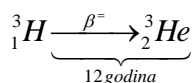


### 3.3. Beta raspad

#### 3.3.1. Tri tipa beta raspada. Osobine beta radioaktivnih jezgara

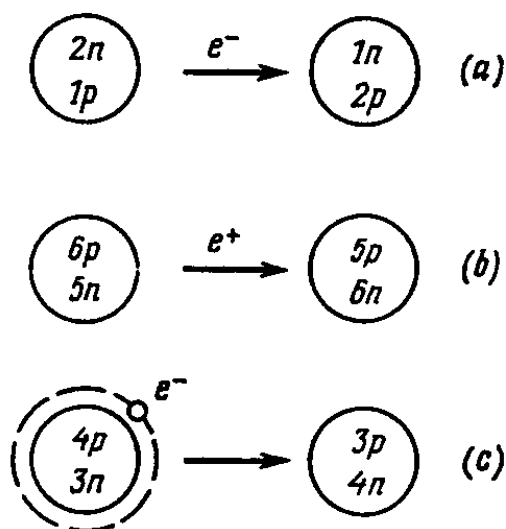
Beta raspad je proces spontane transformacije nestabilnog jezgra u izobarno jezgro sa naelektrisanjem različitim za  $\Delta Z = \pm 1$ , koji je praćen emisijom jednog elektrona (pozitrona) ili zahvatom elektrona. Poluživot beta radioaktivnih jezgara varira od  $10^{-2}$  s do  $2 \cdot 10^{15}$  godina. Energija beta raspada je između 18 keV (za tricijum  ${}^3\text{H}$ ) do 16.6 MeV, za  ${}^{12}\text{N}$ . Postoje tri tipa beta raspada,  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  i elektronski zahvat (K zahvat).

Ako ne uzmemo u obzir beta raspad neutrona, najprostiji slučaj beta raspada je beta raspad tricijuma



Ovaj proces je šematski prikazan na slici 102a. Beta raspad tricijuma se može tretirati kao transformacija jednog neutrona u proton. Energetski uslov za  $\beta^-$  raspad jezgra sa masenim brojem A i naelektrisanjem Z je

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e \quad 3.3.1$$



Masa prethodnika ( $\beta^-$  radioaktivnog jezgra) mora biti veća od sume mase jezgra potomka i elektrona. Ovaj uslov se može izraziti preko masa atoma, ako dodamo i oduzmemo  $Zm_e$  u jednačini 3.3.1.

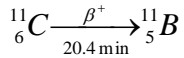
$$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z + 1) \quad 3.3.2$$

Energija oslobođena u procesu  $\beta^-$  raspada je jednaka

$$E_{\beta^-} = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z + 1)]c^2 \quad 3.3.3$$

U primeru razmatranom gore  $E_{\beta^-} = 0.0118 \text{ MeV}$

Primer pozitronskog beta raspada je raspad jezgra  ${}^{11}_6\text{C}$  kojeg prati emisija pozitivnog elektrona, tj. pozitrona.



U ovom slučaju,  $\beta^+$  raspad  ${}^{11}\text{C}$  jezgra se svodi na transformaciju protona u neutron. Prirodno, ovakva transformacija se treba uzeti uslovno, jer je masa protona manja od mase neutrona i raspad protona u neutron je nemoguć. Međutim kako su obe čestice vezane u jezgru nedostajuća energija se uzima iz samog jezgra.

Energetski uslov za  $\beta^+$  raspad je analogan uslovu za  $\beta^-$  raspad

$$M(A, Z + 1) > M(A, Z) + m_e \quad 3.3.4.$$

Dodajući  $(Z+1)m_e$  obema stranama nejednačine i prelazeći sa masa jezgara na mase atoma dobija se

$$M_{at}(A, Z + 1) > M_{at}(A, Z) + 2m_e \quad 3.3.5$$

Energija oslobođjena u  $\beta^+$  raspadu je data kao

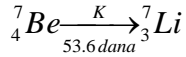
$$E_{\beta^+} = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z - 1) - 2m_e]c^2 \quad 3.3.6$$

Vrednost  $E_{\beta^+}$  pri raspadu jezgra  ${}^{11}\text{C}$  je  $\approx 1 \text{ MeV}$ .

Treći tip beta raspada je elektronski zahvat u kome jezgro zahvata elektron iz elektronske ljuske atoma. Priroda elektronskog zahvata je otkrivena proučavajući prateće X zračenje. Nadjeno je da X zračenje koje prati elektronski zahvat odgovara prelazima elektrona na šupljine u elektronskoj ljusci atoma  $(A, Z-1)$  koje se stvara kao rezultat elektronskog zahvata. Fenomen  $e$  zahvata je važan kod težih jezgara čija je K ljuska sasvim blizu jezgra. Pored zahvata elektrona sa K ljuske (K zahvat) i zahvati sa L ljuske (L zahvat) i M ljuske (M zahvat) su takodje opaženi.

Specifična priroda procesa  $e$  zahvata (tj., zahvat, ne emisija) se manifestuje u tome da konstanta raspada  $\lambda$  slabo zavisi od spoljašnjih uslova. Ovo potiče iz činjenice da je  $e$  zahvat proporcionalan gustini elektrona u oblasti jezgra (tj., kvadratu talasne funkcije) koja ipak zavisi od hemijskih veza.

Primer lakih K radioaktivnih jezgara je jezgro  ${}^7_4\text{Be}$  koje zahvata K elektron i transformiše se u jezgro  ${}^7_3\text{Li}$  :



Slika 102c pokazuje  $e$  zahvat. Energetski uslov za K zahvat je

$$M(A, Z) < M(A, Z + 1) + m_e \quad 3.3.7$$

dodajući masu  $Z$  masa elektrona na obe strane dobija se

$$M_{at}(A, Z) < M_{at}(A, Z + 1) \quad 3.3.8$$

Energija oslobođjena u K zahvatu je data sa

$$E_K = [M_{at}(A, Z + 1) - M_{at}(A, Z)]c^2 \quad 3.3.9$$

Vrednost  $E_K$  u razmatranom primeru je 0.864 MeV.

Poredjenjem nejednačina 3.3.2, 3.3.5 i 3.3.8 vidimo da

1. Kako je jezgro  $(A, Z)$   $\beta^-$  radioaktivno u slučaju kada  $M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z + 1)$ , i K radioaktivno kada je  $M_{at}(A, Z) < M_{at}(A, Z + 1)$  ne mogu postojati dva stabilna susedna izobara. Izuzetak su jedino kada su odgovarajući prelazi zabranjeni usled velike razlike ugaonih momenata dva jezgra.
2. Kada je jednačina 3.3.5 zadovoljena, onda je i 3.3.8 takodje zadovoljena, i odavde su prelazi izmedju odgovarajućih jezgara mogući putem  $\beta^+$  ili K zahvata. Kao primer, razmatramo jezgro  ${}^{52}_{25}\text{Mn}$  koje prelazi u jezgro  ${}^{52}_{24}\text{Cr}$  kao rezultat  $\beta^+$  raspada u 35 % slučajeva, i kao rezultat K zahvata u 65 %.
3. Za neka jezgra  $(A, Z)$  uslov 3.3.5 je zadovoljen u odnosu na izobar  $(A, Z-1)$  istovremeno sa uslovom 3.3.2 u odnosu na izobar  $(A, Z+1)$ , tako da može da doživi sva tri tipa beta transformacija. Na primer jezgro  ${}^{64}_{29}\text{Cu}$  emituje elektrone u 40 % slučajeva, doživljava K zahvat u 40 % slučajeva i emituje pozitrone u 20% slučajeva (Slika 103).
4. Za izobarni lanac  $(A, Z-1)$ ,  $(A, Z)$  i  $(A, Z+1)$ , kada je beta transformacija oblika  $(A, Z-1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+1)$  zabranjena, mora se uzeti u obzir mogućnost dvostrukog beta raspada (ako je  $M_{at}(A, Z-1) > M_{at}(A, Z+1)$ ), pri čemu se jezgro  $(A, Z-1)$  direktno transformiše u jezgro  $(A, Z+1)$  istovremenom emisijom dva elektrona.
5. U slučaju  $\beta^-$  raspada jezgra sa velikim viškom neutrona može se desiti da se jezgro potomak formira u ekscitacionom stanju sa energijom  $W$  koja prevazilazi energiju odvajanja  $\epsilon_N$  neutrona od jezgra. U ovom slučaju jezgro potomak emituje zakasneli neutron. Ako jezgro prethodnik ima veliki višak protona, može se takodje emitovati i zakasneli proton.

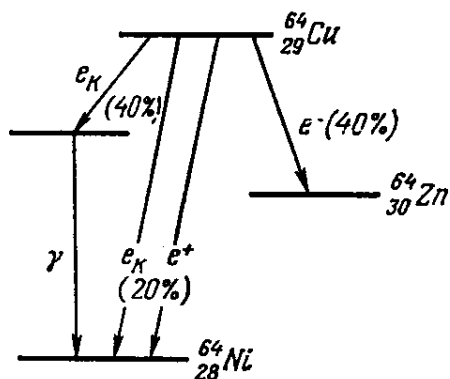


Fig. 103

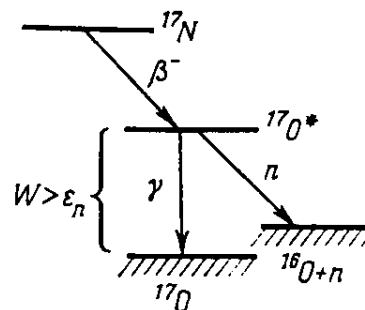


Fig. 104

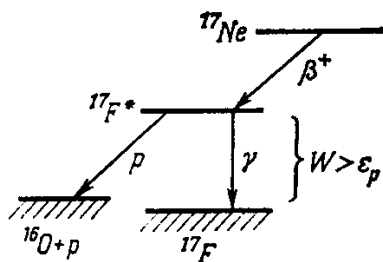


Fig. 105

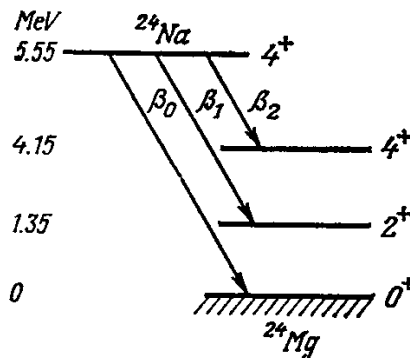


Fig. 106

Slika 105 pokazuje šematski emisiju zakasnelih protona od strane ekscitovanog jezgra  ${}^{17}_{9}\text{F}^*$  koje se formira kao rezultat  $\beta^+$  raspada jezgra  ${}^{17}_{10}\text{Ne}$



Slična je šema emisije zakasnelih neutrona od strane ekscitovanog jezgra  ${}^{17}_{8}\text{O}^*$  formiranog  $\beta^-$  raspadom  ${}^{17}_{7}\text{N}$ .



Interesantno je zapaziti da je u oba slučaja krajnje jezgro dvostruko magično  ${}^{16}_{8}\text{O}^8$  koje se karakteriše slabom adhezionom energijom devetog nukleona. Ova okolnost osigurava se nejednačinom  $W > \epsilon_N$ .

6. Poređenje energija beta raspada i poluživota  $T_{1/2}(\beta)$  pokazuje da se beta radioaktivna jezgra grubo mogu podeliti u nekoliko grupa sa približno jednakom vrednošću veličine

$$\log F(E_\beta)\tau \quad 3.12$$

gde je

$$F(E_\beta) \approx (1 + E_\beta/m_e c^2)^5 \quad \text{za } E_\beta \gg m_e c^2$$

i

$$\tau = T_{1/2}(\beta)/\ln 2$$

Konstanta  $F\tau$  je jednaka 3-5 za jezgra čija se parnost ne menja u procesu beta raspada ( $P_i/P_f=1$ ), a da se spin ne menja za više od 1 ( $\Delta I=0,1$ ). Konstanta postaje jednaka 9 za jezgra sa  $\Delta I=2$  i  $P_i/P_f=+1$ . Za jezgra sa  $\Delta I=3$  i  $P_i/P_f=+1$  biće  $F\tau=14$  i td. Tako, za istu energiju beta raspada, verovatnoća prelaza zavisi jako od razlike spinova prethodnika i potomka. Beta prelazi sa  $|\Delta I| > 1$  i  $P_i/P_f=-1$  su zabranjeni.

Slično, beta prelazi između nivoa jednog jezgra su zabranjeni ako su spinovi veoma različiti (ili su parnosti različite). Slika 106 pokazuje šemu beta prelaza  $^{24}\text{Na} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$ , a odgovarajući parametri su dati u Tabeli 16.

**Table 16**

Beta transition	$E_\beta$ , MeV	$\Delta I$ , $\hbar$	$\omega$ , %
$\beta_0$	5.55	4	$10^{-11}$
$\beta_1$	4.2	2	$10^{-8}$
$\beta_2$	1.4	0	100

Može se videti iz ove Tabele da, iako  $\beta_2$  prelaz koji ima  $\Delta I=0$  i najnižu energiju, verovatnoća je  $10^{13}$  puta veća od  $\beta_0$  prelaza, koji ima najvišu energiju.

### 3.2. Priroda beta spektra i hipoteza o neutrinu

Energetska raspodela elektrona emitovanih kao rezultat beta raspada je proučavana pomoću magnetskih beta spektrometara koji su po konstrukciji slični masenim spektrometrima. Slika 107 pokazuje beta spektrometar za merenje spektra pozitrona

emitovanih RaC i Th. Pozitroni (ili elektroni) koje emituje izvor prolaze kroz otvor u pokretnoj dijafragmi i fokusiraju se uniformnim magnetskim poljem (normalnim na ravan crteža) i registruju se pomoću dva koincidentna brojača.

Merenje beta spektra na ovakvim instrumentima je pokazalo da se u procesu beta raspada emituju elektroni svih energija od nule do  $T_{e, \max}$  koja je u slučaju  $\beta^-$  raspada jednaka razlici energija stanja početnog i krajnjeg atoma:

$$T_{e, \max} \cong E_{\beta^-} = [M_{ar}(A, Z) - M_{at}(A, Z + 1)]c^2 \quad 3.13$$

Srednja energija elektrona emitovanih teškim jezgrima je oko 1/3 njihove maksimalne energije  $\bar{T}_e \approx (1/3)T_{e, \max}$  i za prirodne radioaktivne elemente ta vrednost je izmedju 0.25 i 0.45 MeV. Beta spektar lakih jezgara je više simetričan, za njih je  $\bar{T}_e \approx (1/2)T_{e, \max}$ . Tipičan spektar je pokazan na slici 108.

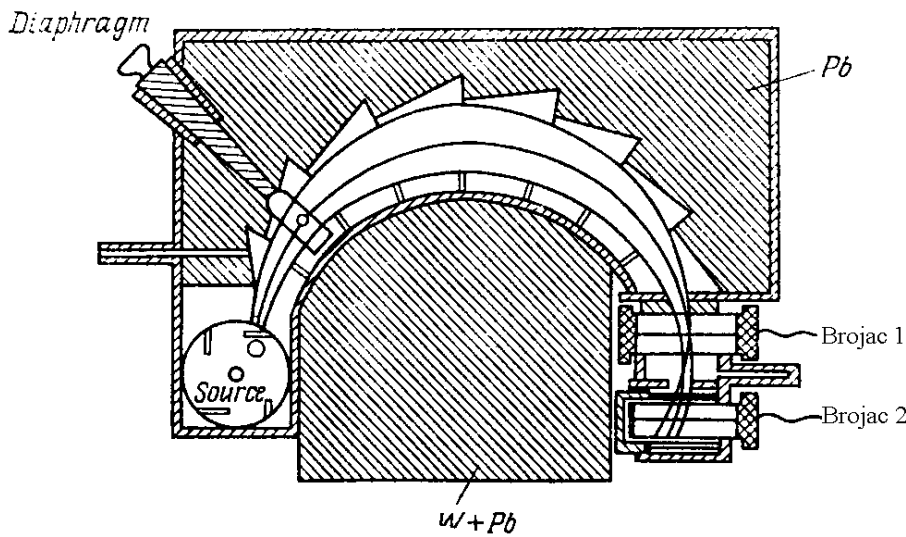


Fig. 107

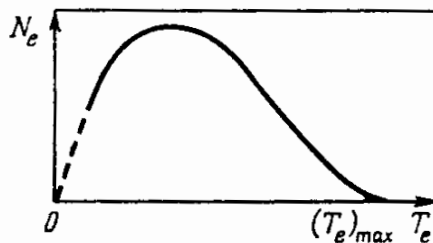


Fig. 108

Interpretacija kontinualne prirode energetskog spektra elektrona emitovanih u beta raspadu je svojevremeno predstavljalo veliku teškoću. Činilo se, da slično alfa raspadu u kome alfa čestice imaju definisane vrednosti energije, beta raspad mora voditi do emisije

monoenergetskih elektrona čija je energija određena prema 3.3.1 razlikom energija stanja prethodnika i potomka

$$T_{\beta} = E_{\beta^{-}} = E_1 - E_2 - m_e c^2 \quad 3.3.14$$

Ova pretpostavka, međutim, nije u saglasnosti sa neprekidnom prirodom eksperimentalno opaženog spektra elektrona beta raspada.

Postavljeno je više hipoteza da bi se objasnilo ovo neslaganje energija elektrona i energije oslobodjene u beta raspadu:

1. Beta prelaz je praćen raznim ekscitovanim stanjima jezgra potomka i ekscitaciona energija se onda oslobadja u obliku gama zračenja. Ako je broj nivoa veoma veliki, opaziće se praktično neprekidan spektar elektrona i gama kvanti bi trebalo da budu opaženi u ovom mehanizmu. Međutim, pokazalo se eksperimentalno da spektar gama zračenja, koje prati beta raspad, ima diskretnu prirodu, a u nekim slučajevima gama zračenje se uopšte i ne emituje.
2. Monoenergetski elektroni energije  $E_{\beta}$  se emituju u procesu beta raspada, ali se deo njihove energije izgubi usled interakcije elektrona sa atomskim elektronima, kao i sa susednim atomima (u meti, brojaču, i sl). Da bi proverili ovu hipotezu, Ellis i Wooster su proveli kalorimetrijski eksperiment u kome su odredili ukupnu energiju elektrona emitovanih u beta raspadu. Kalorimetar sa debelim bakarnim zidovima, sadrži  $\beta^{-}$  uzorak  $^{210}\text{Bi}$  koji je obmotan olovnom folijom. Ukupna energija beta elektrona se oslobadja u olovnoj foliji i može se meriti iz promene temperature u kalorimetru. Ako je gornja pretpostavka tačna, energija bi trebala da je jednak maksimalnoj energiji  $^{210}\text{Bi}$  beta spektra (1.2 MeV). Međutim, merenja su pokazala da je oslobodjena energija bliska srednjoj energiji beta spektra  $^{210}\text{Bi}$  tj  $T_{\text{exp}} \approx 0.33 \text{ MeV}$
3. Zakon održanja energije se ne poštuje u beta raspadu. Ova hipoteza je naširoko diskutovana ali je smatrana kao neverovatna.
4. Pored elektrona sa energijom  $T_e$ , u beta raspadu se emituje još jedna čestica, tj. neutrino  $\nu$ , koji odnosi deo energije  $E_{\beta} - T_e$ , tako da je ukupna energija elektrona i neutrina jednaka energiji beta raspada  $E_{\beta}$ . Ovu hipotezu je prvi put izneo Pauli 1931. godine, i ona je široko prihvaćena i eksperimentalno potvrđjena.

Osobine neutrina se lako mogu predvideti. S obzirom na zakon održanja naelektrisanja, i činjenice da neutrino ne jonizuje materiju kroz koju prolazi, može se zaključiti da je njegovo naelektrisanje jednako nuli. Masa neutrina mora da bude jednaka nuli (ili u svakom slučaju mora biti mnogo manja od mase elektrona). Ovo potiče iz činjenice da neutrino nosi znatan deo energije beta raspada. Odsustvo jonizacije indicira da je magnetski momenat neutrina jednak nuli ili ima krajnje malu vrednost. Spin neutrina mora biti polucelobrojan. Ovo je zbog toga jer je spin atomskog jezgra (polucelobrojan ili celobrojan) određen masenim brojem A. U toku beta raspada broj A se ne menja i odavde spin jezgra mora da ostane isti. Međutim, elektron koji napušta jezgro kao rezultat beta raspada nosi spin  $\hbar/2$  i ovo bi moglo da promeni spin jezgra. Kontradikcija se može ukloniti pretpostavkom da neutrino ima polucelobrojni spin.

Teorijska računanja oblika beta spektra pod raznim pretpostavkama o spinu neutrina pokazuju da njegov spin mora biti  $\hbar/2$ . Ovi argumenti su validni kako za  $\beta^-$  tako i za  $\beta^+$  raspad.

### 3.3.3. Eksperimentalna verifikacija postojanja neutrina

Osobine neutrina, ( $z_\nu = 0$ ,  $m_\nu \approx 0$ ,  $\mu_\nu \approx 0$ ) dovode do toga da je eksperimentalna detekcija neutrina vrlo teška. Procena efikasnog preseka interakcije neutrina sa jezgrima je  $10^{-44} \text{ cm}^2$ . Ovo odgovara srednjoj slobodnoj putanji u kondenzovanoj materiji ( $n \cong 10^{22} \text{ atom/cm}^3$ ) od

$$l = 1/n\sigma = 10^{17} \text{ km}$$

dok je odgovarajuća vrednost za nuklearnu materiju ( $n \approx 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ )

$$l = 1/n\sigma = 10 \text{ km}$$

Očigledno, tako slab efekat se može otkriti samo ako je postoji veoma veliki fluks ovih čestica. Zbog toga je prisustvo neutrina ustanovljeno posredno u ranim eksperimentima. Ideja prvih eksperimenata za detekciju neutrina je poredjenje energetskog spektra elektrona i uzmaknutih jezgara za vreme beta raspada. Ako proces beta raspada nije praćen emisijom neutrina, impulsi elektrona i uzmaknutog jezgra moraju da zadovolje sledeću jednostavnu relaciju

$$\vec{p}_e + \vec{P}_{uzmak,j} = 0 \quad 3.3.15$$

Odavde je

$$|\vec{p}_e| = |\vec{P}_{uzmak,j}| \quad 3.3.16$$

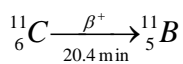
Ako se pak neutrino emituje u beta raspadu, onda je u skladu sa održanjem impulsa

$$\vec{p}_e + \vec{p}_\nu + \vec{P}_{uzmak,j} = 0 \quad 3.3.17$$

i

$$|\vec{p}_e| \neq |\vec{P}_{uzmak,j}| \quad 3.3.18$$

Kako se oba impulsa, elektrona i jezgra, odnose na naelektrisane čestice, njih je u principu moguće meriti. Slika 109 pokazuje šemu uređaja.  $\beta^+$  raspad jezgra  $^{11}\text{C}$  je proučavan u ovom eksperimentu





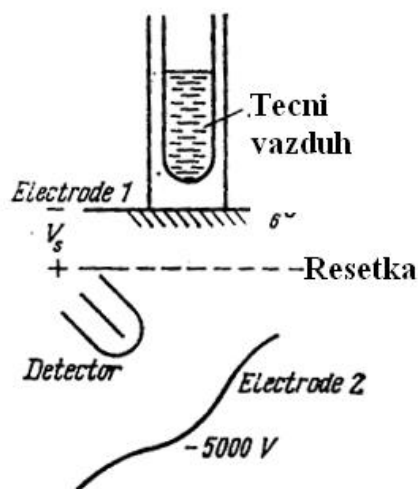


Fig. 109

Koristeći tečni vazduh,  $^{11}\text{C}$  se absorbuje na elektrodi 1. Kao rezultat beta raspada, atom  $^{11}\text{B}$  dobija energiju uzmarka i napušta supstrat u formi jona. Ovi joni dolaze u oblast izmedju elektrode 1 i rešetke na kojoj je primenjen zaustavni potencijal  $V_s$ . Joni čija energija prevazilazi ovaj potencijal prelaze u oblast izmedju rešetke i elektrode 2 sa velikim ubrzavajućim potencijalom. Joni ubrzani u ovoj oblasti izbacuju sekundarne elektrone sa elektrode 2. Ovi elektroni se registruju u detektoru. Energetska raspodela uzmarknutih jezgara se može odrediti opažanjem zavisnosti odbroja detektora od zaustavnog potencijala na rešetki. Ovaj eksperiment je pokazao da energetska distribucija ne odgovara beta raspadu bez neutrina.

Da bi se dobili kvantitativni rezultati predložen je eksperiment sa korišćenjem K zahvata elektrona na  $^7\text{Be}$  jezgru. Slično kao beta u raspada K zahvat takodje mora biti praćen emisijom neutrina. Razlog je što maseni broj jezgra ostaje nepromenjen pri K zahvatu. Konsekventno spin jezgra mora ostati nepromenjen. Medjutim zahvat elektrona sa polucelobrojnim spinom bi trebalo da promeni spin jezgra. Ovo neslaganje se uklanja pretpostavkom da je K zahvat praćen emisijom neutrina. Samo dve čestice se formiraju u toku K zahvata, uzmarknuto jezgro i neutrino. Odavde, energija bi se raspodelila izmedju ove dve čestice na strog način. Drugim rečima, uzmarknuta jezgra u ovom procesu bi morala da budu monoenergetska.

Energija uzmarknutog  $^7\text{Li}$  jezgra u K zahvatu  $^7\text{Be}$  se može izračunati. Ukupna energija oslobodjena u K zahvatu je

$$E_K = [M_{at}(^7\text{Be}) - M_{at}(^7\text{Li})]c^2 = 0.864 \text{ MeV}$$

Najveći deo ove energije nosi neutrino. Ovo sledi iz zakona održanja impulsa

$$p_v = P_{uzm.j} = \sqrt{2M_{uzm.j}T_{uzm.j}},$$

$$T_{uzm.j} = \frac{P_{uzm.j}^2}{2M_{uzm.j}} = \frac{p_v^2}{2M_{uzm.j}} = \frac{E_v^2}{2M_{uzm.j}c^2} \approx 57.3 eV$$

U eksperimentu je neophodno meriti energiju uzmaknutog jezgra i porediti  $T_{exp}$  sa izračunatim vrednostima. Ovaj eksperiment je prvi izveo Allen (US) 1942. god. Slika 110.

Tanak sloj  ${}^7\text{Be}$  je nataložen na platinsku ploču (izvor). Kao rezultat K zahvata  ${}^7\text{Be}$  atomi se transformišu u  ${}^7\text{Li}$ , koji usled uzmaka napuštaju ploču u obliku jona. Pozitivno naelektrisani joni  ${}^7\text{Li}$  se ubrzavaju između izvora i rešetke 1 potencijalnom razlikom od  $V \approx (100-200)\text{V}$  i koče se zadržavajućim potencijalom između rešetki 1 i 2. Joni definisane energije se broje pomoću Gajger Milerovog brojača na izlazu.

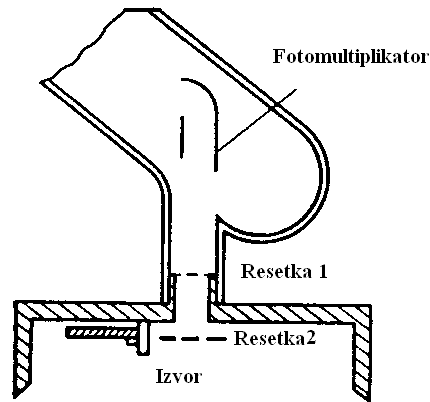


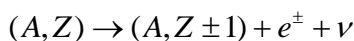
Fig. 110

Poredjenje broja jona koji pogadjaju detektor za razne vrednosti zaustavnog potencijala pokazuju da je maksimalna energija uzmaknutih atoma oko 48 eV. Ovo slaganje sa očekivanom vrednošću od 57 eV se može smatrati sasvim zadovoljavajućim naročito ako uzmemo u obzir da se deo energije jona apsorbuje u samom uzvoru. Ovaj rezultat je potvrđen kasnijim eksperimentima koji su dali vrednost  $56.6 \pm 1 eV$  za  $T_{uzm.j}$ .

Strogo govoreći, opisani eksperimenti ne mogu da služe kao eksperimentalna verifikacija postojanja neutrina, jer nisu zasnovani na direktnim efektima izazvanim slobodnim neutrinima. Allenov eksperiment je dokaz da pretpostavka o postojanju čestice sa osobinama neutrina jeste u skladu sa zakonima održanja.

Direktni eksperiment detekcije interakcije slobodnog neutrina sa materijom je obavljen 1953. godine od Cowan i Reinesa. Nadjeno je da je presek interakcije neutrina oko  $10^{-43} \text{ cm}^2$ .

Tako je dokazana pretpostavka o emisiji neutrina u beta raspadu. Beta raspad jezgra  $(A,Z)$  se može predstaviti kao



Detaljnija proučavanja su pokazala da pored neutrina  $\nu$  postoji i antineutrino  $\tilde{\nu}$  koji se razliku po prirodi interakcije sa materijom. Neutrino i antineutrino su čestica i antičestica i odavde je  $m_{\tilde{\nu}} = m_{\nu}$ ,  $s_{\tilde{\nu}} = s_{\nu}$ ,  $\tau_{\tilde{\nu}} = \tau_{\nu}$ . Raspad  $\beta^-$  je praćen emisijom antineutrina, dok se neutrino emituje u  $\beta^+$  raspadu.

Neutrini i antineutrini, koji se emituju u beta raspadu, se nazivaju elektronski neutrino i antineutrino, i označavaju se sa  $\nu_e$  i  $\tilde{\nu}_e$ . Raspadi  $\beta^+$ ,  $\beta^-$  i K zahvat se opisuju kao

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \tilde{\nu}_e \quad 3.3.20$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e + \nu_e \quad 3.3.21$$

$$(A, Z) \xrightarrow{e} (A, Z - 1) + e + \nu_e \quad 3.3.22$$

Kasnije je pokazano da pored elektronskog postoje i mionski neutrino  $\nu_{\mu}$  i mionski antineutrino  $\tilde{\nu}_{\mu}$ . Emisija ovih čestica prati raspad  $\pi^{\pm}$  mezona

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu} \quad 3.3.23$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_{\mu} \quad 3.3.24$$

Konačno,  $\tau$  leptoni su otkriveni 1975. godine. Raspad ovih čestice je praćen emisijom trećeg tipa neutrina i antineutrina, tzv.  $\tau$  neutriini,

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_{\tau}, \quad \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \tilde{\nu}_{\tau} \quad 3.3.25$$

### 3.4. Masa neutrina

Prema formuli 3.3.19 energetski balans beta raspada se može napisati kao što sledi:

$$E_{\beta} = T_e + T_{\nu} + m_{\nu}c^2 + T_{uzm,j} \quad 3.3.26$$

Zanemarujući  $T_{uzm,j}$  koje je vrlo mala veličina, dobija se

$$E_{\beta} \cong T_e + T_{\nu} + m_{\nu}c^2 \quad 3.3.27$$

ili

$$E_{\beta} \cong T_e + m_{\nu}c^2 \quad 3.28$$

Ova relacija se može iskoristiti za procenu mase mirovanja neutrina (antineutrina). Jednaka je razlici energije beta raspada (izračunate iz razlike masa jezgara prethodnika i potomka) i maksimalne kinetičke energije elektrona:

$$m_{\nu}c^2 = E_{\beta} - T_e^{\max} \quad 3.3.29$$

Najtačnija procena se može dobiti poredjenjem vrednosti  $E_{\beta}$  i  $T_e^{\max}$  lakih jezgara koje imaju niske vrednosti  $E_{\beta}$  i  $T_e^{\max}$ .

Prve procene mase neutrina (u stvari antineutrina) koje su načinili Hanna i Pontecorvo 1949 su bile  $m_{\nu} < 1 \text{ keV}$ . Kasnije, rezultati su progresivno poboljšavani i 1976 godine Tretyakov i dr su dobili gornju vrednost mase neutrina

$$m_{\bar{\nu}} < 35 \text{ eV} = 0.7 \cdot 10^{-4} m_e \quad 3.3.30$$

Kao rezultat progresivnog smanjenja gornje granice  $m_{\bar{\nu}}^{\text{exp}}$  i teorijskih razmatranja, pretpostavljeno je da je masa neutrina jednaka nuli, to jest  $m_{\nu}=0$ . Medjutim, poslednjih nekoliko godina pojavili su se argumenti u korist  $m_{\nu_e} \neq 0$ . U medjuvremenu, eksperimentalne tehnike merenja beta spektara su toliko poboljšane da je bilo moguće proceniti, ne samo gornju, već i donju granicu mase neutrina. Procenjeno je da masa neutrina leži u intervalu

$$28 \text{ eV} \leq m_{\nu_e} \leq 41 \text{ eV} \quad 3.3.31$$

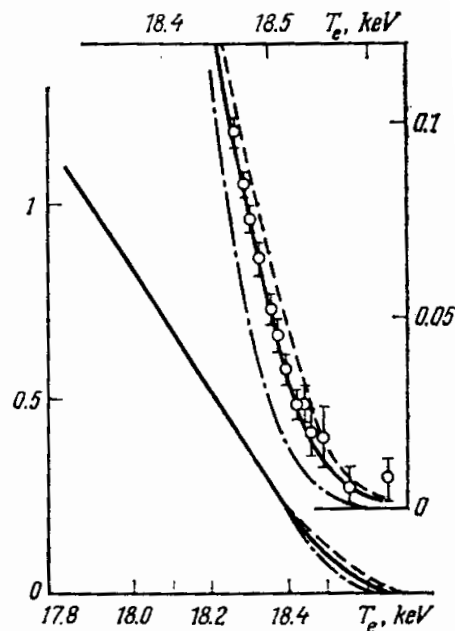


Fig. 111

sa 99 % poverenja.

Visoko kvalitetni spektrometri dozvoljavaju precizno merenje desnog kraja beta spektra tricijuma koji je osetljiv na masu neutrina. Slika 111 pokazuje eksperimentalni

beta spektar tricijuma blizu desnog kraja i najbolju aproksimaciju (puna linija) koja odgovara  $m_{\nu_e}=37$  eV. Isprekidana kriva odgovara pretpostavci  $m_{\nu_e}=0$  eV, i tačka crta kriva odgovaraju  $m_{\nu_e}=80$  eV.

Drugi eksperimenti su dali opseg vrednosti mase neutrina

$$14 \leq m_{\nu_e} \leq 46 \text{ eV sa } 99 \% \text{ poverenjem,} \quad 3.3.32$$

Ova procena je ispravna pod pretpostavkom da nema „oscilacija neutrina“.

### 3.3.5. Teorija beta raspada

#### 3.3.5.a. Istorijska osnova

Poslednjih godina, teorija slabih interakcija je doživela radikalne transformacije. Od nerenormalizabilne „četiri fermiona“ teorije lokalne (kontakt) slabe interakcije, transformisana je u unificiranu renormalizibilnu teoriju elektroslabe interakcije u kojoj su slaba i elektromagnetska interakcija opisane pomoću fotona (bez mase) i tri teška intermedijarna vektorska bozona  $W^\pm$  i  $Z^0$ . Trenutno ova teorija je prihvaćena od strane teorijskih fizičara i eksperimentalno potvrđena do znatnog obima. Jedino je preostao da se otkriju težak vektorski bozon (80-90) GeV i nekoliko čestice predviđenih teorijom. Međutim, nema sumnje da će ove čestice zaista biti i otkrivene kada se u pogon puste akceleratori dovoljno visokih energija.

Nova teorija praktično ne opovrgava dostignuća stare teorije u niskoenergetskoj oblasti  $E \ll M_W$ : Stara teorija je razvijena do perfekcije i bila je u mogućnosti da predvidi mnoge nove efekte. U skladu sa tim u ovom kursu eksperimentalne nuklearne fizike zadržaćemo semi-istorijski pristup, počevši od originalne verzije teorije beta raspada razvijene od strane Fermija i ići će se ka savršnijim verzijama (izvan okvira kursa je potpuna teorija elektroslabe interakcije Weinberg- Salama).

#### 3.5.b. Fermijeva teorija

Poznato je da nema elektrona u jezgru. Hipoteza da u jezgru ima elektrona nije u skladu sa eksperimentalnim vrednostima spina i magnetskih momenata jezgra. Drugi argument protiv postojanja elektrona u jezgru je veliki poluživot beta radioaktivnih jezgara, što se ne može objasniti postojanjem potencijalne barijere (velika prozračnost barijere za čestice malih masa). Konačno, postojanje elektrona u jezgru je teško usled principa neodređenosti  $\Delta p \cdot \Delta r \cong \hbar$ , što indicira da impuls elektrona u jezgru mora biti oko

$$\Delta p \cong \hbar / \Delta r = 10^{-15} \text{ erg s / cm}$$

Energija koja odgovara ovom impulsu je oko 20 MeV, što daleko nadmašuje energiju elektrona u beta raspadu. Takva razlika kinetičkih energija čestica u jezgru se može objasniti enormnim silama privlačenja između jezgra i elektrona, ali je ova pretpostavka odbačena eksperimentalnim opažanjima. Umesto toga, slaba interakcija između elektrona i jezgra je indukovana u eksperimentu.

Tako, nema elektrona u jezgrima. Oni se kreiraju u momentu beta raspada kao rezultat transformacije neutrona u proton prema šemi

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

3.3.33

Tako kreirani elektron ne može da ostane u jezgri i izlazi iz njega. Antineutrino prati elektron. Raspad  $\beta^+$  se odigrava na sličan način i praćen je neutrinom. Tako, beta raspad je sličan, do izvesne mere, procesu zračenja u kome se foton kreira u trenutku emisije iy atoma.

Činjenica da se u beta raspadu emituju elektroni, tj., čestice koje postoje u atomu, dolazi iz sledećih razmatranja.

1. Masa i naelektrisanje beta čestica su identični sa atomskim elektronima;
2.  $\beta^+$  čestice se anihiliraju sa atomskim elektronima;
3. Atomski elektroni mogu biti zahvaćeni jezgrom i
4. Paulijev princip isključenja važi za mešani skup čestica koje sadrže atomske elektrone i  $\beta^-$  čestice ( $\beta^-$  čestice emitovane jezgrom se ne zahvataju i ne zadržavaju na elektronskim nivoima atoma).

Teoriju beta raspada je formulisao 1934. godine Fermi, na analogan način kao i kvantna elektrodinamika. Medjutim, da bi objasnio beta raspad Fermi je uveo nov tip sila. tj., slabu interakciju. Prema kvantnoj elektrodinamici, proces emisije i apsorpcije fotona se tretira kao rezultat interakcije naelektrisanja i elektromagnetskog polja, koje ih okružuje. Fotoni nisu prisutni u atomu već se stvaraju u trenutku emisije. Naelektrisanje je izvor fotona.

U Fermijevoj teoriji, beta raspad se tretira kao rezultat interakcije nukleona u jezgri sa elektron neutrinom poljem: nukleon se transformiše (neutron u proton, i obratno) što rezultuje u kreiranju elektrona i antineutrina ili pozitrona i neutrina. Nukleoni su izvor lakih čestica. Kao i u elektrodinamici pretpostavlja se održanje parnosti i ugaonih momenata.

Izuzetno slaba priroda interakcije odgovorne za beta raspad omogućuje korišćenje teorije perturbacije. Prema ovoj teoriji verovatnoća P prelaza sistema (u ovom slučaju atomskog jezgra) iz inicijalnog u finalno stanje je data kao

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^* H' \psi_i d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE} \quad 3.3.34$$

gde su  $\psi_{i,f}$  talasne funkcije inicijalnog i finalnog stanja sistema (zvezda indicira konjugovano kompleksnu funkciju),  $H'$  je operator odgovoran za prelaz i  $dn/dE$  je gustina finalnih stanja, a  $d\tau$  je element zapremine.

U razmatranom slučaju,  $\psi_i$  je talasna funkcija inicijalnog stanja nukleona,  $\psi_{Nf}$  a  $\psi_f = \psi_{Nf} \psi_e \psi_\nu$ , gde je  $\psi_{Nf}$  talasna funkcija finalnog stanja nukleona,  $\psi_e$  je talasna funkcija elektrona i  $\psi_\nu$  je talasna funkcija neutrina (antineutrina).

Kako su sve čestice koje učestvuju u beta raspadu fermioni, svaka od njih se može predstaviti četvorokomponentnom talasnom funkcijom, tj., bispinorom

$$\begin{aligned} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{aligned}$$

Dve komponente bispinora indiciraju spinsko stanje čestice, dok ostatak naznačuje dve moguće vrednosti energije za dati impuls  $p$ ,  $E = \pm \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$ . Operator  $H'$  je kompleksna kombinacija ovih bispinora i četiri  $\gamma$  matrica. Struktura  $\gamma$  matrica je slična dobro poznatim Paulijevim spinskim matricama  $\sigma$  koje opisuju spin i izospin:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_y \\ -\sigma_x & \hat{0} \end{pmatrix}; & \gamma_2 &= \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_y \\ -\sigma_y & \hat{0} \end{pmatrix}; \\ \gamma_3 &= \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_z \\ -\sigma_z & \hat{0} \end{pmatrix}; & \gamma_4 &= \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & -\hat{1} \end{pmatrix}; \end{aligned} \quad 3.3.35$$

$$I = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{1} \end{pmatrix}; \quad 0 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} \end{pmatrix};$$

gde je

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix};$$

$$\hat{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix};$$

Matrice  $\sigma$  i  $\gamma$  imaju sledeće osobine

$$\sigma_i^2 = 1; \quad |\sigma|^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 = 3$$

$$\sigma_i \sigma_j - \sigma_j \sigma_i = 2i \sigma_k, \quad \sigma_i \sigma_j = -\sigma_j \sigma_i = i \sigma_k$$

(važi ciklična permutacija)

$$\gamma_i^2 = 1, \quad \gamma_i \gamma_k = -\gamma_k \gamma_i \quad 3.3.36$$

Na isti način kao i kod Paulijevih matrica možemo konstruisati operatore za preokretanje spina, za transformaciju neutrona u proton i obratno.  $\gamma$  matrice se mogu koristiti za konstruisanje operatora koji transformiše četiri komponente bispinora prema izvesim pravilima (operatori anihilacije i kreacije za čestice sa datom energijom i spinom).

Fermijeva teorija razmatra vektorsku verziju slabe interakcije koja ima operator sličan onom koji se koristi u teoriji elektromagnetske interakcije. Medjutim ova verzija teorije ne može da interpretira sve dozvoljene beta transformacije, naročito one koje imaju veliku verovatnoću (na primer ne može da objasni beta raspad  ${}^6\text{He}$ ). Ovo zahteva izvesne modifikacije Fermijeve teorije beta raspada.

### 3.5.c Pet tipova interakcija. Grubi model beta raspada

Moguće je konstruisati 256 linearnih tipova interakcije od četiri bispinora. Nametanje Lorentzove invarijantnosti smanjuje broj na pet kovarijantnih tipova interakcija

skalarna interakcija S	$\Delta P = 0, \Delta I = 0$	
vektorska interakcija V	$\Delta P = 0, \Delta I = 0$	
tenzorka interakcija T	$\Delta P = 0, \Delta I = 0, \pm 1$	3.3.37
aksijalno vektorska interakcija A	$\Delta P = 0, \Delta I = 0, \pm 1$	
pseudoskalarna interakcija P	$\Delta P \neq 0, \Delta I = 0$	

Svaka od ovih interakcija ima definisani oblik operatora perturbacije  $H'_i$ , koji održava parnost i ugaoni momenat u slaboj interakciji. Parnost i ugaoni momenat inicijalnog i finalnog stanja se menjaju u skladu sa selekcionim pravilima datim u desnom delu 3.3.37.

Tako, u opštem slučaju, operator perturbacije  $H'$  (ali još uvek podrazumevajući validnost zakona održanja parnosti u slabim interakcijama) se može pisati u formi

$$H' = \sum_{i=1}^5 C_i H'_i \quad 3.38$$

gde se  $i$  menja preko odgovarajućih vrednosti pet verzija pomenutih gore, a svaki se karakteriše kompleksnim koeficijentom  $C_i$ . U skladu sa zakonom održanja parnosti,  $H'$  ne menja znak pri inverziji koordinata.

Ukupan broj parametara (10) je preveliki da bi bio određen iz postojećih eksperimentalnih podataka. Medjutim, uz određeni broj dodatnih pretpostavki koje se odnose na strukturu slabe interakcije, može se drastično smanjiti broj parametara (bez kontradikcije sa eksperimentom). Ovde ćemo razmotriti krajnje grub model beta raspada koji takodje dovodi do brojnih rezultata i koji su u saglasnosti sa eksperimentalnim podacima, a omogućuju prelaz na komplikovanije teorijske koncepte.

Ponovo razmotrimo sve faktore koji se pojavljuju u 3.3.34. Da bi smo uprostiti liniju argumentacije, pretpostavićemo da su  $v$  i  $e$  opisani jednokomponentnim talasnim funkcijama i da je operator perturbacije jednak konstanti  $H' = g$ . S obzirom na vrlo slabu



interakciju neutrina sa jezgrom, njegova talasna funkcija se može pisati u obliku ravnanskog talasa

$$\psi_\nu = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p}_\nu \cdot \vec{r}} \quad 3.3.39$$

Slična aproksimacija

$$\psi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p}_e \cdot \vec{r}}$$

je ispravna i za elektron, ako se zanemari Kulonovo polje jezgra (ova pretpostavka je ispravna za laka jezgra i za elektrone sa  $T_e > 200$  keV. Pod ovim pretpostavkama

$$p_\nu = p_e \cong m_e c \quad \text{i} \quad pr/\hbar \cong \frac{m_e c R}{\hbar} \approx 1/100, \quad \text{to jest} \quad \psi_e(r) \approx \psi_e(0) = 1/\sqrt{V} \quad \text{i}$$

$\psi_\nu(r) \approx \psi_\nu(0) = 1/\sqrt{V}$ . Ovo skupa daje

$$\int \psi_f^* H \psi_i d\tau = \frac{g}{V} \int \psi_{N_f}^* \psi_{N_i} d\tau = \frac{g}{V} M \quad 3.3.40$$

gde je g konstanta koja karakteriše jačinu beta interakcije (na isti način kao što naelektrisanje e karakteriše jačinu Kulonove interakcije), i M je nuklearni matrični elemenat određen osobinama talasnih funkcija inicijalnog i finalnog stanja nukleona.

Konstanta slabe interakcije g se određuje eksperimentalno poredjenjem nekih rezultata teorije beta raspada sa eksperimentima. Matrični elemenat

$$M = \int \psi_{N_f}^* \psi_{N_i} d\tau \quad 3.3.41$$

je veći, što je veći stepen preklapanja talasnih funkcija inicijalnog i finalnog nukleona. Ako su ova dva stanja identična,  $M=1$ . Veća razlika između dve talasne funkcije, daje nižu vrednost M.

Integral 3.3.41 je najjednostavniji oblik zapisa matričnog elementa. U strožijim analizama, svaka od pet verzija teorije ima svoju notaciju matričnih elemenata. U svim verzijama teorije, međjutim, matrični elemenat je određen osobinama talasnih funkcija inicijalnog i krajnjeg stanja jezgra i pretpostavlja se maksimalna vrednost oko jedinice za dozvoljene prelaze. Dozvoljeni prelazi se podvrgavaju izvesnim uslovima (selekcionska pravila) koja se moraju zadovoljiti u inicijalnom i finalnom stanju (vrednosti spina i parnosti jezgra).

Izraz  $dn/dE$  indicira broj stanja za talasne funkcije  $\psi_e$  i  $\psi_\nu$  kada momenti impulsa leže u intervalu  $p$  i  $p+dp$ .

$$dn = 4\pi p^2 V dp / (2\pi\hbar)^3 = p^2 V dp / 2\pi^2 \hbar^3$$

Uzimajući obe čestice, (elektron i neutrino) u razmatranje dobijamo

$$dn/dE = p_e^2 V^2 dp_e p_\nu^2 dp_\nu / 4\pi^4 \hbar^6 dE_e \quad 3.3.42$$

Zamena 3.3.40 i 3.3.42 u 3.3.34 i integraljenje preko svih mogućih vrednosti  $p_e$  i  $p_\nu$  daje verovatnoću emisije i odatle vreme života  $\tau$  jezgra u odnosu na beta raspad. Ovaj period je u vezi sa energijom beta raspada preko jednačine

$$F(\varepsilon_0)\tau = 2\pi^3 \hbar^7 c / g^2 (mc)^5 |M|^5 \quad 3.3.43$$

gde je  $\varepsilon = (m_e c^2 + T_e) / m_e c^2$ ,  $\varepsilon_0 = (m_e c^2 + T_e^{\max}) / m_e c^2$ , dok se veličina  $F(\varepsilon_0)$  može izračunati. Ona je  $F(\varepsilon_0) \sim \varepsilon_0^5$  za dovoljno veliko  $\varepsilon_0$ ; to jest,  $\varepsilon_0^5 \tau \approx \text{const}$ .

Interesantno je zapaziti da se zavisnost  $F(\varepsilon_0)\tau$  može dobiti iz dimenzija. Zaista, verovatnoća beta raspada mora biti proporcionalna kvadratu slabe interakcije, tj.,

$$1/\tau \propto g^2 \quad 3.43a$$

Dimenzija leve strane ove formule je  $1/T$ , dok je dimenzija desne strane  $E^2 L^6$  što sledi iz 3.3.43. Izjednačavajući ove dve dimenzije dobijamo  $\varepsilon_0^5 \tau \approx \text{const}$ .

### 3.3.5.d. Dozvoljeni i zabranjeni prelazi. Selekciona pravila

Od veličina koje se pojavljuju u 3.3.43,  $F(\varepsilon_0)$  može biti određena eksperimentalno, a  $|M|^2$  mora biti blisko, bilo jedinici (za dozvoljene prelaze) ili nuli (za zabranjene prelaze). Teorija beta raspada predviđa da proizvod dve merljive veličine koje karakterišu beta raspad,  $F(\varepsilon_0)$  i  $\tau$  mora biti skoro konstantan, kako za dozvoljene tako i za zabranjene prelaze, konstanta mora biti najveća za zabranjene, a najmanja za dozvoljene prelaze. Najniža vrednost  $F\tau$  se mora dobiti za najprostije procese beta raspada, na primer raspad neutrona ili tricijuma u kojima matrični element  $|M|^2$  ima maksimalne vrednosti. Ovo potiče od činjenice da su talasne funkcije inicijalnog i finalnog stanja slobodnog protona i neutrona identične, dok su u slučaju ogledalskih jezgara  $^3\text{H}$  i  $^3\text{He}$  one vrlo slične.

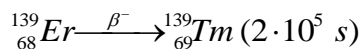
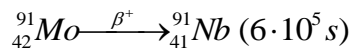
Vrednosti  $F\tau$  za nekoliko slučajeva beta prelaza između lakih jezgara su date u Tabeli 17. Može se videti, da uprkos velikoj razlici u poluživotima upoređenih jezgara, veličina  $F\tau$  (nazvana referentni poluživot) ima isti red veličine (oko  $10^3$  u svim slučajevima). Takvi prelazi se nazivaju superdozvoljivi.

Za jezgra u sredini periodnog sistema, matrični elementi za dozvoljene prelaze moraju biti manji nego za laka jezgra data u Tabeli 17. Ovo potiče od činjenice da ima više neutrona nego protona u srednjim jezgrima, i odavde, nivoi zauzeti poslednjim neutronom u jezgru prethodnika, i poslednjim protonom u jezgru potomka su različiti.

**Table 17**

Beta transition	Half-life	$(T_e)_{\max}$ , MeV	$\log F\tau$
${}^3_1\text{H} \xrightarrow{\beta^-} {}^3_2\text{He}$	12.46 years	0.019	3.05
${}^6_2\text{He} \xrightarrow{\beta^-} {}^6_3\text{Li}$	0.82 s	3.22	2.91
${}^{11}_6\text{C} \xrightarrow{\beta^+} {}^{11}_5\text{B}$	20.42 min	0.99	3.59
${}^{18}_9\text{F} \xrightarrow{\beta^+} {}^{18}_8\text{O}$	1.78 hours	0.64	3.57

Konsekventno, talasne funkcije jezgra prethodnika i potomka su sasvim različite i matrični element  $|M|^2$  je mnogo manji od jedinice. Poređenje poluživota i energija beta raspada ovih jezgara pokazuje da je  $F\tau \sim 10^5$  s. Takve vrednosti  $F\tau$  odgovaraju na primer, prelazima



Prelazi okarakterisani sa  $F\tau \sim 10^5$  s se nazivaju dozvoljeni, ili normalno dozvoljeni prelazi. Pomenuto je ranije da inicijalno i finalno stanje jezgra moraju da zadovoljavaju uslove koje nameću zakoni održanja angularnog momenta i parnosti, nazvanih selekciona pravila za dozvoljene prelaze. Postoje dva tipa ovih selekcionih pravila, tzv. Fermijeva pravila i Gamov-Tellerova pravila.

Prema Fermijevim selekcionim pravilima, dozvoljeni beta prelazi ne menjaju angularni momenat i parnost jezgra:  $\Delta I=0$  i  $P_i/P_f=1$ . U Gamov-Tellerovim selekcionim pravilima, parnost jezgra ostaje nepromenjena ( $P_i/P_f=1$ ), dok angularni momenat zadovoljava uslov  $\Delta I=0, \pm 1$  (sa izuzetkom 0-0 prelaza).

U strožijoj teoriji, selekciona pravila slede iz osobina transformacije operatora i ortogonalnosti talasnih funkcija sa raznim ugaonim momentima. Medjutim ova pravila se mogu takodje dobiti i na jednostavniji grafički način.

Selekciono pravilo u odnosu na parnost sledi iz činjenice da za razne unutrašnje parnosti  $P_i$  i  $P_f$  izraz 3.3.41 postaje jednak nuli.

Sledeći jednostavni argumenti dovode do selekcionog pravila za ugaoni momenat. Prema kvantnoj mehanici ugaoni momenta  $l$  je kvantovan prema

$$|\vec{l}| = \hbar \sqrt{l(l+1)}$$

gde je  $l=0,1,2,\dots$

Medjutim, u skladu sa klasičnom mehanikom  $|\vec{l}| = p\rho$ , gde je  $p$  impuls a  $\rho$  udarni parametar čestice. Odavde je

$$\rho = \hbar / p \sqrt{l(l+1)} \quad 3.3.45$$

U beta raspadu, elektron i neutrino napuštaju jezgro. Konsekventno, oni moraju da zadovolje uslov  $\rho < R$ , gde je  $R$  radijus jezgra. Zamenom u 3.3.45 vrednost  $p$  koja odgovara energiji beta raspada ( $E \sim 1\text{MeV}$ ) dobija se

$$\rho = (\hbar / p) \sqrt{l(l+1)} \cong (\hbar c / E) \sqrt{l(l+1)} = 2 \cdot 10^{-11} \sqrt{l(l+1)} \text{ cm}$$

odakle se vidi da  $l$  mora biti jednako nuli za  $\rho < R$ . Tako, za dozvoljene prelaze u beta raspadu elektron i neutrino se emituju sa  $l = 0$ . Emisija elektrona i neutrina sa  $l \neq 0$  je nemoguća i odgovara zabranjenim prelazima.

Potrebno je uzeti dve mogućnosti za dozvoljene prelaze.

- 1)  $e$  i  $\nu$  se emituju sa antiparalelnim spinovima ( $e \uparrow, \nu \downarrow$ ). Onda je ukupni ugaoni moment odnet obema česticama jednak

$$\underbrace{s_e + s_\nu}_0 + \underbrace{l_e}_0 + \underbrace{l_\nu}_0 = 0. \quad 3.46$$

(orijentacija spina nukleona koji doživljava transformaciju se ne menja). Konsekventno, ugaoni moment jezgra se ne menja i  $\Delta I = 0$ . Ovaj rezultat je u skladu sa Fermijevim pravilom za ugaone momenta u slučaju dozvoljenih prelaza.

- 2)  $e$  i  $\nu$  se emituju sa paralelnim spinovima ( $e \uparrow, \nu \uparrow$ ) tako da je ukupni ugaoni moment odnet česticama jednak

$$\underbrace{s_e + s_\nu}_1 + \underbrace{l_e}_0 + \underbrace{l_\nu}_0 = 1. \quad 3.47$$

tj. spin se promeni. Ukupni ugaoni moment jezgra se može promeniti  $\Delta I = 0, \pm 1$  (sa izuzećem 0-0 prelaza). Ovaj rezultat je u skladu sa Gamov-Tellerovim selekcionim pravilom za ugaone momente.

Poredjenje spinova i parnosti jezgara kod kojih su prelazi dozvoljeni pokazuje da se zaista poštuju Fermijevo i Gamov-Tellerova pravila (ili oba istovremeno).

Kao primer čistog Fermijevog prelaza možemo razmotriti raspad  ${}^4_8\text{O}, (0^+ - 0^+)$  prelaz. Primer čistog Gamov-Tellerovog prelaza je beta raspad jezgra  ${}^6_2\text{He}, (0^+ - 1^+)$  prelaz. Beta raspad neutrona  $(1/2^+ - 1/2^+)$  prelaz je primer mešanog prelaza.

Zabranjeni prelazi sa velikim  $F\tau$  vrednostima su primeri narušavanja selekcionih pravila. Što je veća vrednost  $F\tau$  to je narušavanje veće. Na primer beta prelaz  $^{137}_{55}\text{Cs} \xrightarrow{\beta^-} ^{137}_{56}\text{Ba}$  je praćen promenom  $I$  za  $\Delta I=7/2-3/2=2$ , uz  $F\tau=4 \cdot 10^9$  s. Za beta prelaz  $^{14}_6\text{C} \xrightarrow{\beta^-} ^{14}_7\text{N}$ ,  $F\tau$  je istog reda veličine  $10^9$ . U ovom slučaju,  $\Delta I=-1$ , a jezgra  $^{14}\text{C}$  i  $^{14}\text{N}$  imaju različite parnosti ( $P_i/P_f=-1$ ). Za prelaz  $^{10}_5\text{Be} \xrightarrow{\beta^-} ^{10}_6\text{B}$ , koje prati promena  $\Delta I=3$ , vrednost  $F\tau = 5 \cdot 10^{13}$  s, dok je za prelaz  $^{40}_{19}\text{K} \xrightarrow{\beta^-} ^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  $\Delta I=4$  i karakteriše ga  $F\tau=10^{18}$ s.

### 3.3.5.e. Oblik beta spektra. Kirijev grafik

Ispravnost teorije beta raspada se može verifikovati poredjenjem eksperimentalnih rezultata o obliku beta spektra sa odgovarajućim teorijskim formulama

$$N(E_e)dE_e \propto pE(E_0 - E_e)^2 C(Z_0 p)dE_e \quad 3.3.48$$

ili

$$N(\varepsilon)d\varepsilon \propto pE\sqrt{(\varepsilon-1)}(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 C(Z, p)d\varepsilon \quad 3.3.49$$

gde su  $E, E_0, \varepsilon$  i  $\varepsilon_0$  iste kao i u formulama 3.3.42,43. Ove formule se lako mogu izvesti iz jednačine 3.3.42 ako koristimo očigledne veze

$$E_e^2 = m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2, \quad E_v^2 = m_v^2 c^4 + p_v^2 c^2, \quad E_e + E_v + E_0 \quad 3.3.50$$

i

$$E_e dE_e = c^2 p_e dp_e, \quad E_v dE_v = c^2 p_v dp_v, \quad dE_e = -dE_v \equiv dE \quad 3.3.51$$

da bi smo sa impulsa prešli na energije pod pretpostavkom da je masa neutrina jednaka nuli (formule imaju drugačiju formu ako je  $m_\nu \neq 0$ .) Tačnija analiza je potrebna da bi se uračunao uticaj Kulonovog polja  $C(Z, p)$  jezgra koje menja oblik spektra (povećanje broja elektrona u niskoenergetskom delu spektra i povećanje broja pozitrona u visoko energetskom delu). Kulonov korekcionni faktor se može pisati kao

$$C(Z, p) = \frac{|\psi_e(0)|_Z^2}{|\psi_e(0)|_0^2}$$

gde je  $|\psi_e(0)|_Z^2$  kvadrat modula talasne funkcije elektrona u centru jezgra, uzevši u obzir Kulonovu interakcije, dok je  $|\psi_e(0)|_0^2$  ta ista veličina, ali bez uzimanja u obzir Kulonove interakcije.

Poredjenje teorijskog sa eksperimentalnim spektrima je teško zbog činjenice da najveći deo spektra predstavlja kumulativni efekat beta čestica emitovanih u toku prelaza na osnovno stanje kao i na ekscitovana stanja jezgra potomka. Odavde, takvo poredjenje

se može obaviti samo u blizini desne granice spektra gde su elektroni sa najvećom energijom, koja odgovara prelazima na osnovno stanje.

Radi pogodnosti, najčešće se crta veličina  $[N(E)/C(Z, p)pE]^{1/2}$ . Iz jednačine 3.3.48 se može videti da je ova veličina proporcionalna sa  $E$ , tj

$$[N(E)/C(Z, p)pE]^{1/2} \propto (E_0 - E) \quad 3.3.52$$

Tako dobijamo pravu liniju koja seče energetske osu u  $E=E_0$  (Kirijev grafik). Eksperimenti potvrđuju linearnost Kirijevog grafika za znatan broj jezgara. Fina analiza Kirijevog grafika blizu maksimuma energije elektrona se može iskoristiti za odgovor na pitanja u vezi mase neutrina.

### 3.3.5.f. Konstanta beta interakcije

Pokazano je da analiza eksperimentalnih vrednosti  $F\tau$  i oblika beta spektra ukazuje na korektnost osnovnih pretpostavki jednostavne teorije beta raspada. Ovo omogućuje procenu konstante interakcije  $g$ . Vrednost  $g$  se procenjuje iz relacije 3.3.43 gde stavljamo  $|M|^2 \cong 1$  za dozvoljene prelaze, dok se vrednosti  $F$  i  $\tau$  uzimaju iz eksperimenata. Dobija se sledeća procena na ovaj način

$$g \cong 10^{-60} \text{ Jm}^3 \quad 3.3.53$$

Ekstremno mala vrednost  $g$  ukazuje na krajnje slabu prirodu beta interakcije. Beta sile su neuporedivo slabije od Kulonove sile, i samo su jače od gravitacione sile. Slabost ove interakcije objašnjava relativno dug poluživot beta radioaktivnih jezgara.

Uprošćena teorija beta raspada opisana gore ne može da objasni neke efekte, na primer ugaonu korelaciju između impulsa elektrona i antineutrina. Rigoroznija teorija je potrebna za ovu svrhu.

### 3.3.5.g. Alternativne verzije teorije beta raspada

Pokazano je da su osnovne pretpostavke teorije zadovoljene u pet verzija nabrojanih u 3.3.37. Svaka od njih se karakteriše svojim sopstvenim selekcionim pravilima za dozvoljene prelaze. Za skalarnu (S) i vektorsku (V) verziju teorije, dozvoljeni prelazi su opisani Fermijevim selekcionim pravilima, dok se Gamov – Tellerova selekciona pravila primenjuju na tenzorsku (T) i aksijalnu vektorsku verziju (A). Pseudoskalarna verzija (P) nije pogodna za opisivanje dozvoljenih prelaza, jer u ovom slučaju su dozvoljeni samo prelazi sa  $\Delta I=0$ , a parnost jezgra se menja.

Kao što je pomenuto gore, teorija beta raspada je inicijalno izgrađena pod pretpostavkom da se parnost održava u slabim interakcijama i da je operator interakcije  $H'$  određen relacijom 3.3.38 pomoću pet kompleksnih koeficijenata  $C_i$  tj. deset realnih parametara.

Pretpostavljajući da je slaba interakcija invarijantna na inverziju vremena, koeficijenti  $C_i$  postaju realni, tj. broj parametara se smanji na pet. Da bi našli koja od ovih pet verzija odgovara realnosti, moraju se prvo odrediti ovih pet parametara.

Sledi iz selekcionih pravila da se može staviti  $C_P=0$  pri opisu dozvoljenih prelaza. Ovo ostavlja četiri parametara  $C_S$ ,  $C_V$ ,  $C_A$  i  $C_T$ .

Statistička priroda energetskog spektra znači da od dve moguće Fermi interakcije (S i V) i od dve moguće verzije Gamov Tellerove interakcije (T i A) jedna verzija mora biti dominantna. Ovo indicira da samo dve od četiri verzija mogu dejstvovati istovremeno: ST ili SA, ili VT ili VA. Detaljna analiza oblika beta spektra smanjuje izbor na dve moguće verzije ST i VA. Medjutim ovaj rezultat ne uspeva da smanji broj parametara teorije.

Manje dvosmislen izbor je moguć iz analize oblika beta spektra zabranjenih beta prelaza. Pokazuje se teorijskim razmatranjima da se oblik spektra zabranjenih prelaza razlikuje od dozvoljenih prelaza i da je različit za razne verzije teorije.

Drugi mogući eksperimentalni izbor verzije teorije je u vezi sa proučavanjem ugaonih korelacija beta raspada. Teorijska analiza pokazuje da verovatnoća beta raspada zavisi od ugla između impulsa elektrona  $p_e$  i impulsa neutrina  $p_\nu$ ; funkcija koja opisuje ovu ugaonu korelaciju je zavisna od raznih verzija teorije.

Ugaona korelacija između  $p_e$  i  $p_\nu$  se može eksperimentalno detektovati merenjem korelacije između impulsa elektrona  $p_e$  i impulsa uzaknutog jezgra  $P_{uzm,j}$  (na primer između elektrona i protona stvorenog u beta raspadu neutrona). Zaključak o mogućim verzijama teorije se takodje može izvući iz analize ugaone korelacije između pravca elektrona i gama kvanta (za vreme beta prelaza u ekscitovano stanje jezgra potomka).

Eksperimenti nabrojani gore davali su konfliktne rezultate u toku dužeg vremena (ponekad su i rezultati bili nekorektni). Saglasnost svih ovih rezultata je dobijena 1957. kada je pokazano da je dominantna verzija beta interakcije vektorska interakcija (V) za Fermijeve prelaze i aksijalno vektorska (A) verzija za Gamov-Tellerove prelaze. Broj parametara u teoriji je tako smanjen na dva.

Analiza čisto Fermijevih prelaza ( $0^+-0^+$  bez promene parnosti) za jezgra  $^{26}_{13}Al$ ,  $^{34}_{17}Cl$  i naročito za  $^{14}_8O$  dovele su do tačne vrednosti Fermijeve konstante interakcije  $g_F$  iz vrednosti matričnog elementa  $\left( \left| M_F^{0^+-0^+} \right|^2 = 2 \right)$  i  $F\tau_{exp}$ :

$$g_F = (1.403 \pm 0.007) 10^{-62} Jm^3 \quad 3.3.54$$

Druga konstanta  $g_{GT}$  je dobijena iz analize raspada neutrona u kome obe verzije beta interakcije funkcionišu.

Tako, u klasičnoj teoriji beta raspada, zasnovanoj na pretpostavci da važi zakon održanja parnosti u slabim interakcijama, je konačno dostigla svoj oblik 1957. godine. Medjutim, otkriveno je približno u to vreme (1956-1957) da se parnost ne održava u slabim interakcijama. Ovo zahteva kompletnu preradu klasične teorije beta raspada. Na sreću ovo ne umanjuje dostignuća ove teorije. Posebno, nova teorija potvrđuje dominantost V i A verzija slabe interakcije.

### 3.3.6. Narušenje parnosti i C invarijante u beta raspadu

Koncept održanja parnosti sledi iz zahteva da talasna funkcija, koja zadovoljava Šredingerovu jednačinu izolovanog sistema, mora zadržavati svoju parnost. Dugo vremena, smatralo se da je zakon održanja parnosti univerzalan, kao što je to na primer

zakon održanje energije. Za elektromagnetsku i jaku nuklearnu interakciju, zakon održanja parnosti je potvrđen eksperimentalno. Što se tiče slabe interakcije činilo se da nema osnove da se sumlja u validnost ovog zakona, jer je teorija beta raspada razvijena pod pretpostavkom da se parnost održava, eksperimentalna verifikovana u više aspekata.

Pri proučavanju osobina K mezona, 1956. god., nadjeno je da se u nekim šemama raspada oni ponašaju kao parne, a u nekim kao neparne čestice, tj., zakon održanja parnosti se narušava u raspadu K mezona. Pošto je vrednost konstante  $g$  koja karakteriše K raspad bliska vrednosti beta raspada, pretpostavljeno je da se parnost takodje ne održava u beta raspadu.

Lee i Yang su pokazali da je pored teorije beta raspada zasnovane na zakonu održanja parnosti, moguće postaviti drugu teoriju, koja ne uzima ovaj zakon u obzir. Pokazalo se da nova teorija dovodi do nekih eksperimentalnih rezultata, koje je moguće verifikovati (spektar elektrona, elektron-neutrino ugaone korelacije) kao i kod stare teorije. Oдавде, pretpostavka da se parnost ne održava u beta raspadu nije u suprotnosti sa eksperimentima podacima. Ovo znači da eksperimenti ne otkrivaju da li se parnost održava ili ne.

Prema Lee i Yangu neodržanje parnosti je moguće opaziti u beta raspadu polarizovanih jezgara. Takav eksperiment je obavio Wu i dr 1957., koji su merili ugaonu raspodelu emitovanih elektrona od strane polarizovanih jezgara  $^{60}\text{Co}$ .

Eksperimentalna tehnika je krajnje komplikovana zbog teškoća dobijanja polarizovanih jezgara što je zahtevalo veoma jaka magnetska polja i niske temperature i takodje zbog specifičnih problema sa stvaranjem tankog površinskog sloja polarizovanih jezgara i specijalnih beta brojača koji rade u neposrednoj blizini uzorka, (nizak vakum i temperatura oko 0.01 K).

Ultra jako magnetsko polje i ultra niska temperatura su bitni za dobijanje polarizovanih jezgara, zbog veoma malog magnetskog momenta jezgra; energija njegove interakcije sa spoljnim poljem koje treba da ga orijentiše je reda energije termalnog kretanja koje ga dezorijentiše. Potrebna su polja reda T i temperature reda 0.01 K.

Tih dana, tehnike za dobijanje tako visokih konstantnih magnetskih polja nisu bile razvijene. Rose-Gorter su koristili paramagnetne materijale za dobijanje jakih polja. Elektroni paramagnetskih atoma stvaraju jako polje u blizini jezgra. Ova polja imaju istu orijentaciju ako su magnetski momenti elektrona polarizovani. Ovo je pak, jako prost zadatak, jer magnetski moment elektrona je  $10^3$  puta veći od nuklearnog magnetskog momenta, i potrebno polje je toliko puta slabije za dobijanje polarizovanih jezgara (na istoj temperaturi reda 0.01 K).

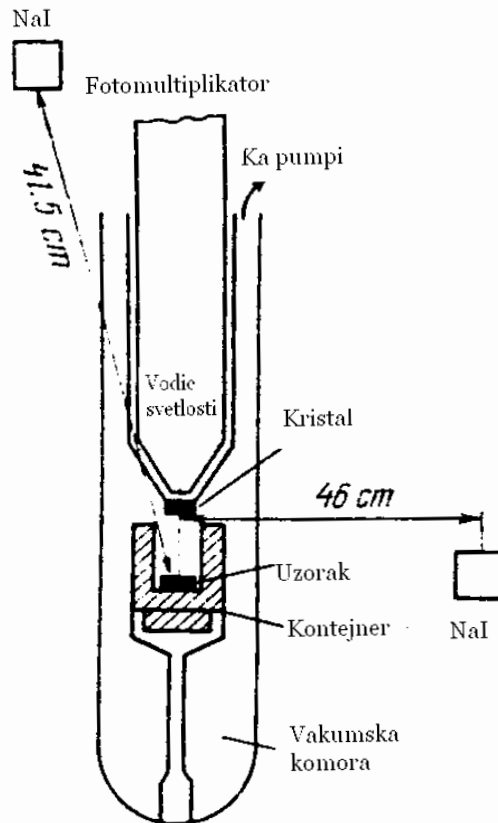
Ultraniske temperature se dobijaju adijabatskom demagnetizacijom paramagnetnih materijala hladjenjem do oko 1 K u tečnom helijumu. Hladjenje u procesu adijabatske demagnetizacije potiče od magnetokaloričkog efekta, u kome se demagnetizacija paramagnetika u odsustvu toka toplote spolja dogadja na račun unutrašnje energije, tj., energije termalnog kretanja. Paramagnetik se prvo namagnetiše izotermalno, (da bi se otklonila toplota oslobodjena za vreme magnetizacije). Ovaj metod se može koristiti do temperatura oko 0.001 K, dok nuklearni paramagnetizam omogućuje dobijanje temperatura od  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  K.

Šematski prikaz Wuove aparature je prikazan na slici 112. Ispitivani uzorak je tanak 0.05 mm, film beta radioaktivnog izotopa  $^{60}\text{Co}$  (nekoliko  $\mu\text{Ci}$ ), nataložen na kristalu cerijum – magnezijum nitrata. Uzorak je na dnu kontejnera načinjen od istog



materijala i pričvršćen na toplotno izolovanom postolju u staklenoj vakumskoj komori. Antracenski kristal debljine 1.6 mm, smešten u komori na rastojanju 2 cm, se koristi kao brojač elektrona. Scintilacije stvorene u kristalu elektronima se vode u fotomultiplikator dugim svetlosim vodičem (129 cm).

Hladjenje se obavlja spoljnjim Djuarovim sudom sa tečnim azotom i unutrašnjim sa tečnim helijumom.



**Fig. 112**

Polarizacija  $^{60}\text{Co}$  je merena u obliku anizotropije gama zračenja koje prati beta raspad. Dva gama brojača sa NaI kristalima su korišćeni za ovu svhu.

Rezultati merenja su prikazani na slici 113, gde abscisa i ordinata predstavljaju vreme merenja i količnik odbroja  $N_C$  i  $N_W$  hladnog i toplog uzorka. Strelice indiciraju dva pravca polarizacije magnetskog polja i trenutak kada se gas upusti na zagrevanje. Poredjenje slika 112 i 113 otkriva da se elektroni emituju dominantno u pravcu suprotnom spinu jezgra, asimetrija polagano opada sa vremenom i nestaje potpuno za oko 8 minuta. Ovo potiče usled opadanja polarizacije jezgra  $^{60}\text{Co}$  zbog zagrevanja toplotom oslobodjenom beta raspadom, kao i toplotom dobijenom od okolnih objekata. Ovaj zaključak je potvrđen činjenicom da je nestajanje asimetrije beta raspada praćeno gubitkom anizotropije gama zračenja.

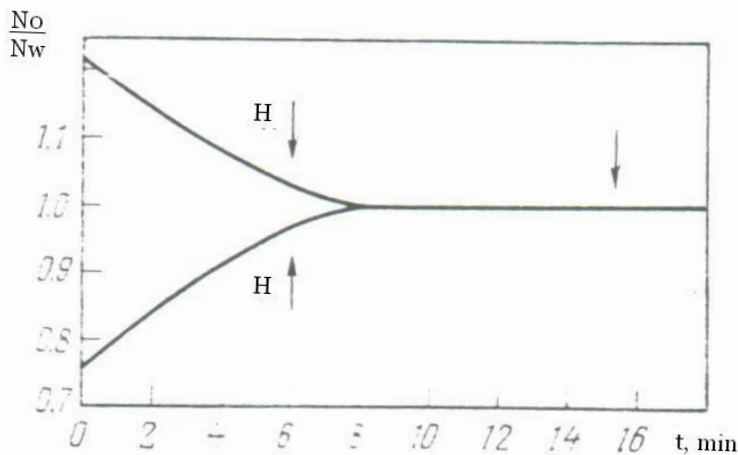


Fig. 113

Ugaona raspodela elektrona iz beta raspada u odnosu na pravac nuklearnog spina, dobijena iz ovih eksperimenata, je

$$f(\theta) = A(1 + \alpha \cos\theta) \quad 3.3.55$$

gde je  $\alpha < 1$ . Elektroni se emituju suprotno spinu, indicirajući odsustvo ogledalske simetrije u procesu beta raspada, ili narušavanje parnosti.

Takav zaključak se može objasniti kao što sledi. Ako se parnost održava sledeći uslov treba da je zadovoljen za kvadrate modula talasne funkcije

$$|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(-x, -y, -z)|^2$$

ili u sfernim koordinatama

$$|\psi(r, \theta, \varphi)|^2 = |\psi(r, \pi - \theta, \pi + \varphi)|^2$$

Tako, verovatnoća nalaženja čestica na uglovima  $\theta$  i  $180 - \theta$  su jednake i odavde  $f(\theta)$  koji opisuje ugaonu raspodelu beta elektrona ne treba da sadrži član sa  $\cos\theta$ , ako je zakon održanja parnosti zadovoljen.

Pored beta raspada i raspada K mezona, postoji skup drugih fenomena sa učešćem slabe interakcije. Poredjenje poluzivota koji karakterišu ove procese sa teorijskim vrednostima pokazuje da je njihova konstanta  $g$  vrlo bliska konstanti  $g$  za beta raspad i K raspad. Odavde, može se očekivati da se parnost takodje ne održava u ovim procesima.

Pored narušavanja parnosti može se lako pokazati da se invarijantost u odnosu na konjugaciju naelektrisanja takodje narušava u slaboj interakciji.

Postoji teorema u relativističkoj teoriji polja, nazvana CPT teorema i dokazana od strane Ludersa i Paulija, prema kojoj su zakoni prirode invarijantni u odnosu na proizvod tri diskretne transformacije C, P i T, tj.,

$$CPT = 1$$

3.3.56

Transformacija C podrazumeva operaciju konjugacije naelektrisanja, tj, zamena svih čestica antičesticama i obrnuto, P je inverzija koordinata, ili ogledalska transformacija (zamena x, y i z sa -x, -y i -z), dok je T inverzija vremena (zamena t sa -t).

Narušavanje parnosti (u slabim interakcijama) indicira odsustvo P invarijantnosti, tj., prisustvo pseudoskalarog člana tipa  $(\vec{s}_n \vec{p}_e)$  u Hamiltonijanu slabe interakcije, koji menja znak u P transformaciji:

$$P(\vec{s}_n \vec{p}_e) = -(\vec{s}_n \vec{p}_e) \quad 3.3.57$$

pošto izraz  $(\vec{s}_n \vec{p}_e)$  sadrži koordinate x,y,z na neparni stepen. Medjutim, ovaj član je invarijantan u T transformaciji

$$T(\vec{s}_n \vec{p}_e) = (\vec{s}_n \vec{p}_e)$$

jer se t pojavljuje na parnom stepenu u izrazu  $(\vec{s}_n \vec{p}_e)$ . Odavde je

$$PT(\vec{s}_n \vec{p}_e) = -(\vec{s}_n \vec{p}_e) \quad 3.3.58$$

to jest, slaba interakcija nije invarijantna na proizvod P i T transformacija. Medjutim, prema CPT teoremi, PT transformacija je ekvivalentna C transformaciji. Tako, invarijantnost konjugacije naelektrisanja je narušena u slaboj interakciji.

Nije moguće proveriti narušavanje C invarijante u nuklearnom beta raspadu u direktnom eksperimentu sa antijezezgrima jer takva jezgra još uvek nisu nagradjena. Medjutim, takva direktna verifikacija se može dobiti u eksperimentima poredeći dva po naelektrisanju konjugovana procesa raspada čestice  $\pi^+$  i antičestice  $\pi^-$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$$

Ovi procesi su slabi procesi. Poredjenje pokazuje da  $\mu^+e^+$  i  $\mu^-e^-$  imaju različite polarizacije.

### 3.3.7. Pregled teorije beta raspada

Dokaz narušenja parnosti u slaboj interakcije zahteva pregled teorije beta raspada. U novoj teoriji, operator H' se mora pisati u opštijoj formi

$$H' = \sum_{i=1}^5 (C_i H_i' + C_i H_i'') \quad 3.3.59$$

gde se  $i$  menja preko vrednosti kojima odgovara pet tipova interakcije (S, V, T, A i P) nabrojanih u 3.3.37. Svaki član se karakteriše kompleksnim koeficijentom  $C_i$  ili  $C_i'$ . Prva pet člana  $\sum C_i H_i'$  ne menjaju znak pri inverziji koordinata, dok drugih pet članova

$\sum C_i H_i''$  menja znak. Ovo dovodi do pojave pseudoskalarnih termova tipa  $I_{nuclPe}$  u

izrazima za kvadrat modula matričnih elemenata, koji opisuju verovatnoću beta raspada.

Iz jednačine 3.59 sledi da najopštija teorija beta raspada sadrži 20 parametara, tj. dvostruko više nego klasična teorija. Ovo je pogoršanje situacije po izboru operativne verzije teorije. Na sreću ovo ne odgovara aktuelnom stanju stvari, jer eksperimenti sa beta raspadom polarizovanih jezgara daju da je  $C_i = C_i'$ , te je broj parametara u novoj teoriji isti kao i u staroj.

Longitudinalna polarizacija produkata beta raspada polarizovanih jezgara je očigledna iz sledećih argumenata. Slika 114 pokazuje beta raspad  $^{60}\text{Co}$  koji je koristio Wu i dr. u eksperimentima. Može se videti iz šeme da je beta prelaz praćen promenom spina  $\Delta I = 1$  (dok parnost jezgra ostaje ista). Drugim rečima transformacija je upravljana A verzijom.

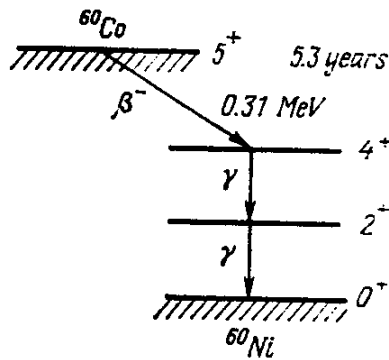


Fig. 114

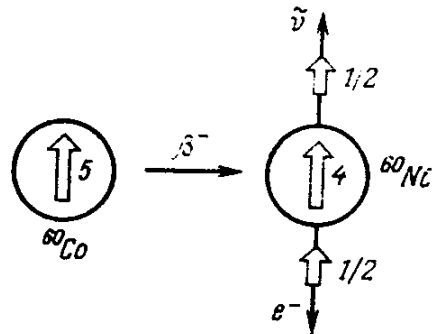


Fig. 115

Eksperimentalno proučavanje ugaonih korelacija pomenutih gore pokazuje da se A verzija karakteriše elektronom i antineutrinom emitovanim u suprotnim pravcima (u V verziji oni lete u istom pravcu). Poredjenje ovog rezultata sa Wuovim eksperimentom dovodi do slike kao na slici 115. Obične strelice pokazuju  $e$  i antineutrino, dok duple strelice označavaju spin svih čestica koje učestvuju u beta raspadu (brojevi označavaju vrednosti spina u jedinicama  $\hbar$ ). Jasno se može videti sa slike da zakon održanja ugaonog momenta zahteva da se elektron polarizuje suprotno impulsu (leva longitudinalna polarizacija), i da se antineutrino polarizuje duž impulsa (desna longitudinalna polarizacija).

Veoma važni rezultati u teoriji beta raspada su dobijeni proučavanjem beta raspada neutrona.

### 3.3.8. Beta raspad neutrona. V-A verzija teorije slabe interakcije

#### 3.3.8.a. Poluživot. Elektronski spektar

Beta prelaz između dva najprostija ogledalska jezgra, neutrona i protona, pripada superdozvoljenim prelazima za koje je  $F\tau \approx 10^3$  s.

Kako je razlika između masa neutrona i protona poznata, možemo izračunati graničnu energiju beta spektra neutrona, kao i funkciju  $F$  i tako teorijski predvideti poluživot  $\tau$  slobodnog neutrona. Ova vrednost se procenjuje na  $\tau \approx 30$  minuta. Takav poluživot jezgara se lako može meriti. Međutim veoma je teško eksperimentalno opaziti beta raspad slobodnog neutrona. Razlog je nemogućnost dobijanja fiksne neutronske mete da bi se sukcesivno merila njena aktivnost uobičajenim metodama. Slobodni neutroni su uvek u kretanju, a kad se jednom zaustave više nisu slobodni. Čak i najsporiji neutroni formirani kao rezultat usporavanja brzih neutrona do termalnog kretanja atoma medijuma, imaju brzinu  $v \approx 2 \cdot 10^3$  m/s na sobnoj temperaturi. Ako su dimenzije beta detektora  $l \approx 10$  cm, takav neutron napušta uređaj za vreme reda

$$\Delta t = l/v = 10/2 \cdot 10^5 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

Verovatnoća da se ovaj raspad registruje je

$$P = 5 \cdot 10^{-5} / 30 \cdot 60 = 3 \cdot 10^{-8}$$

i zbog toga se moraju koristiti vrlo intenzivni snopovi neutrona. Zato su eksperimentalna proučavanja beta raspada neutrona postala moguća tek nakon konstrukcije nuklearnih reaktora sa velikom gustinom termalnih neutrona.

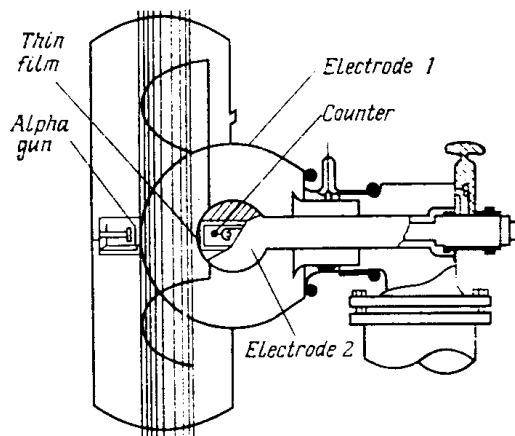
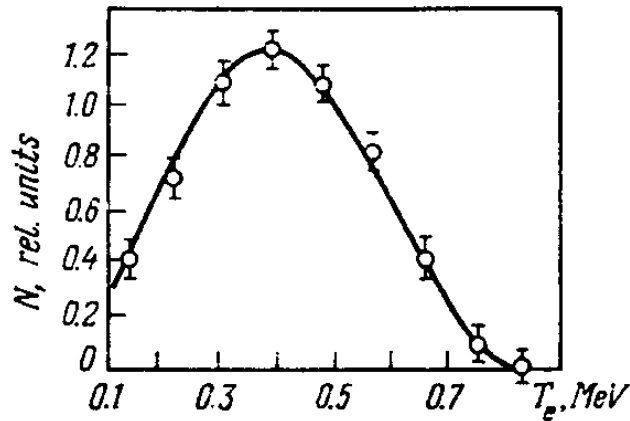


Fig. 116

Eksperimentalni uređaj je prikazan na slici 116. Postoje dve sferne elektrode 1 i 2 sa velikom potencijalnom razlikom od 20 kV. Proporcionalni brojač sa prozorom pokrivenim tankim filmom je u elektrodi 2. Rad brojača se kontroliše pomoću alfa čestice emitovanih iz izvora alfa čestice. Snop termalnih neutrona prikazan u šrafiranoj oblasti prolazi kroz aparaturu. Protoni stvoreni kao rezultat beta raspada neutrona i koji imaju relativno veliku energiju (oko 100 eV) se skreću 20 kV elektrodom prema unutrašnjoj elektrodi, i deo ovih protona se registruje proporcionalnim brojačem.

Poznavajući oblik i veličinu instrumenta, možemo izračunati poluživot neutrona iz broja registrovanih protona i poznatog intenziteta snopa termalnih neutrona. Nadjeno je da je poluživot neutrona 12.5 minuta.

Slični rezultati su dobijeni i drugim metodama. Npr. Robinson je koristio magnetsku analizu za merenje energetskog spektra elektrona oslobodjenih u beta raspadu neutrona. Za razliku od beta spektra teških jezgara, ovaj spektar ima simetričan oblik (Slika 117).



**Fig. 117**

Rezultat je kasnije nešto smanjen

$$T_{1/2}(n) = 11.7 \pm 0.3 \text{ min}$$

Christensen i dr. su 1972. godine dobili nešto nižu vrednost  $T_{1/2}(n)$  od  $10.6 \pm 0.16$  min. Najsvežija vrednost je

$$T_{1/2}(n) = 10.13 \pm 0.09 \text{ min}$$

Direktan metod merenja poluživota neutrona je iz opadanja broja ultrahladnih neutrona u zatvorenoj zapremini sa totalno reflektujućim zidovima (neutronska boca).

### 3.3.8.b. $(F\tau)_{\text{exp}}$ i $\lambda = |g_{GT}/gIF|$

Tačna vrednost  $T_{1/2}$  i  $(F\tau)_{\text{exp}}$  za neutrone dovodi do ocene  $g_{GT}$  konstante Gamov-Tellerove interakcije. Ova mogućnost je u vezi sa činjenicom da se beta prelaz neutrona događa između stanja  $(1/2^+ \rightarrow 1/2^+)$  za koje su dozvoljne i Fermijeva i Gamov-Tellerova interakcija. Činjenica da su neutron i proton ogledalska jezgra dovodi do tačne vrednosti matičnog elementa u oba slučaja ( $|M_F|^2 = 1$ ;  $|M_{GT}|^2 = 3$ ) Odavde eksperimentalna konstanta  $F\tau$  za raspad neutrona, izražena u obliku  $g_F$  iz izraza 3.3.54

$$(F\tau)_{\text{exp}}^n = \frac{2\pi^3 \hbar^7 c}{(mc)^5 (g_F^2 + 3g_{GT}^2)} \quad 3.3.60$$

Poredjenje ove relacije sa analognim izrazom za čist Fermijev prelaz  $0^+ - 0^+$  za koji je matrični elemenat  $|M_F|^2 = 2$  daje

$$(F\tau)_{\text{exp}}^n / (F\tau)_{\text{exp}}^{0^+ - 0^+} = \frac{2g_F^2}{(g_F^2 + 3g_{GT}^2)} \quad 3.3.61$$

Računanja daju da je  $|g_{GT}|$  nešto veće od  $|g_F|$ . Dve vrednosti za  $\lambda = |g_{GT}/g_F|$  dobijene preko dve najtačnije vrednosti za  $T_{1/2}(n)$  su

$$|g_{GT}/g_F| = \begin{cases} 1.244 \pm 0.011 & (\text{Christensen}) \\ 1.279 \pm 0.006 & (\text{Spivak}) \end{cases} \quad 3.3.62$$

### 3.3.8.c. Ugaone korelacije

Da bi se izabrala verzija teorije interakcije, vrlo je važno provesti eksperimente za određivanje različitih korelacija između elektronskog impulsa  $\mathbf{p}_e$ , impulsa antineutrina  $\vec{p}_{\bar{\nu}}$  i spina neutronska  $s_n$  u neutronsom raspadu. U opštem obliku, verovatnoća beta raspada neutronska je definisana izrazom

$$W(E, \vec{p}_e, \vec{p}_{\bar{\nu}}) = F(E) \left[ 1 + a \frac{v}{c} (\vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}}) + A \frac{v}{c} (\vec{s}_n \vec{p}_e) + B (\vec{s}_n \vec{p}_{\bar{\nu}}) + D \frac{v}{c} \vec{s}_n (\vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}}) \right] \quad 3.3.63$$

gde je  $F(E)$  funkcija koja karakteriše oblik spektra,  $v$  je brzina elektrona, dok su  $a$ ,  $A$ ,  $B$  i  $D$  su koeficijenti.

Eksperiment za proučavanje elektron-antineutrino korelacije je predstavljen na slici 118. Koriste se dva spektrometra, jedan je elektronski, a drugi protonski, i daju vrednosti energije i pravce brzine elektrona i protona, koji opet pomažu da se utvrdi pravac emisije antineutrina.

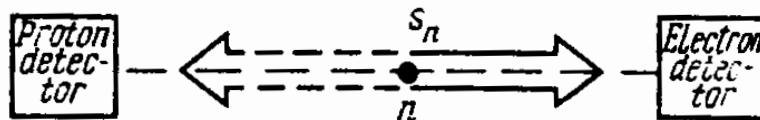


Fig. 118

Da bi se smanjio fon, koristi se trostruka koincidencija. Dobija se sledeća vrednost za konstantu  $a$

$$a = -0.091 \pm 0.039 \quad 3.3.64$$

Sprovedeni su i eksperimenti za određivanje ugaone korelacije između elektrona i antineutrina sa spinom neutrona. Neutroni se polarizuju pomoću magnetskog ogledala načinjenog od kobalta. Skoro potpuna korelacija (0.9) se postiže pri brišućem upadnom uglu od  $0^{\circ}8'$ .

Da bi se izmerila ugaona raspodela elektrona, broj (e-p) koincidencija iz beta raspada neutrona se registruje za dve orijentacije neutronske spinove. Eksperimentalni uređaj je prikazan na slici 118. Merenja daju sledeću raspodelu elektrona

$$f(\theta) = 1 + A \frac{v_e}{c} \cos\theta \quad 3.3.65$$

Ugaona raspodela antineutrina se meri pomoću uređaja sposobnog da registruje koincidenciju elektrona u protona koji lete u istom pravcu (Slika 119). U skladu sa zakonom održanja impulsa, antineutrino nastao u beta raspadu mora da se emituje tako da se zadovolji ovaj zakon. Merenje broja  $e - p$  koincidencije za dve spinske orijentacije neutrina dovodi do sledećeg rezultata

$$\varphi(\theta) = 1 + B \cos\theta \quad 3.3.66$$

gde je  $B \approx 1$ . Trenutne vrednosti konstanti  $A$  i  $B$  su

$$A = -0.118 \pm 0.010, \quad B = 0.995 \pm 0.035 \quad 3.3.67$$

#### 3.3.8.d. V-A verzija. Smeša raznih verzija

Dobijene vrednosti koeficijenata  $A$  i  $B$  potvrđuju neodržanje parnosti u beta raspadu i dominiranje V i A verzija interakcije. Ove vrednosti su takodje u saglasnosti sa „desnom“ polarizacijom neutrina. Pored relativne veličine i znaka koeficijenti  $A$  i  $B$  indiciraju da su V i A interakcije u suprotnim fazama. Ovaj rezultat se može ilustrovati grafički pomoću sledećih argumenata.

Obe A i V verzija interakcije su dozvoljene za beta raspad neutrona. Pomenuto je gore da se A verzija karakteriše emisijom elektrona, jezgra i antineutrino duž spina jezgra, dok u V verziji čestice lete suprotno jedna drugoj (Slika 120). U prvom slučaju,  $e^-$  i  $\bar{\nu}$  odnose ukupan spin jednak jedinici, te se nuklearni spin preokreće u beta raspadu. U drugom slučaju, elektron i antineutrino ne nose nikakav spin i spin jezgra se ne menja. Oba dijagrama su u skladu sa znakom longitudinalne polarizacije elektrona i antineutrina.



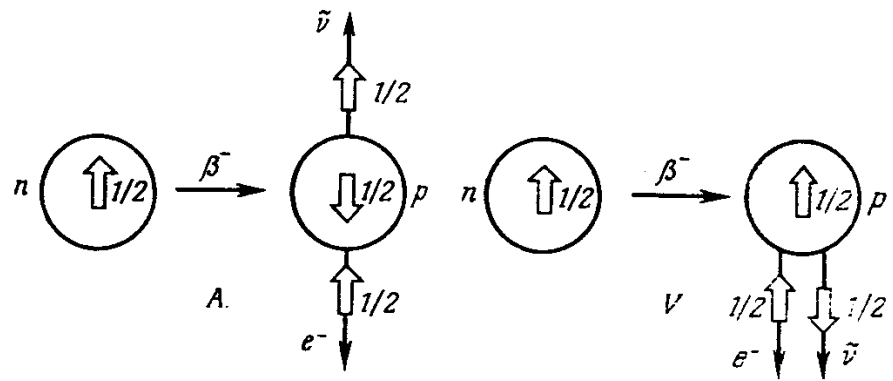


Fig. 120