber tiirlema elektroni ja moodustada vesiniku aatomit meenutavat süsteemi (prootoni osas on μ^+ -meson), mida nimetatakse mesooniumiks.

Mesoni probleem osutus tihedalt seotuks tuumatungide probleemiga. Veel enne μ -mesoni avastamist ennustas jaapani füüsik Yukawa ~200 m_0 massiga osakeste olemasolu, mille abil ta selgitas kahe nukloni vastastikust mõjustust, s. o. tuumatunge. Yukawa töötas oma teooria välja analoogiliselt varem tuntud elektrilaengute vastastikuse mõjustuse teooriale, mille järgi laeng on vastastikusel mõjustusel teise laenguga ainult siis, kui ta asub viimase elektriväljas. Sellist vastastikust mõju kannavad edasi elektromagnetilise välja kvandid - footonid. Yukawa järgi on nuklon vastastikusel mõjustusel teise nukloniga ainult siis, kui ta asub viimase tekitatud teatud spetsiifilise iseloomuga väljas, mille kvandid ongi vastastikust mõjustust edasikandvateks osakesteks.

Esitame näitena neutroni ja prootoni vahelise vastastikusel mõjustuse skeemi. Tähistame osakest enne ja pärast vastastikust mõjustust vastavalt indeksiga I ja II, vastastikust mõjustust edasikandvat osakest x-ga. Nii on võimalik, et p_I kiirgab x^+ ja muundub seetõttu n_{II} ; kuid n_I neelab x^+ ,

muundudes p_{II} . Seega osake x^+ kiirati ja neelati (selles seisnebki vastastikuse mõjustuse mehhanism), mistõttu proton ja neutron enne vastastikust mõjustust muundusid protoniks ja neutroniks pärast vastastikust mõjustust. Lühidalt:



Analoogiliselt võib esitada skeemi



Nuklonite vastastikuse mõjustuse skeemid (53.3) ja (53.4) on võimalikud siis, kui toimuvad nn. virtuaalsed protsessid, s. t. sellised protsessid, mille puhul energia jäävuse seadus võib olla rikutud. Tõepoolest, selleks, et oleks võimalik skeemi (53.3) esimene muundumine, peab energia jäävuse seadus olema vähemalt rikutud suuruse $E = m_x c^2$ (m_x - osakese x seisumass) võrra, sest protoni seisumass on neutroni seisumassist väiksem. Kuid vastavalt määramatuse relatsioonile energia ja aja vahel $\Delta E \Delta t = \hbar$ võib selline energia jäävuse seaduse rikkumine toimuda ainult aja $\Delta t = \frac{\hbar}{m_x c^2}$ jooksul. Pärast selle ajavahemiku möödumist peab virtuaalne osake x olema neeldunud. Ajavahemiku Δt jooksul

võib osake x maksimaalselt liikuda kauguseni $c \Delta t =$
 $= \frac{\hbar}{m_x c}$. Sellise skeemi järgi ei saa kaugema vahemaa pealt
 kaks nuklonit enam olla vastastikuses mõjustuses. Seega vii-
 mati saadud avaldist tuleb tõlgendada kui tuumatungide mõju-
 raadiust R :

$$R = \frac{\hbar}{m_x c} . \quad (53.5)$$

Avaldis (53.5) näitab, et tuumatungide mõjuraadius on
 pöördvõrdeline selle osakese seisumassiga, mis kannab edasi
 kahe nukloni vastastikust mõjustust.

Asendades valemisse (53.3) eksperimentidist teada oleva
 tuumatungide mõjuraadiuse väärtuse ($R \sim 10^{-12}$ cm), leiamegi
 $m_x \sim 200m_0$.

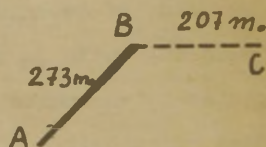
Pärast μ -mesoni avastamist oli loomulik arvata, et
 sellega avastati ka Yukawa postuleeritud osakesed, mis on
 vastutavad tuumatungide eest. Kui see arvamus oleks olnud
 õige, peaksid μ -mesonid olema väga tugevas vastastikuses
 mõjustuses nuklonite ja tuumadega. Eksperiment aga näitas
 vastupidist (μ -mesonite vastastikuse mõjustuse ristlõige
 tuumadega oli ainult $\sim 10^{-5}$ b) . Seega μ -mesonid ei osu-
 tunud Yukawa teoorias nuklonite vastastikust mõjustust edasi-
 kandvateks osakesteks.

Empiiriliselt 1 b

§ 54. π -mesonid.

μ -mesonite väga nõrk vastastikune mõjustus tuumadega
 nõudis μ -mesonite genereerimise mehhanismi täpsemat uuri-
 mist. Kuna μ -mesonid on ebastabiilsed osakesed, siis nad

ei saa kuuluda primaarse kosmilise kiirguse koostisse. Järelikult peavad nad mingil viisil tekkima Maa atmosfääri ülemistes kihtides primaarse kosmilise kiirguse osakeste toimel. Põhjusel, et μ -mesoni vastastikune mõjustus on tuumadega väga nõrk, ei saa μ -mesonid tekkida vahetult primaarse kosmilise kiirguse koostisse kuuluvate tuumade pörkumisel atmosfääri aatomite tuumadega. Seetõttu oletati, et μ -mesonid tekivad mingi uue osakese lagunemisproduktide hulgas, kuna see uus osake ise tekib vahetult primaarse kosmilise kiirguse tuumade pörkumisel atmosfääri aatomi tuumadega. Sellise uue osakese otsinguid kroonis edu 1947. a., kui Powell märkas kosmilise kiirguse uurimisel fotoemulsioonides osakeste jälgi, mis järk-järgult aeglustusid ja mille paigalejäämise kohast sai alguse kiire osakese jälg (joon. 43). Sellise järelduse võis teha jälgede kujust. Jälg AB muutub suunas $A \rightarrow B$ rasvasemaks, mis tähendab eri-ionisatsiooni kasvu samas suunas. Kuid eri-ionisatsiooni kasv on seotud (valemite (9.1) ja (9.2) alusel) osakese kiiruse kahanemisega. Nii-
 siis liikus osake suunas $A \rightarrow B$.

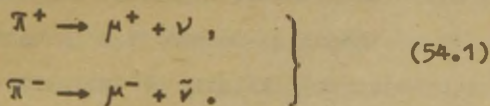


Joon. 43.

Kuna jälg BC on peenike, siis eri-ionisatsioon on väike ja ta kuulub kiirele osakesele. Jäljele BC vastava osakese suurt kiirust võib seletada sellega, et ta tekkis jäljele AB vastava osakese lagunemisproduktina, kuid tema seisumass on väiksem kui jäljele AB vastava osakese seisumass. Tänu

sellisele seisumasside erinevusele omandaski jäljele BC vastav osake suure kiiruse. Mõõtes jälgedele AB ja BC vastavate osakeste seisumasse, saadi tulemuseks vastavalt $273m_0$ ja $207m_0$. Seega osake, millele vastas jälg BC, tuli lugeda μ -mesoniks. Jäljele AB vastavat osakest hakati nimetama $\bar{\pi}$ -mesoniks e. piooniks. Kuna $\bar{\pi}$ -mesoni lagunemisel peale μ -mesoni teisi laetud osakesi ei takki (vt. joon. 42, kus ioniseerimisvõimelised, seega ka laetud, on 2 osakest), siis $\bar{\pi}$ -mesoni laeng võrdub tema lagunemisel tekkinud μ -mesoni laenguga. Tehti kindlaks nii positiivselt laetud (π^+) kui ka negatiivselt laetud (π^-) $\bar{\pi}$ -mesonite olemasolu. Kaasaja andmete kohaselt on $\bar{\pi}^+$ -mesoni seisumass $273,18 m_0$.

Et jälgede AB ja BC vaheline nurk osutus nullist erinevaks, tuleks impulsi jäävuse seadust kasutades järeldada, et $\bar{\pi}$ -mesoni lagunemisel kiirgub peale μ -mesoni veel mingi neutraalne osake. Energia ja impulsi seaduse alusel teostatud analüüs näitas, et sellise neutraalse osakese seisumass on kas null või erineb sellest väga vähe. Seega on nimetatud osake tõenäoliselt kas neutriino või antineutriino. Nii leiti $\bar{\pi}$ -mesonitele järgmine lagunemiskeem:



$\bar{\pi}$ -mesoni eluiga süsteemis, kus ta on paigal, osutus $\tau_0 = 2,55 \cdot 10^{-8}$ sec.

Lagunemiskeem (54.1) näitab, et $\bar{\pi}$ -mesonile tuleb omistada täisarvuline spin; täpsema analüüsi põhjal $s = 0$. Nii-

siis erinevalt μ -mesonitest on π -mesonid bosoniteks.

π -mesonite omaduste uurimisel osutus tähtsaks fakt, et 1948. a. õnnestus neid tekitada ka laboratoorsetes tingimustes, pommitades fasetronis kiirendatud 400 MeV-liste α -osakestega süsinikust märklauda. Hiljem leiti, et π -mesonid võib saada ka tuumade pommitamisel suure energiaga prootonite, deutronite ja γ -kvantidega.¹ Need tulemused vihjavad sellele, et atmosfääri ülemistes kihtides tekitavad primaarse kosmilise kiirguse koostisse kuuluvad tuumad, põrkudes atmosfääri aatomite tuumadega, analoogilisel viisil $\bar{\pi}$ -mesoneid.

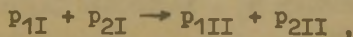
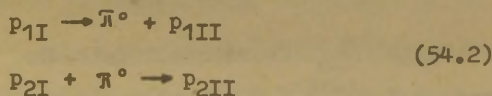
$\bar{\pi}$ -mesonite saamine laboratoorsetes tingimustes kiirendajate abil annab uurimistööil järgmisi eeliseid:

- 1) $\bar{\pi}$ -mesonite voog on võrratult intensiivsem kui kosmilises kiirguses,
- 2) $\bar{\pi}$ -mesonite tekke koht on võrdlemisi hästi lokaliseeritud.
- 3) kiirendaja magnetväli võimaldab kergesti eraldada π^+ - ja π^- -mesoneid.

Saades kirjeldatud meetodil $\bar{\pi}$ -mesonite vooge, uuriti $\bar{\pi}$ -mesonite vastastikust mõjustust tuumadega ja nuklonitega. Leiti, et see mõjustus toimub väga intensiivselt (ristlõigebarni suurusjärgus). Niisiis $\bar{\pi}$ -mesonid on nendeks osakesteks, mis kannavad Yukawa järgi edasi nuklonite vastastikust mõjustust. Seega skeemides (53.3) ja (53.4) tuleb asendada $x \rightarrow \bar{\pi}$.

¹ p ja d kiirendamiseks kasutati fasetroni; γ tekitati sünkrotronis.

Skeemid (53.3) ja (53.4) kirjeldavad vastastikust mõjustust prootoni ja neutroni vahel. Selleks aga, et kirjeldada analoogiliselt vastastikust mõju kahe prootoni vahel või kahe neutroni vahel, tuleb postuleerida teatud neutraalse osakese olemasolu, mille käitumine oleks analoogiline $\bar{\pi}^{\pm}$ -mesonite käitumisele skeemides (53.3) ja (53.4). Arvestades tuumatungide laengulise sõltumatuse omadust (§ 7) tuleb oletada, et sellise neutraalse osakese seisumass ei erine tunduvalt $\bar{\pi}^{\pm}$ -mesonite seisumassist. Seetõttu niisugust neutraalset osakest hakati nimetama π^0 -mesoniks. π^0 -mesoni osavõtul toimub kahe prootoni vastastikune mõjustus järgmise skeemi järgi

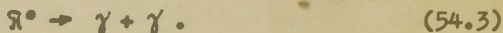


kus on kasutatud eelmise § tähistusi ja lisaks indeksid 1 ja 2 tähistavad vastavalt esimest ja teist prootonit. Kahe neutroni vastastikuse mõjustuse skeemi saamiseks tuleb skeemis (54.2) kõikjal asendada $p \rightarrow n$.

Ekspérimentaalselt leiti esimene vihje π^0 -mesoni olemasolule 1950. a., kui uuriti fasetronis kiirendatud prootonite poolt märklauas esilekutsutud γ -kiirgust. Loomulik oli eeldada, et see kiirgus on oma olemuselt pärsskiirgus. Täpsem analüüs näitaski, et kuni 180 MeV kineetilise energiani on γ -kiirguse spekter täies kooskõlas pärsskiirguse teooriaga. Prootonite kineetilise energia suurenemisel osutus tekkinud

γ -kiirguse intensiivsus palju suuremaks kui pärsskiirguse teooria poolt ennustatud. Sellise nähtuse selgitamiseks oli loomulik oletada, et γ -kiirgus tekib teatud uue osakese lagunemisproduktina, kuna aga uus osake tekib vahetult protonite pörkumisel märklaua tuumaga. Edasised täpsemad uuringud kinnitasid, et osake, mille lagunemisel tekib γ -kiirgus, on elektriliselt neutraalne. Selle osakese seisumass ei erinenud tunduvalt $\bar{\pi}^+$ -mesoni seisumassist, mistõttu oli õigus samastada seda osakest teooria poolt ennustatud $\bar{\pi}^0$ -mesoniga.

$\bar{\pi}^0$ -meson laguneb järgmise skeemi järgi



Tema eluiga τ_0 koordinaadisüsteemis, kus ta on paigal, osutus $2,3 \cdot 10^{-16}$ s. Kaasaja andmete kohaselt $\bar{\pi}^0$ -mesoni seisumass on $264,20 m_0$. Kooskõlas lagunemisskeemiga (54.3) on $\bar{\pi}^0$ -mesoni spinquantarv 0; seega kuuluvad $\bar{\pi}^0$ -mesonid bosonite hulka.

Hiljem leiti $\bar{\pi}^0$ -mesonid fotoemulsioonimeetodit kasutades ka kosmilise kiirguse koostises, kus nad tekivad primaarse kosmilise kiirguse tuumade pörkel atmosfääri aatomite tuumadega.

Füüsika ajaloo seisukohalt pakub $\bar{\pi}^0$ -meson huvi seetõttu, et erinevalt teistest mesonitest avastati ta laborateerretes tingimustes ja alles seejärel leiti kosmilise kiirguse koostises.

§ 55. Primaarse kosmilise kiirguse poolt Maa atmosfääris esilekutsutud protsesside üldiseloomustus.

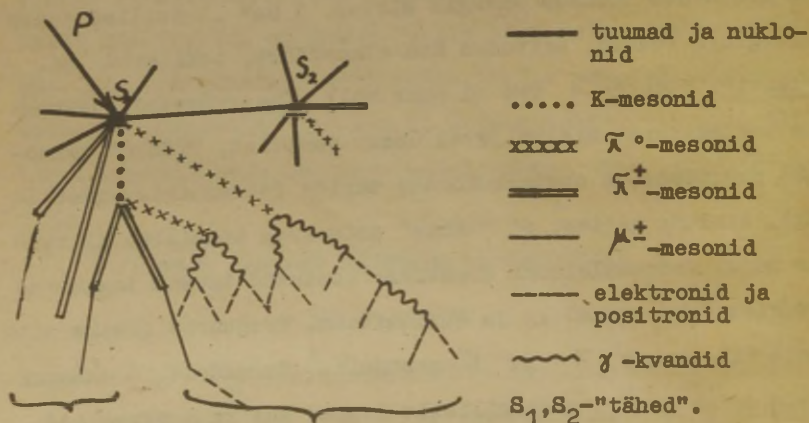
§ -st 50 teame, et primaarse kosmilise kiirguse koostisse kuuluvate tuumade energia ületab 1 GeV. Sellise suure energiaga tuumad, sattudes Maa atmosfääri, tekitavad nn. "tähti". "Täht" - see on suur hulk (paarkümmend) osakese trajektoore, mis väljuvad ühest punktist. "Tähes" toimunud protsesse on otstarbekohane uurida fotoemulsioonimeetodil. Analüüs näitas, et "tähes" primaarse kosmilise kiirguse mõjul fotoemulsiooni koostisse kuuluvad tuumad lagunevad väiksemateks tuumadeks ja nukloniteks, kusjuures lisaks sellele kiiratakse $\bar{\pi}$ - ja K-mesoneid.¹ Sarnaselt $\bar{\pi}$ -mesonitele esinevad nii elektriliselt laetud kui ka neutraalsed K-mesonid. K-mesonite seisumass on $\sim 970 m_0$.² K-mesonid on samuti ebastabiilsed osakesed (eluiga $\tau_0 \sim 10^{-10}$ s) lagunedes valdavas enamuses μ -mesoniks ja neutriinoks või kaheks $\bar{\pi}$ -mesoniks.

Kui primaarse kosmilise kiirguse osakese energia ületab tunduvalt 1 GeV (primaarses kosmilises kiirguses on täheldatud osakesi kuni 10^{10} GeV energiaga), on võimalik, et "tähes" tekkinud tuumad või nuklonid on küllaldase energiaga selleks, et esile kutsuda uue "tähe" teket. Nii võib tekkida laviinikujuline protsess, mida nimetatakse tuumakaskaadvalanguks.

¹ K-mesoneid nimetatakse ka kaonideks.

² Täpsemad andmed vt. tabelis § 57 juures.

Õeldut ja §-de 52 - 54 tulemusi arvestades võime esitada joonisel 44 kujutatud skeemi primaarse kosmilise kiirguse poolt Maa atmosfääris esilekutsutud protsesside iseloomustamiseks.



kalk	pehme
komponent	komponent

Joon. 44.

Gigaelektronvoldist suuremate energiatega juhul saavad ka tuumadel märgatavaks radiatsioonilised kaod (pärsiskiirgus), mistõttu tekib kaskaadvalgus (§ 52 definitsiooni mõttes). Seega kaasneb iga tuumakaskaadvalguga tavaline kaskaadvalgus, mida antud juhul nimetatakse elektron-tuumakaskaadvalguks.

Kosmilise kiirguse neid osakesi, mis vahetult kutsuvad esile tuumade või nuklonite muundumisi, nimetatakse üldise nimega kosmilise kiirguse tuumaaktiivseks e. N-komponendiks.

N-komponendi koostisse kuuluvad: prootonid, neutronid, $\bar{\nu}$ - ja K-mesonid. Näiteks N-komponendi neutronid kutsuvad esile reaktsiooni ${}^7\text{N}^{14}(n,p){}_6\text{C}^{14}$, mille tulemusena tekib radioaktiivne süsinik ${}_6\text{C}^{14}$.

56. Kosmilise kiirguse päritolu.

Kuna kosmiline kiirgus kujutab nähtust, mida iseloomustavad kosmilised mastaabid, siis tuleb tema päritolu selgitamisel arvestada reaalseid astrofüüsilisi tingimusi.

Nõukogude teadlaste Sklovski ja Ginzburgi seisukohtade järgi on kosmilise kiirguse päritolu seotud supernovade (s. t. "üliuute" tähtede) pursetega. Supernovade pursetest tekkinud udugogud osutuvad eriti intensiivse kosmilise raadiokiirguse allikateks. Analüüs näitas, et see raadiokiirgus kujutab endast suure energiaga (≥ 1 GeV) elektronide ja positronide poolt tekitatud elektromagnetilist kiirgust, mis on tingitud sellest, et nad liiguvad piki kõverjoonelist trajektoore udukogu magnetväljas.¹ Nüüd tekib loomulikult küsimus: kuidas tekivad sellise suure energiaga elektronid ja positronid ning millisel viisil on nad seotud primaarse kosmilise kiirgusega, mis valdavas enamuses koosneb tuumadest. Kuid enne vastuse leidmist on otstarbekohane märkida

¹ Meenutame, et iga kiirendusega liikuv elektrilaeng kiirgab elektromagnetilisi laineid. Magnetväljas liigub elektrilaeng piki kõverjoonelist trajektoori, järelikult eksisteerib kiirendus ja sellest tingituna ka elektromagnetiline kiirgus.

järgmist: kui eksisteerivad protsessid, mis võimaldavad kiirendada elektrone ja positrone, siis need protsessid kiirendavad veelgi efektiivsemalt tuumi kui raskeid osakesi, mille radiatsioonilised energiakaod on väikesed (§ 10).

Kuigi supernovade purske detailne mehhanism ei ole veel teada, võib siiski kahtlemata väita, et purskel on loodud laetud osakeste kiirendamiseks vajalikud tingimused. Need tingimused määravad purskel tekkinud liikuvad gaasimasid ja nendega seotud magnetväljad. Üeldut arvestades võib kiirendusprotsessi jämedates joontes kujutada järgmiselt. Udukogu vaatlеме koosnevana "suurtest" ja "väikestest" molekulidest. "Suurteks" molekulideks olgu eespool mainitud gaasimassid, mille mass võrdub suurusjärgult tähe massiga ja mis liiguvad kiirusega ~ 1 km/s, omades seega suurt kiineetilist energiat; termodünaamilises aspektis vastab sellele väga kõrge temperatuur. "Väikesteks" molekulideks olgu üksikud osakesed (näiteks üksikud tuumad). "Väikeste" ja "suurte" molekulide kaootilisel liikumisel (nende vahel mõjuvaks tungiks on tung, mis tekib tänu "väikese" molekuli laengu ja "suure" molekuli magnetvälja olemasolule) nende energia ühtlustub, mis aga antud tingimustes tähendab seda, et "väike" molekul omandas väga suure energia.

Niisiis supernovade pursete tõttu on võimalik laetud osakesi kiirendada ülisuurte energiateni, mis esineb primaarse kosmilise kiirguse osakestel. Kuna elektronide ja positronide kiirendamist raskendavad radiatsioonilised kaod, siis on tõenäoline oletada, et eespool mainitud suure energia elektronid ja positronid on tekkinud suure energiaga tuumade

(kiirenduvad kirjeldatud mehhanismi abil) omavahelise pörmise protsessis eraldunud $\bar{\pi}$ -mesonite lagunemisproduktidena.

Arvutused näitavad, et supernovade pursete sagedus (ligikaudu kord 100 a. tagant) on küllaldane kosmilise kiirguse intensiivsuse säilitamiseks.

Lõpuks märgime, et eespool kirjeldatud kiirendusmehhanism võimaldab selgitada primaarse kosmilise kiirguse osakeste jaotusfunktsiooni (51.1) energiate järgi. Toome sisse tähistused: E - osakese energia, n - osakese pörgete arv gaasimassiga, N_n - n korda gaasimassiga pörkunud osakeste arv. Edasi lähtume seostest:

$$\frac{dE}{dn} = \alpha E, \quad (56.1)$$

$$\frac{dN}{dn} = -\Lambda N. \quad (56.2)$$

Siin α ($\alpha > 0$) on osakese keskmine suhteline energia juurdekasv pörke kohta. Konstant Λ ($\Lambda > 0$) arvestab võimalust, et kiirendavate osakeste voog võib mõnede pörgete tõttu väheneda (näiteks osake väljub udukogust).

Integreerides võrrandid (56.1) ja (56.2), leiame

$$E = E_0 e^{\alpha n}, \quad (56.3)$$

$$N_n = N_0 e^{-\Lambda n}, \quad (56.4)$$

kus E_0 - osakese energia enne pörkeid, N_0 - nende osakeste arv, mis pole gaasimassiga pörkunud.

Valem (56.4) esitab osakeste jaotust pörgete arvu järgi. Jaotuse N_n saamiseks energiate järgi lähtume seosest

$$N_n dn = N_E dE . \quad (56.5)$$

Elimineerides saadud tulemuses valemite (56.3) ja (56.4) abil suuruse n , leiame

$$N_E = \frac{N_0 (E_0)^{\frac{\Lambda}{\alpha}}}{\alpha} \cdot \frac{1}{E^{\frac{\Lambda}{\alpha} + 1}} , \quad (56.6)$$

mis langebki kokku valemiga (51.1).

§ 57. Elementaarosakese mõiste.

Elementaarosakeseks nimetatakse mikroosakest, mille seisumass on väiksem kui ^{vesi. tuum.} deutroni seisumass, jättes välja vesiniku aatomi, mis ilmselt pole elementaarne. Termin "elementaarosake" sissetoomine oli esialgu seotud kujutlusega elementaarosakeses muutumatusest ja struktuuritusest. Seetõttu oli varem levinud definitsioon: elementaarosake on osake, mida antud aja teadmiste taseme juures ei õnnestu jaotada koostisosadeks. Kuid tuumafüüsika ja kosmiliste kiirte füüsika areng näitas, et elementaarosakesed pole muundumatud, vaid võivad üksteiseks muunduda. Arvestades seda tuleb neile omistada mõnesugust struktuuri, millest tingituna on tehtud ettepanek termini "elementaarosakesed" asemel kasutada terminit "fundamentaalosakesed", mis ei ole aga leidnud veel üldist tunnustust.

Elementaarosakeste peamisteks karakteristikuteks on:

1) seisumass, 2) elektrilaeng, 3) spin ja 4) keskmine elu-

iga¹. Termin "keskmine" eluiga vihjab asjaolule, et elementaarosakeste lagunemisprotsess on tõenäosuslik protsess. Näiteks kaks ühesugust elementaarosakest võivad laguneda erineva ajavahemiku möödumisel, kuid paljusid osakesi arvestades võib sisse tuua osakese keskmise eluea mõiste. Sõnastuse lühiduse mõttes kasutatakse tavaliselt terminit "eluiga". Selles mõttes tuleb tõlgendada ka §-de 53 - 55 esitatud osakeste eluigasid.

Elementaarosakeste füüsikas on saanud tavaks mõõta elektrilaengut elementaarlaengu ühikutes, seisumassi elektroni seisumassi m_0 ühikutes ja spini ühikutes \hbar .

Elementaarosakesed võib jagada 4 gruppi (vt. tabel § lõpul): 1) barüonid, 2) mesonid, 3) leptonid ja 4) footonid.

Barüonide gruppi kuuluvad poolarvulise spiniga $s = 1/2$ rasked osakesed: nuklonid ja hüperonid. Hüperonideks nimetatakse elementaarosakesi, mille seisumass ületab nuklonite seisumassi. On teada Λ , Σ ja Ξ -hüperonide olemasolu. Barüonidest on stabiilne vabas olekus vaid prooton; teised on ebastabiilsed (neutroni keskmine eluiga $\sim 16,9$ min., ülejäänutel $\sim 10^{-10}$ s).

Mesonite gruppi kuuluvad spinita ebastabiilsed osakesed, mille seisumass on elektroni ja prootoni seisumassi vahel,² mis on tugevas vastastikusel mõjustuses barüonidega ja

¹ Edaspidi toome veel sisse mõned tähtsad elementaarosakeste karakteristikud.

² Sellest on tulnud grupi nimetus.

üksteisega. Mesonite gruppi kuuluvad π - ja K -mesonid. μ -mesonid ei lülitata mesonite gruppi, kuna nende vastastikune mõjustus barüonidega on väga nõrk.

Leptonite gruppi kuuluvad spiniga $s = 1/2$ kerged osakesed: elektron, positron, neutriino, antineutriino ja μ^+ -mesonid.

Footonid, elektromagnetilise välja kvandid, moodustavad omaette elementaarosakeste grupi. Footoni seisumass on null, spinikvantarv 1.

Elementaarosakesed võtavad osa järgmistest interaktsioonidest (vastastikustest mõjustustest): 1) tugev interaktsioon, 2) elektromagnetiline interaktsioon, 3) nõrk interaktsioon. Interaktsiooni tugevus on sellise jaotuse juures järgmisel viisil seotud tema toimumise ajaga: mida tugevam on interaktsioon, seda kiiremini ta toimub.

Tugeva interaktsiooni akti keskmine kestus on $\sim 10^{-22}$ s. Sellise interaktsiooni näiteks on barüonidevaheline vastastikune mõjustus, π -mesonite ja barüonide vaheline vastastikune mõjustus.

Elektromagnetilise interaktsiooni akti kestus on $\sim (10^{-17} - 10^{-15})$ s. Elektromagnetiline interaktsioon toimub elektriliselt laetud osakeste ja footonite vahel.

Nõrga interaktsiooni toimumise kestus ületab 10^{-10} s. Sellise interaktsiooni näiteks on hüperonide, K -mesonite, π -mesonite ja μ -mesonite lagunemine ja radioaktiivne β -lagunemine.

Kõiki neid kolme liiki interaktsioone kirjeldatakse teoorias teatud dimensioonitute konstantidega, mis iseloo-

mustavad interaktsiooni intensiivsust. Elektromagnetilist interaktsiooni on seni kõige enam uuritud ning on hästi teada, et interaktsiooni intensiivsust iseloomustav konstant on $e^2/\hbar c = 1/137$. Tugeva interaktsiooni juhul on vastav konstant ~ 10 , nõrgas interaktsioonis $\sim 10^{-13}$.

Elementaarosakeste tabel.

Grupp	Osake	Anti- ¹ osake	Spin- kvant- arv	Seisu mass (m_0)	Keskmine elu- iga (s)
1	2	3	4	5	6
Footon	γ	γ	1	0	∞
Leptonid	ν	$\bar{\nu}$	1/2	0	∞
	e^-	e^+	1/2	1	∞
	μ^-	μ^+	1/2	206,77	$2,212 \cdot 10^{-6}$
Mesonid	π^0	π^0	0	264,20	$2,3 \cdot 10^{-16}$
	π^+	π^-	0	273,18	$2,55 \cdot 10^{-8}$
	K^+	K^-	0	966,6	$1,224 \cdot 10^{-8}$
	K^0	\bar{K}^0	0	974,2	$\left\{ \begin{array}{l} K_1^0(50\%) 10^{-10} \\ K_2^0(50\%) 6,1 \cdot 10^{-8} \end{array} \right.$

¹ Antiosakese kohta vt. § 59.

1	2	3	4	5	6
Barüonid	Nuklonid				
	p	\tilde{p}	1/2	1836,12	∞
	n	\tilde{n}	1/2	1838,65	$1,013 \cdot 10^3$
	Hüperonid				
	Λ^0	$\tilde{\Lambda}^0$	1/2	2182,80	$2,51 \cdot 10^{-10}$
	Σ^+	$\tilde{\Sigma}^+$	1/2	2327,7	$0,81 \cdot 10^{-10}$
	Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	1/2	2331,8	$< 0,1 \cdot 10^{-10}$
	Σ^-	$\tilde{\Sigma}^-$	1/2	2340,6	$1,61 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	1/2	2566	$\sim 1,5 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^-	$\tilde{\Xi}^-$	1/2	2580,2	$1,3 \cdot 10^{-10}$

Ω^- $\tilde{\Omega}^-$ 3/2 3278 15^{10}

§ 58: Isotoopiline spin.

Tuumatungide lagunemise sõltumatuse omadus (§ 7) viis Heisenbergi ideele vaadelda prootonit ja neutronit ühe ja sama osakese - nukloni kahe erineva eksisteerimisvormina. Millises vormis (kas prootonses või neutrons) eksisteerib see osake, seda võib Heisenbergi järgi määrata nn. isotoopilise e. isobaarilise spini abil. Heisenberg tõi isotoopilise spini sisse, lähtudes analoogiast tavalise spiniga. Kui osakese spinkvantarv on S , siis selle osakese spin võib ruumis olla orienteeritud $2S+1$ erineval viisil, kusjuures

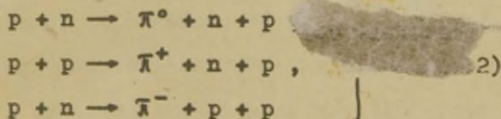
mingil teljel võib projektsioon omandada kõiki üksteisest ühe võrra erinevaid väärtusi vahemikus $[-S, +S]$.

Analoogiliselt osake, mille isotoopiline spin on kirjeldatud kvantarvuga T , võib teatud abstraktses isotoopilises ruumis olla orienteeritud $2T + 1$ erineval viisil, kusjuures

mingil teljel selles ruumis võib isotoopilise spini projektsioon omandada kõiki üksteisest ühe võrra erinevaid väärtusi vahemikus $[-T, T]$. Heisenbergi järgi isotoopilise spini projektsioon seatakse vastavusse nukloni elektrilaengulisele seisundile. Kuna nuklonil on kaks elektrilaengulist seisundit (prooton või neutron), siis $2T + 1 = 2$ (isotoopiline dublett), millest järgneb, et nukloni isotoopiline spin $T = 1/2$. Isotoopilise spini projektsiooni $T_z = -1/2$ on saanud tavaks omistada neutronile, projektsiooni $T_z = 1/2$ prootonile. Seda arvestades kehtib järgmine seos nukloni elektrilaengu Q ja isotoopilise spini projektsiooni vahel

$$Q = T_z + \frac{1}{2}. \quad (58.1)$$

π -mesonite vastastikune mõjustus tuumadega ja nukloonidega näitas, et see ei sõltu küllalt heas lähenduses π -mesoni elektrilaengust. Selline asjaolu võimaldas isotoopiliselt spini rakendada ka π -mesonile. Lähtudes hästi tuntud projektsioonidest



isotoopilise spini projektsiooni jäävusest, võib leida

π -mesonite isotoopilise spini projektsioonid. Esimene reaktsioon (58.2) annab

$$\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = (T_z)_{\pi^0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} ,$$

millest $(T_z)_{\pi^0} = 0$. Analoogiliselt saame teisest ja kolmandast reaktsioonist $(T_z)_{\pi^+} = +1$ ja $(T_z)_{\pi^-} = -1$. Kuna antud juhul esineb 3 erinevat isotoopilise spini projektsiooni, siis $2T + 1 = 3$ (isotoopiline triplet), millest pioni isotoopiline spin $T = 1$. Seega võime π^{\pm} -mesoneid ja π^0 -mesonit vaadelda kui ühe ja sama osakese - pioni kolme erinevat eksisteerimisvormi.

Pioni elektrilaengu ja isotoopilise spini projektsiooni vahel kehtib seos

$$Q = T_z . \quad (58.3)$$

§ 59. Osakesed ja antiosakesed.

Pärast positroni, mis on elektroni suhtes antiosake, avastamist tekkis küsimus: kas kõigil osakestel on neile vastavad antiosakesed? Samuti tekkis küsimus: mille poolest antiosake erineb osakesest? Positroni juhul oli sellele küsimusele lihtne vastata, kuna tema elektrilaeng osutus vastasmärgiliseks elektroniga võrreldes. Kui sellist kriteeriumi ei saa rakendada teistele osakestele. Kuna selline lihtne kriteerium soba ariliseks otsustada osakese ja antiosakese erinevuse üle, tuli otsida uusi kriteeriume, mis annaksid üldisemat vastust küsimusele ammendava vastuse. Analüüs näitas, et

ine kriteerium on järgmine: kui osake ja antiosake kohtu-
 misel toimub nn. annihilatsiooniprotsess, mille tulemuse-
 l osake ja antiosake muunduvad teisteks osakesteks. Sellise
 annihilatsiooniprotsessi näiteks on elektroni ja positroni
 kohtumise kaheks γ -kvandiks:

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow 2\gamma . \quad (59.1)$$

Esitatud osakese ja antiosakese eristamise kriteeriumi
 heaks illustratsiooniks on Σ^{+} - ja Σ^{-} -hüperoni probleem.
 Need hüperonid on peaaegu võrdse seisumassiga ja ainult mür-
 gi poolest erinevate elektrilaengutega, kuid nende kohtumisel
 annihilatsioon ei toimu; seega Σ^{+} - ja Σ^{-} -hüperon ei ole
 teineteise suhtes osake ja antiosake, vaid kummalgi neist on
 eraldi antiosake.

Osakese a antiosakest tähistatakse \bar{a} ¹. Osakeste
 asendamist antiosakestega ($a \rightarrow \bar{a}$) nimetatakse laenguliseks
konjugeerimiseks. Juhul, kui antiosake osutub identseks osa-
 kesega ($a = \bar{a}$), siis nimetatakse osakest absoluutselt neut-
raalseks osakeseks. Kaasaja teadmiste taseme juures osutuvad
 absoluutselt neutraalseteks osakesteks footonid ja η^0, π^0 -meso-
 nid, kuna ülejäänud elementaarosakestel on neist endist eri-
 nevid antiosakesi.

Nuklonite ja antinuklonite annihilatsioonil tekivad
 π -mesonid. Selline annihilatsiooniprotsess on teatud mõttes
 analoogiline protsessiga (59.1), milles elektron ja positron
 (elektromagnetilise välja allikad) on annihilioneerunud γ -kvan-
 tideks (selle välja kvantideks). Analoogiliselt nuklon ja

¹ Mõnikord trükitehnilistel kaalutlustel ka \bar{a} .

antinuklon (tuumatungide välja allikad) annihileeruvad pidevaks nideks (selle välja kvantideks). Nuklonite ja antinuklonite annihilatsioonid kirjeldatakse teatud arvuga n sissetoomi kusjuures nuklonitele omistatakse väärtus $n = 1$, antinuklonitele $n = -1$. Seda arvestades tuleb seos (58.1) nüüd Kuna-
loni elektrilaengu ja isotoopilise spini projektsiooni vahel üldistada kujule

$$Q = \frac{n}{2} + T_z. \quad (59.2)$$

Kuna üleminekul osakeselt antiosakesele muutuvad suurused Q ja n vastasmärgiliseks, siis peab ka T_z muutuma vastasmärgiliseks. Nii näiteks antiprooton \bar{p} on iseloomustatud suurustega $Q = -1$, $n = -1$, $T_z = -1/2$, antineutronil \bar{n} $Q = 0$, $n = -1$, $T_z = 1/2$.

Illustratsioonina vaatleme põgusalt eksperimenti, millega avastati 1955. a. antiprooton. Sünkrofasotronis kiirendatud 6,2 GeV-iste protonitega pommitati märklauatuumi, mille tulemusena tekkis hulgaliselt mitmesuguseid osakesi. Kiirendaja magnetvälja abil oli võimalik eraldada negatiivse elektrilaenguga osakesed positiivse elektrilaenguga osakestest. Trajektoori kõverusraadiuse järgi võis määrata osakese impulsi, Tšerenkovi loendajate kasutamisel aga kiiruse. Niisuguse analüüsi tulemusena osutus, et negatiivselt laetud osakeste hulgas leiti selline, mille seisumass võrdus protoni seisumassiga. See osake samastatigi antiprootoniga.

Hiljem õnnestus suurus n rakendada ka barüonide ja mesonite kirjeldamiseks; seejuures hakati suurus n nimetama barüonlaenguks. Kõikidele barüonidele omistati $n = 1$, antibarüonidele $n = -1$ ning mesonitele ja antimesonitele $n = 0$.

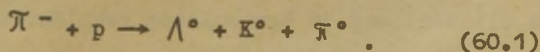
Fakt, et mesonite barüonlaeng võrdub nulliga, on analoogiline sellega, et footoni elektrilaeng võrdub nulliga. Barüonlaeng, nagu elektrilaengki allub kõigis elementaarosakestevahelistes protsessides jäävuse seadusele.

Uurimused näitasid, et ka leptonitele on otstarbekohane omistada nn. leptonlaeng. Seejuures vaadeldakse ν , e^- ja μ^- leptonitena, millele omistatakse leptonlaeng $+1$; $\bar{\nu}$, e^+ ja μ^+ vaadeldakse antileptonitena, millele omistatakse leptonlaeng -1 . Leptonlaeng allub samuti jäävuseseadusele (vt. näiteks (31.2), (31.3), (53.2) ja (54.1)).

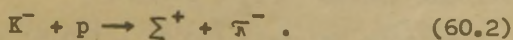
§ 60. Veidrad osakesed.

K-mesoneid ja hüperone nimetatakse veidrateks osakesteks. Erinevalt teistest ilmnevad nende osakeste käitumises teatud iseärasused, mis avalduvad peamiselt kahes järgmises asjaolus:

1. Veidrad osakesed tekivad kiiresti (s. o. tugeva interaktsiooni teel) tavalistest osakestest ainult paarikaupa, näiteks



2. Üksik veider osake (mitte paaris teise veidra osakesega) tekib kiiresti ainult veidra osakese osavõtul, näiteks



Teistel osakestel selliseid kitsendusi ei esine ja seetõttu neid ei nimetata veidrateks osakesteks.

Veidrate osakeste omaduste selgitamise eesmärgil üldis-

tas Gell-Mann seose (59.2) kujule:

ll. *kaasneva* *veidrus* $n \rightarrow B$
laeng $Q = \frac{n}{2} + T_z + \frac{B}{2}$ (60.3)

kus suurust S nimetatakse veidruseks. Tavalisi osakesi kirjeldatakse nulliga võrduva veidrusena, veidratele osakestele aga omistatakse nullist erinev veidrus. Kuna üleminekul osakeselt antiosakesele suurused Q , n ja T_z muutuvad vastasmärgilisteks (§ 59), peab valemi (60.3) kehtimiseks sel juhul ka veidrus muutma märki.

Peale valemi (60.3) esitas Gell-Mann kaks valikureeglit, mis võimaldasid eristada teineteisest tugevat ja nõrka interaktsiooni. Need valikureeglid on formuleeritud suuruse ΔS jaoks, kus ΔS on reaktsiooni tulemusena tekkinud osakeste veidruse summa ja reaktsiooni tekitavate osakeste veidruse summa vahe. Gell-Manni järgi kehtib tugeva interaktsiooni juhul valikureegel

$$\Delta S = 0 ; \quad (60.4)$$

nõrga interaktsiooni juhul kehtib valikureegel

$$\Delta S = \pm 1 . \quad (60.5)$$

Kuna elektrilaeng ja barüonlaeng rahuldavad universaalseid jäävuse seadusi ($\Delta Q = \Delta n = 0$), siis veidrus muutusele (60.5) kaasneb valemi (60.3) kohaselt isotoopilise spini projektsiooni muutus $\Delta T_z = \mp 1/2$.

Kasutades valemid (60.3) - (60.5) ja eksperimentaalselt avastatud reaktsioone, õnnestus kõik osakesed (välja arvatud footonid ja leptonid) vastuoludeta varustada isotoopilise spini projektsiooni T_z ja veidrus S väärtustega. Tulemused esitame alljärgneva tabeli kujul.

Isotoopi- line multipllett	Osakesed					Antiosakesed				
	Sümbol	n	Q	T _z	S	Sümbol	n	Q	T _z	S
dublett	p	1	1	1/2	0	\bar{p}	-1	-1	-1/2	0
	n	1	0	-1/2	0	\bar{n}	-1	0	1/2	0
dublett	K ⁺	0	1	1/2	1	K ⁻	0	-1	-1/2	-1
	K ⁰	0	0	-1/2	1	\bar{K}^0	0	0	1/2	-1
triplett	K ⁺	0	1	1	0	K ⁻	0	-1	-1	0
	K ⁰	0	0	0	0	K ⁰	0	0	0	0
	K ⁻	0	-1	-1	0	K ⁺	0	1	1	0
triplett	Σ ⁺	1	1	1	-1	$\bar{\Sigma}^+$	-1	-1	-1	1
	Σ ⁰	1	0	0	-1	$\bar{\Sigma}^0$	-1	0	0	1
	Σ ⁻	1	-1	-1	-1	$\bar{\Sigma}^-$	-1	1	1	1
singulett	Λ ⁰	1	0	0	-1	$\bar{\Lambda}^0$	-1	0	0	1
dublett	Ω ⁰	1	0	1/2	-2	$\bar{\Omega}^0$	-1	0	-1/2	2
	Ω ⁻	1	-1	-1/2	-2	$\bar{\Omega}^-$	-1	1	1/2	2

Leptoneid ja footoneid ei lülitata sellisesse skeemi, kuna teiste osakestega on nad vastastikuses mõjustuses ainult elektromagnetilise või nõrga interaktsiooni vahendusel, mistõttu neile kvantarve S ja T ei omistata.

Veidruse S sissetoomise tähtsus ei seisne üksnes selles, et ta võimaldas selgitada varem tuntud reaktsioone, vaid eelkõige selles, et võimaldas ennustada uusi reaktsioone ja uusi osakesi, mis hiljem eksperimentaalselt avastati. Seega veidrus, kui osakese karakteristik on sügava füüsilise sisuga.

füüsikas.

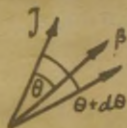
Teoreetilise füüsika meetoditega saab näidata, et kõik jäävuse seadused osutuvad järeldusteks teatud sümmeetriaomadustest. Näiteks energia jäävuse seadus järgneb aja homogeensusest, s. t. kõikide ajamomentide füüsikalise võrdõiguslikkusest. Impulsi jäävuse seadus osutub järelduseks ruumi homogeensusest, s. t. kõikide ruumpunktide füüsikalise võrdõiguslikkusest. Pöördimpulsi jäävuse seadus järeldub ruumi isotroopsusest, s. t. kõikide ruumisuundade füüsikalise võrdõiguslikkusest.

Kuna jäävuse seaduse eelduseks olevad sümmeetriaomadused tehakse kindlaks katsetulemuste abil, on võimalik, et seoses eksperimentaalse tehnika arenguga tuleb kõne alla sümmeetriaomaduste revideerimine ja sellega kaasnev vastava jäävuse seaduse paikapidamatus. Niisugune situatsioon tekkis seoses peegelsümmeetria printsiibiga, mille järgi looduse seadused ei muntu nähtuste asendamisel nende peegelpiltidega. Peegelsümmeetria printsiibist lähtudes võib töestada teatud füüsikalise suuruse, mida nimetatakse paarsuseks¹, jäävust. Rohkearvulised katsed, mis olid teostatud kuni 1956. aastani, näitasid paarsuse jäävuse seaduse kehtivust, seega ka peegelsümmeetria printsiibi õigsust. Kuid 1956. a. püstitasid USA-s töötavad hiina füüsikud Lee ja Yang K-mesoni lagunemise probleemi uurimisel hüpoteesi, et paarsus on mittejääv nõrkades interaktsi-

¹ Paarsus on puhtalt kvantmehhaaniline mõiste, mistõttu tal pundub klassikaline analoogia.

oonides. Oma hüpoteesi kontrollimiseks esitasid nad teooria variandi, milles radioaktiivsel β -lagunemisel on arvestatud paarsuse mittejäävust. β -lagunemine, mis on samuti interaktsioon, valiti hüpoteesi kontrollimiseks seetõttu, et selle uurimine on eksperimentaalselt lihtsam kui K-mesonite lagunemise uurimine.

Lee ja Yangi teooria tulemuste esitamiseks toome sisse tähised: θ -nurk algtuuma spini (J) ja väljakiirgumud β -osakese liikumissuuna vahel (joon. 45); $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$



Joon. 45.

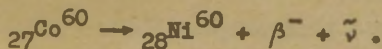
- ruuminurk, mis tekib kahe koonuse vahel, mille avanurgad on vastavalt 2θ ja $2(\theta + d\theta)$; $w(\theta)$ -osakeste jaotusfunktsioon ($w d\Omega$ -esitab β -osakeste arvu, mis kiirguvad ruuminurka $d\Omega$). Juhul, kui arvestada paarsuse mittejäävust

$$w(\theta) = A(1 + a \cos \theta), \quad (61.1)$$

kus A ja a on konstandid; paarsuse jäävuse juhul

$$w(\theta) = \text{const}. \quad (61.2)$$

Lee ja Yangi hüpoteesi kontrollimiseks tuli eksperimentaalselt mõõta β -osakeste jaotusfunktsioon w . Katse teostasid Wu jt., kasutades Co^{60} β -lagunemist:

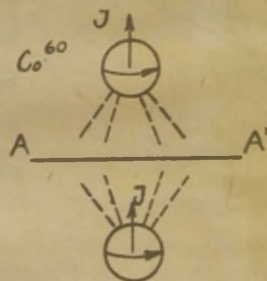


Katse korraldamiseks tuli tuumade Co^{60} spinid orienteerida võimalikult ühes ja samas suunas (seda nimetatakse tuumade polariseerimiseks). See õnnestus temperatuuril $\sim 0,1^\circ\text{K}$, kui

Co^{60} paigutati tugevasse homogeensesse magnetvälja, mis orienteeris tuumade magnetilised momendid, seega ka nende spinid. Katse näitas, et kehtib valem (61.1), kusjuures konstandid a ja b saadi väärtus $a = -0,4$, mis näitab, et β -osakesed kiiratakse välja peamiselt tuuma spinile vastassuunas. Sellega oli eksperimentaalselt tõestatud paarsuse mittejäävus β -lagunemisel.

Wu jt. katsetulemuste interpreteerimiseks teeme joonise 46, millel tuumal on kujutatud kerakujulistena, elektrone noolekestega, mille suund langeb ühte tema liikumissuunaga.

Teostame sellise nähtuse (joonise 46 ülemine pool) peegeldamise peeglis AA' . Peegeldumisel tuumade pöörlemissuund ei muutu, mistõttu tuuma spini vektor on ikkagi suunatud ülespoole. Elektronid muudavad peegeldumisel oma liikumissuunda, mistõttu peegelpildis (joonise 46 alumine



Joon. 46.

pool) kiirguvad elektronid välja peamiselt tuuma spinile vastassuunas. Seega antud juhul looduse seadused muutusid nähtuste asendamisel nende peegelpiltidega, mis aga tähendab, et peegelsümmeetria printsiip ei kehti. Peegelsümmeetria printsiibi mittekehtivusest järgnebki paratamatult paarsuse mittejäävus.

Paarsuse mittejäävus β -lagunemisel võimaldas veelgi enam konkretiseerida leptonite omadusi. Teooria näitas, et

β -lagunemisel on leptonitel nn. pikipolarisatsioon, mis väljendub selles, et nende spinid on orienteeritud peamiselt kas impulsi suunas või vastassuunas. Osakeste kimbu polarisatsiooni iseloomustatakse seejuures suurusega

$$P = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\downarrow} + n_{\uparrow}}, \quad (61.3)$$

kus n_{\downarrow} ja n_{\uparrow} on osakeste arv, mille spinid on orienteeritud vastavalt impulsi suunas ja vastassuunas. Teooria näitab, et β -lagunemisel avaldub leptonite polarisatsioon järgmiselt:

$$P = \pm \frac{v}{c}, \quad (61.4)$$

kus v - leptoni kiirus, c - valguse kiirus vaakumis. Valemis (61.4) tuleb positronide ja antineutriinode juhul võtta plussmärk, elektronide ja neutriinode juhul miinusmärk.

Seoste (61.3) ja (61.4) kooskõla õnnestus vahetult eksperimentaalselt kontrollida elektronide ja positronide juhul, kuna neutriinode ja antineutriinode juhul on see raskendatud viimaste väga nõrga vastastikuse mõjustustuse tõttu ainega. Kuid neutriino ja antineutriinode juhul on pikipolarisatsiooni õigustuseks teooria seesmine kooskõla, kui võtta vastavalt neutriino seisumassi väiksusele $v = c$. See tähendab valemite (61.3) ja (61.4) järgi, et neutriino spin on vastassuunaline tema impulsi suunas, antineutriino spin on tema impulsi suunas. Seetõttu kujutatakse neutriinot piltlikult vasaku käe kruvina, antineutriinot parema käe kruvina.

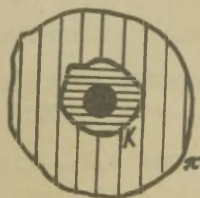
Hiljem õnnestus eksperimentaalselt näidata paarsuse mittejäävust teistes nõrkades interaktsioonides (mesonite ja hüperonide lagunemisel). Seetõttu vaadeldakse käesoleval ajal paarsuse mittejäävust nõrkades interaktsioonides kui üldtunnustatud fakti.

Paarsuse mittejäävus võib olla tingitud kahest asjaolust: (1) osakeste teatud seesmisest asümmeetriast peegelduste suhtes, (2) ruumi omaduste olulistest muutustest väikesel kaugustel. Käesoleval ajal loetakse tõenäolisemaks esimest põhjust, mille tõlgendamisel on levinud nõukogude füüsiku Landau seisukoht. Landau järgi tuleb nähtuse peegeldumisel osakesed asendada antiosakestega. Sellist teisendust, mis koosneb ruumilisest peegeldusest e. inversioonist ja laengulisest konjugeerimisest, nimetatakse kombineeritud inversiooniks. Näiteks, kui joonise 46 ülemine pool kujutab koobalti tuuma β^- -lagunemist, siis alumine pool kujutab antikoobalti tuuma, mis koosneb antiprootonitest ja antineutronitest, β^+ -lagunemist.

§ 62. Nuklonite struktuur.

Nuklonite magnetiliste momentide selgitamiseks (§ 4) tuli oletada, et nuklon on dissotsieerunud nn. "puhtaks" nukloniks ja pioniks. Selline hüpotees leidis veelgi enam edasiarendamist tuumatungide selgitamisel (§-d 53, 54), kusjuures õnnestus määrata nukloni ümbritsevate virtuaalsete pionite pilve raadius (vt. valem (53.5)). Kuid peale selle tuleb arvestada, et π -mesonite põrgetel nuklonitega võivad

tekkida virtuaalsed K-mesonid. Seda kõike arvestades omistatakse nuklonile järgmine struktuur (joon. 47). Nukloni tsentris on "puhas" nuklon, mida nimetatakse kerniks. Kern on ümbritsetud K-mesonite pilvega, viimane omakorda $\bar{\pi}$ -mesonite pilvega. Et K-mesonite pilve raadius on väiksem $\bar{\pi}$ -mesonite pilve raadiusest, on arusaadav valemist (53.5), mille järgi virtuaalse osakese läbitud tee pikkus on pöördvõrdeline tema seisumassiga.



Joon. 47.

Hüperonide struktuuri kohta on teada vaid vähesed andmed. On esitatud hüpotees, mille kohaselt hüperoni vaadeldakse kui ergutatud nukloni. Hüpotees on esitatud hüperonide lagunemiskeemide alusel, mille järgi valdavas enamusel muundub hüperon nukloniks ja $\bar{\pi}$ -mesoniks. Hüperoni lagunemist vaadeldakse nimetatud hüpoteesi järgi kui protsessi, mille tulemusena nuklon siirdub ergutatud seisundist põhiseisundisse, kiirates tuumatungide välja kvante, s. o $\bar{\pi}$ -mesoneid.

K i r j a n d u s .

Espe, W. u. Kuhn, A., Elementare Grundlagen der Kernphysik, Leipzig 1958.

Grimsehl, Lehrbuch der Physik, Bd. 4. Leipzig 1959.

Гольдманский В. и Мейкин Е., Превращения атомных ядер, Изд. АН СССР, 1958.

Корсунский М.И., Оптика. Строение атома. Атомное ядро. Физматгиз, 1962.

Левашев, А.Е., Элементарные частицы, Изд. Киевского унив., 1960.

Лэши Р.Е. и Эндрикс Г.Л., Физика ядерного излучения, Воениздат, 1956.

Маляров В.В., Основы теории атомного ядра, Физматгиз, 1959.

Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений. Бюро технической информации СНХ ЭССР, 1961.

"Успехи физических наук".

Ипольский Э.В., Атомная физика, т. 2. ГИТТИ, 1951.

Ферми Э., Ядерная физика, ИЛ, 1951.

Фриш С.Э. и Тиморева А.В., Курс общей физики, т. 3. Физматгиз, 1962.

U l e s a n n e t e k o g u d .

Иродов И.Е., Сборник задач по атомной и ядерной физике, Госфтомихдат, 1963.

Скачков С.В., Константинов Л.В., Строганова Р.П., Крива Л.Н., Торопкова П., Сборник задач по ядерной физике, Физматгиз, 1963.

Т а б е л и д .

Джелепов Б.С. и Пекер Л.К., Схемы распада радиоактивных ядер, Изд. АН СССР, 1958.

Сиборг Г., Перлман И. и Холлендер Дж., Таблица изотопов, ИЛ, 1956.

Слив А.А. и Банд И.М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, ч. I и 2, Изд. АН СССР, 1956, 1958.

Sisukord.

I peatükk. AATOMITUUMADE PÕHIOMADUSED.

1. Sissejuhatus. Põhimõisted	4
2. Tuuma seosenergia	9
3. Tuuma spin	13
4. Tuuma magnetiline moment	16
5. Tuuma elektriline kvadrupoolmoment.	23
6. Tuuma raadius	27
7. Tuumatungid. Tuuma tilgamudel	32
8. Tuuma kihiline mudel.	39

II peatükk. TUUMAFÜSIKA EKSPERIMENTAALSED MEETODID.

9. Raskete laetud osakeste läbimineks aineks.	45
10. β -kiirguse läbimineks aineks.	49
11. γ -kiirguse läbimineks aineks.	51
12. Gaaslahenduse kasutamine laetud osakeste registreerimisel	57
13. Stsintillatsioonloendajad	74
14. Tšerenkovi loendajad	78
15. Kointsidents- ja antikointsidentskeem.	80
16. Wilsoni kamber	85
17. Wilsoni kambri printsibi täiustamine	88
18. Fotoemulsioonimeetod.	91
19. Üldisi märkusi laetud osakeste registreerimis- meetodite kohta	93
20. Doos	94
21. Kiirendajate üldiseloomustus	98
22. Otsese kiirendamise seadmed	100
23. Osakeste fokuseerimine kiirendajates.	103
24. Tsüklotron	115
25. Betatron	120

26. Autofaseerimine	125
-------------------------------	-----

III p e a t ü k k . RADIOAKTIIVSUS.

27. Radioaktiivsuse avastamine	132
28. Radioaktiivse lagunemise seadus	134
29. Radioaktiivsed read	143
30. α -lagunemine	146
31. β -lagunemine	153
32. K-haare	161
33. Tuumade γ -kiirgus	163
34. Tuuma-isomeeria	171
35. Radioaktiivsuse ühikud	175

IV p e a t ü k k . TUUMAREAKTSIOONID.

36. Tuumareaktsioonide üldiseloostus	180
37. Tuumareaktsiooni soojuslik efekt ja lävi-energia	182
38. Tuumareaktsiooni efektiivne ristlõige ja saagis	185
39. Kompaundtuum	190
40. Neutronite, prootonite ja α -osakeste poolt esilekutsutud tuumareaktsioonid . . .	195
41. Deutronite poolt esilekutsutud tuumareaktsioonid	197
42. Fototuumareaktsioonid	199
43. Tuumade lõhestumise avastamine	201
44. Tuumade lõhestumise teoreetilised alused . .	203
45. Lõhestumisreaktsioonide teostamise mitmesugused võimalused ja lõhestumisproduktid .	207
46. Tuumareaktorid aeglastel neutronitel	212
47. Tuumareaktorid kiiretel neutronitel	219
48. Termotuumareaktsioonid	221

V p e a t ü k k . KOSMILINE KIIRGUS JA ELEMENTAAR-OSAKESED.

49. Kosmilise kiirguse avastamine ja tema mõningad omadused	227
50. Kosmilise kiirguse geomagnetilised efektid	230
51. Primaarse kosmilise kiirguse koostis	232

52. Pehme komponendi koostis	235
53. Kalgi komponendi koostis. Mesonite avastamine.	238
54. π -mesonid	243
54. Primaarse kosmilise kiirguse poolt Maa atmosfääris esilekutsutud protsesside üldise-loomustus	249
56. Kosmilise kiirguse päritolu.	251
57. Elementaarosakese mõiste	254
58. Isotoopiline spin	258
59. Osakesed ja antiosakesed	260
60. Veidrad osakesed	263
61. Jäävuse seadused elementaarosakeste füüsikas.	266
62. Nukloni struktuur	
Kirjandus, Ülesannete kogud, Tabelid	272

Тартуский государственный университет
 СССР, г. Тарту, ул. Пушкина, 18

D. Lembra

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

На эстонском языке

Vastutav toimetaja P. Kard
 Korrektor E. Võhandu

=====

TRÜ rotaprint 1965. Trükipoognaid 17,18. Tingtrüki-
 poognaid 15,63. Arvestuspooznaid 13,85. Trükiarv 500.
 Paljundamisele antud 25. XII 1965. MB 11774.
 Tell. nr. 526.
 Hind 42 kop.