

D-153<sup>+CD</sup>

P. V.



PROVERA UGAONE RASPODELE ANIHILACIONIH GAMA KVANATA

/Diplomski rad/

Novi Sad, 1978

WISSINGER ELEMER

SADRŽAJ:

1. Uvod
2. Beta raspad
3. Proces anihilacije
4. Resultati merenja
5. Zaključak

Ovaj rad ima za cilj da proveri tačnost zakona održanja energije i količine kretanja pri pozitronsko-elektronskoj anihilaciji. U radu ću i dalje koristiti za ovaj proces izraz "anihilacija" jer je još uvek tako u literaturi, koju koristim. Svestan sam da u ovom procesu ne nestaje materija, već samo menjaju oblik, tj. supstanca se pretvara u kvante elektromagnetskog poja.

Energiju anihilacionog zračenja prvi su utvrdili 1933 god. Tibo /Thibaud/ i Žolio /Joliot/ koristeći metodu absorpcije. Klemperer je 1934 god. kao i Alihanin sa saradnicima 1936 god. demonstrirao istovremenost dva fotona sa koincidentnom tehnikom. Beringer i Montgomeri su pokazali kolinearnost anihilacionih fotona sa tačnošću od 1<sup>o</sup>. Energiju gamafotona su merili Du Mond i saradnici 1949 god. sa kristalnim i magnetnim spektrometrom. Ova merenja su pokazala slaganje sa teoretski dobijenom energijom sa tačnošću od oko 0,0003. Širina ove spektralne linije zapažene sa obe metode koji ukazuje da je srednjji momenat centra masa anihilacionog para oko m.xc, iz čega <sup>137</sup>

sledi da najveći deo pozitrona pre anihilacije ima vrlo malu brzinu.

Pri takoj maloj brzini, relativna brzina anihilacionih čestica je takođe vrlo mala. U takvom slučaju zakoni kvantne mehanike dozvoljavaju dvo fotonски raspada samo iz relativnog stanja <sup>1</sup>S<sub>0</sub> za obe čestice.

Ja sam u ovom radu obradio korelaciju dvofotonskog raspada. (Rezultati merenja ne salže se u potpunosti sa onima u literaturi iz razloga netačnosti same instrumentacije).

Poglavlje o beta raspodu obradio sam iz razloga što pozitroni koji izazivaju ovaj efekat dobijamo u eksperimentu pris pozitronskom raspadu <sup>22</sup>Na.

U radu sam koristio merne instrumente koje poseduje "Laboratorijska za nuklearnu fiziku" Instituta za fiziku i matematiku Univerziteta u Novom Sadu. Merenja sam vršio tokom juna i jula meseca 1978 god. U radu sumi nesobično pomogli i pravilno usmeravali docent dr. Bikit Ištvan i saradnik Ignjatov Svetozar na čemu sam im zahvaljan.



### Beta raspad

Kod radioaktivnih raspada u prirodi najčešće se susrećemo sa beta raspadom. Svaki radioaktivni elemenat ima najmanje jedan beta aktivan izotop. Kod spontanog beta raspada elektroni se emituju na uobičajen način. Kasnije su se zapazila dva slična procesa: spontani pozitronski raspad i takozvani K-zahvat. Što se tiče strukture jezgra, po današnjim saznanjima, u jezgru nema ni elektrona, ni pozitrona samo protona i neutrona. Kod beta negativnog raspada jedan neutron se pretvara u proton, kod beta pozitivnog raspada jedan porton se pretvara u neutron.

B-raspad. Najjednostavniji primer ovog raspada je kad se slobodan neutron raspada:  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ . Jezgro  ${}^3T$  je takođe  $B^-$  aktivno. Period poluraspada tricijuma je 12 god. i on se pretvara u stabilni izotop  ${}^3He$ . U ovom raspodu se emituje ~~kompleksna~~  $B^-$  čestica, odnosno elektron, i nova čestica o kojoj će biti reči u Fermijevoj teoriji - antineutrino.

Uopšte pri  $B^-$  raspodu jezgra rednog broja  $Z$  i masenog broja  $A$  pretvaraju se u jezgro rednog broja  $Z+1$  istog masenog broja. Energiju koju odnose elektron i antineutrino, nastali u ovom procesu, možemo dobiti iz Ejnstejnovе relacije:

$$E = m \cdot c^2 \quad \Delta E_{\beta^-} = [M_{At}(A; Z) - M_{At}(A; Z+1)] \cdot c^2$$

Primenjeno na  $B^-$  raspad tricijuma:

$$\Delta E_{\beta^-} = 0,018 \text{ MeV}$$

B+raspad - pozitronski raspad.

Kod raspada ovog tipa jedan proton se u jezgru pretvara u neutron pri emisiji pozitrona i neutrina:  $p \rightarrow n + e^+ + \nu$

Fajans - Soddyjev zakon pomeranja u ovom raspodu dobija sledeću formu:



Energijski uslov  $\beta^+$  raspada dobijamo na sledeći način:

$$M(A; Z) > M(A; Z-1) + m_e$$

Ako dodamo obema stranama nejednakosti mase elektrona  $Z \cdot m_e$  dobijamo:

$$M_{At}(A, Z) > M_{At}(A; Z-1) + 2m_e$$

A odavde energija raspada

$$\Delta E_{\beta^+} = [M_{At}(A, Z) - M_{At}(A; Z-1) - 2m_e] \cdot c^2$$

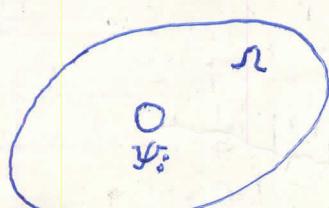
Iz ovoga izraza vidimo da je za nastajanje  $\beta^+$  raspada potrebno da razlika masa atoma pre raspada i posle raspada bude veća od energije koja odgovara masi mirovanja dva elektrona./1,022 MeV/.

### Fermijeva teorija $\beta$ raspada.

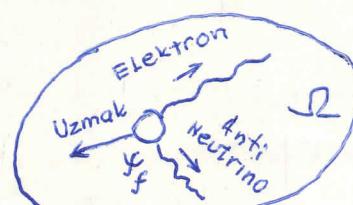
Fermijeva teorija je polazišna tačka za sva teorijska proučavanja ovog procesa, a takođe i osnova za poluempirijsku klasifikaciju eksperimentalnih činjenica. Ova teorija ne objašnjava pravu meru  $\beta$  raspada, ali omogućava vezu izmedju spoljnih energetskih faktora i eksperimentalnih podataka.

Osnovna pretpostavka u Fermijevom prilazu je da se lake čestice elektron i antineutrino, odnosno pozitron i neutrino, stvaraju u transformaciji neutrona, odnosno protona, u jezgru na sličan način kao što se foton stvara u elektromagnetskom prelazu izmedju energetskih nivoa u atomu ili jezgru.

Verojatnoća  $\beta$  prelaza se dobija primenom formule vremensko zavisne teorije perturbacija na inicijalni sistem koji sadrži jedan nukleon u zapremini  $\Omega$ .



Početno stanje



Završno stanje

Slika (1)

Finalni sistem je različito jezgro, jedan elektron i jedan antineut-

rino u istoj zapremini  $\Omega$  / $\beta$ - raspad/. Jezgra u inicijalnom i u finalnom sistemu zauzimaju stanja sa talasnim funkcijama  $\psi_i$  i  $\psi_f$  unutar jezgra. Verovatnoća prelaza u jedinici vremena je:

$$\frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \cdot \rho(E) \quad (1)$$

gde je  $H_{if}$  /nepoznati/ potencijal ili mera interakcije izmedju inicijalnog i finalnog stanja i "uzročnik" je prelaza,  $\rho(E)$  je broj stanja sa momentima u finalnom sistemu po jedinici energije. Kako uzmak neutrina nije potpuno određen momentom elektrona, zato je totalan broj momentnih stanja po jedinici energijskog stanja dat sa

$$\frac{4\pi p_e^2 dp_e}{\hbar^3} \times \frac{4\pi p_\nu^2 dp_\nu}{\hbar^3} \times \frac{\Omega^2}{dE_e} \quad (2)$$

gde su momenti  $p_e$  i  $p_\nu$  povezani sa totalnom energijom elektrona i neutrina relacijama

$$E_e^2 = p_e^2 c^2 + m^2 c^4 ; \quad E_\nu = c \cdot p_\nu \quad (3)$$

podrazumevaju se mase u mirovanju, a  $E_e + E_\nu = E_0$  je energija koja odgovara gornjoj granici  $\beta$  spektra. Verovatnoća emisije jednog elektrona momenta  $p_e$  u jedinici vremena je iz /1/, /2/, /3/

$$P(p_e) dp_e = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \frac{p_e^2 dp_e}{4\pi^4 \hbar^6} \frac{p_\nu^2 dp_\nu}{dE_e} = \\ = \frac{12 |H_{if}|^2 \cdot p_e^2 (E_0 - E_e)^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} dp_e \quad (4)$$

Osim numeričkih faktora ova formula sadrži:

- a) statistički faktor  $p_e(E_0 - E_e)^2$  koji u osnovi određuje oblik  $\beta$  spektra. Distribucija pada na nulu za velike i male momente elektrona, ona nije simetrična jer imamo više nisko energetskih elektrona.
- b) faktor  $|H_{if}|^2$  povezuje emisiju neutrina i elektrona sa odgovarajućom nuklearnom transformacijom. Za sada možemo smatrati da ovaj faktor sadrži talasne funkcije elektrona, antineutrina i jezgra, koje su normirane u zapremini  $\Omega$  i možemo pisati

$$|H_{if}|^2 = g^2 |M|^2$$

gdje je "g" arbitražna konstanta koja se bira tako da reprodukuje pravu snagu  $\beta$  raspada a "M" sadrži one detalje interakcije koje

još nisu navedene. Potpuna formula /4/ postaje

$$P(p_e) dp_e = \frac{g^2 |M|^2}{2\pi^3 \hbar^2 c^3} p_e (E_0 - E_e)^2 dp_e \quad (5)$$

Često se ovaj izraz piše i drugačije uzimajući

$$p_e = p \cdot m c \quad i \quad E_e = W \cdot m c^2$$

tako da imamo

$$\begin{aligned} P(p) dp &= \frac{m^5 g^2}{2\pi^3 \hbar^2} |M|^2 c^2 p^2 (W_0 - W)^2 dp \\ &= \frac{G^2}{2\pi^3} |M|^2 p^2 (W_0 - W)^2 dp \end{aligned} \quad (6)$$

Izraženo energijski

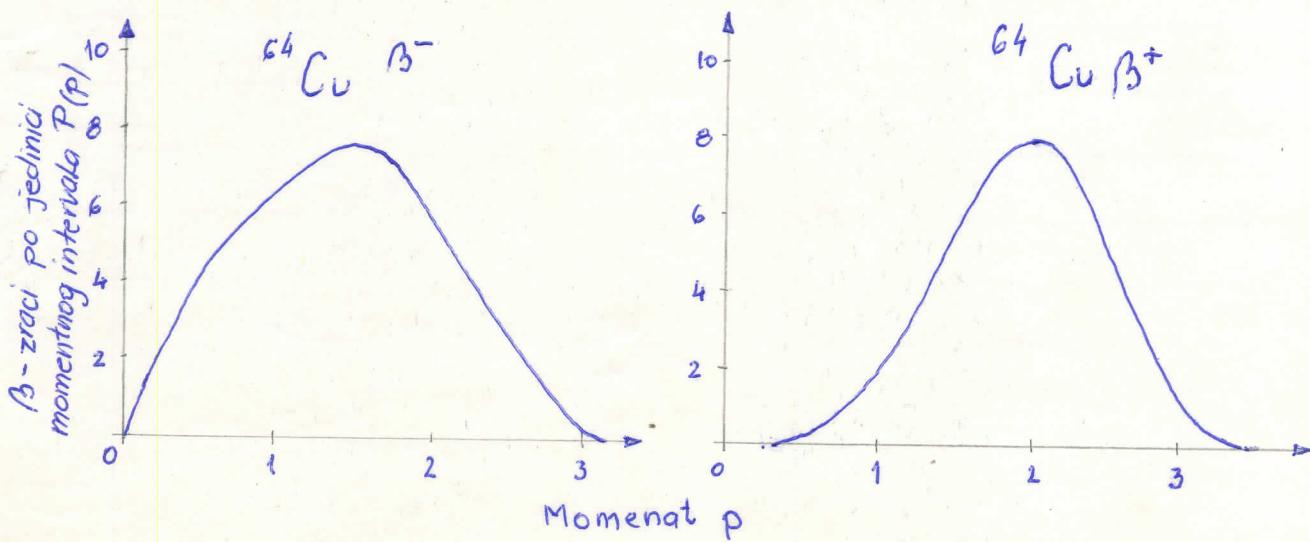
$$P(W) dW = \frac{G^2}{2\pi^3} |M|^2 p W (W_0 - W)^2 dW$$

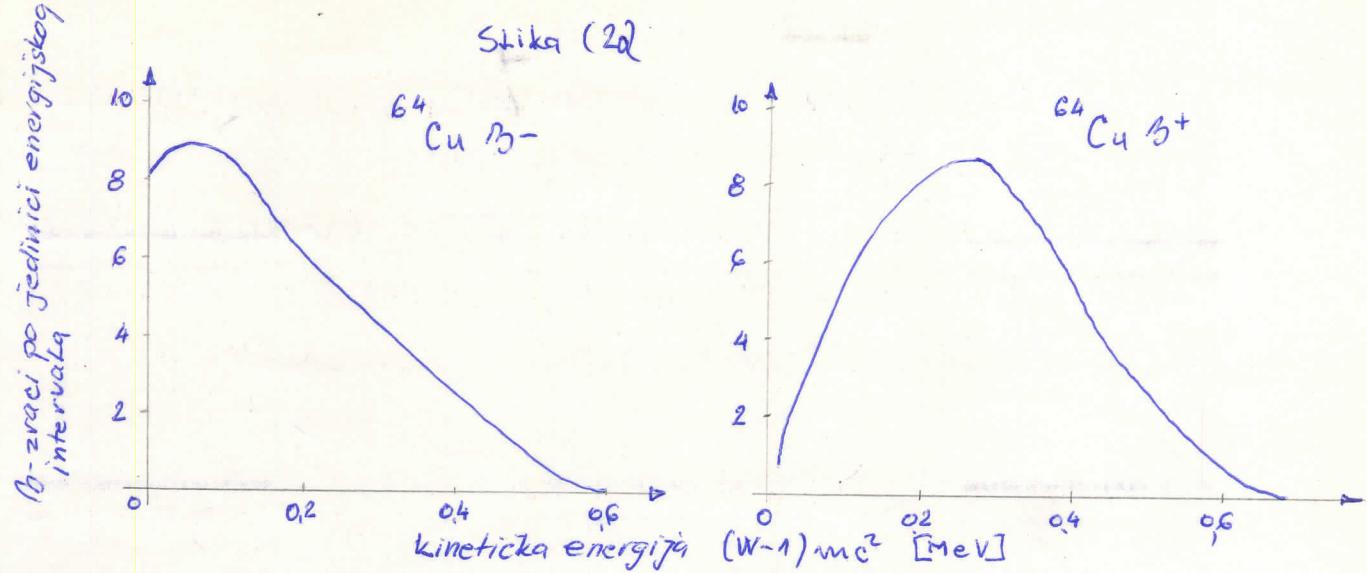
ovde je  $G^2 = \frac{m^5 c^4}{\hbar^2} g^2$

### Izgled B spektra

Dosad nije uzet u obzir naboј transformisanog jezgra, kada se i to uzmemo u obzir izgled spektra dat sa /6/ /7/ razlikuje se zavisno od toga da li se emituju pozitroni ili elektroni. Nisko energijski elektroni su "privlačeni", a visoko energijski pozitroni su "odbijani". Prava distribucija momenata je na slici /2/, a distribucija energije kao na slici /3/.

slika (2)





Analitički pišemo umesto /6/

$$\frac{P_+(p)}{P_-(p)} = \frac{|M_+|^2 F_+(Z; p) (W_0 - W)_+^2}{|M_-|^2 F_-(Z; p) (W_0 - W)_-^2} \quad (8a)$$

gde je  $F(Z; p)$ , Fermi funkcija koja daje korekciju na konačan nuklearni naboj. U slučajevima jezgara kao što je  $^{64}\text{Cu}$ , koji ima dvostruki β raspad odnos pozitrona i elektrona datih momenata je iz /8/

$$P(p) dp = \frac{G^2}{2\pi^3} |M|^2 F(Z; p) p^2 (W_0 - W)^2 dp \quad (8)$$

Distribucija energije elektrona emitovanih u β raspadu daje značajne informacije o odgovarajućem antineutrinu.

Integracija formule /8/ daje vrednost totalne verovatnoće raspada β nestabilnih jezgara. To je konstanta raspada a mi je pišemo, smatrajući da je promena energije  $|M|^2$  mala

$$\lambda = \frac{\log 2}{t_{1/2}} = \frac{1}{\tau} = \int_0^\infty P(p) dp = \frac{G^2}{2\pi^3} |M|^2 f(Z; W_0) \quad (9)$$

gde je  $t_{1/2}$  period poluraspara,  $\tau$  srednje vreme života i  $f(Z; W_0)$  je integral Fermijeve funkcije po spektru, a različit je za emisiju pozitrona, elektrona i elektronski zahvat. Ako ovaj integral označimo sa "f", dobijamo

$$f \cdot t_{1/2} = \frac{2\pi^3 \log 2}{G^2 |M|^2} \text{ sec}$$

gde je veličina  $ft_{1/2}$ , obično pisano  $ft$ , je uporedni poluživot i koristi

se pri sistematizaciji eksperimentalnih podataka.

Veličina  $|M|$  pripada nuklearnoj talasnoj funkciji, i opisuje kako se elektron i neutrino emituju. Ako se ove dve čestice emituju obrnutim spinovima  $\frac{1}{2}\hbar$ , govorimo o prelazima Fermi tipa, ako su spinovi lakih čestica paralelni, dajući totalni spinski momentat količine kretanja  $1\hbar$ , imamo Gamow - Tellerov tip prelaza. Dozvoljeni prelazi su oni u kojima se laki čestice emituju kao "š" talas, i nenarušavaju orbitalni momenat. Parnost transformisanog jezgra se ne menja. Iz zakona održanja momenta količine kretanja /angularnog/ momenta, mi dobijamo sledeća pravila izbora za dozvoljene prelaze nuklearnog spina I.

Fermi dozvoljeni prelazi  $\Delta I=0$ , nema promene parnosti.

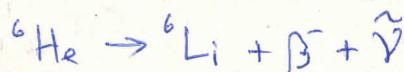
Gamow - Teller prelazi dozvoljeni

$\Delta I=0; \pm 1$ , bez promene parnosti. U ovom slučaju prelaz  $I=0$  u  $I=0$  mora biti isključen, jer laki čestice mora da odnesu spinski momenat.

Čisti Fermi prelaz je napr.



a čisti Gamow-Teller prelaz imamo pri promeni spina za jedan primer:



Ovi primeri su istovremeno superdozvoljeni u saglasnosti sa eksperimentalnim ft vrednostima. To je zato, jer inicijalni i finalni nukleoni zauzimaju ista stanja, orbitalnog kretanja i  $M$  ima maksimalnu vrednost. To nije tako u opštem slučaju, što pokazuje dijapazon ft vrednosti za dozvoljenu grupu prelaza.

Za dozvoljene prelaze u lakin jezgrima možemo napisati

$$|M|^2 = |C_F|^2 + |M_F|^2 + |C_{GT}|^2 \cdot |M_{GT}|^2$$

gd je  $|G_F| + |C_{GT}| = 1$  i  $M_F$  i  $M_{GT}$  su integrali po nuklearnoj talasnoj funkciji za Fermi i Gamow-Teller interakcije. Jednačina /10/ može da se napiše u obliku

$$f.t = \frac{\beta}{(1-x)|M_F|^2 + x|M_{GT}|^2} \quad (11)$$

gde je  $x = \frac{G_{CT}}{M_F}$ . Konstante u ovoj formuli mogu da se dobiju na eksperimentalnim rezultatima sa jezgrima  $n^3H^6He^{14}O$  za koje veličine  $M_F$  i  $M_{CT}$  su poznate zbog jednostavne jezgrene strukture.

Nadjeno je da je  $B$ , fundamentalno vreme u teoriji  $\beta$  raspada, je  ~~$\infty$~~

$B = 2787 \pm 70$  sec i  $x = 0,56$ . Iz vrednosti  $B$  konstanta kuplovanja "g" je izračunata i iznosi  $1,4 \cdot 10^{-49}$  erg cm $^3$ . Ako se u  $\beta$  raspodu promeni parnost, što se dešava pri nuklearnim prelazima izmedju "s" i "p" stanja, luke čestice se ne emituju kao "s" talas. Oni nastaju efektivno na raštojanju  $\lambda$  od centra nukleona, gde je  $\lambda$  talasna dužina elektrona ili neutrina, a verovatnoća emisije redukovana faktorom reda  $(R/\lambda)^2$  u odnosu na "s" talasnu emisiju, gde je  $R$  radius jezgra. To je analogno sa visoko multiponim zračenjem. Faktor  $(R/\lambda)^2$  je tipično oko  $1/100$  za prosečna jezgra, i prelazi takve vrste su poznati kao "prični zabranjeni".

jeđanil

## Proces anihilacije

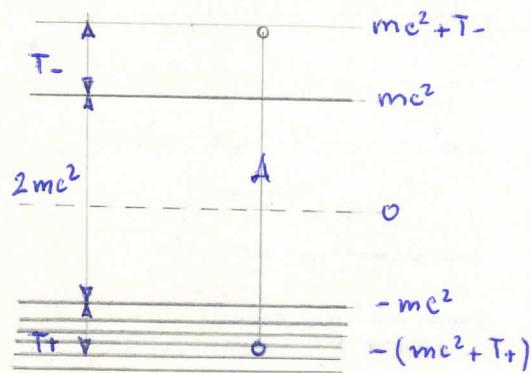
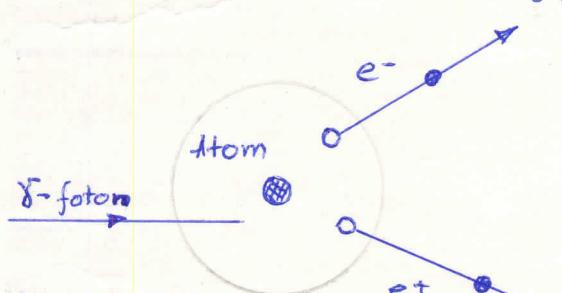
Dirakova relativistička talasna jednačina, koja daje tako dobar opis svojstava elektrona a time i fine strukture Bodonikovog spektra, dovedi do konkluzije da elektron ima stanja sa negativnom energijom. Iz relativističke formule koja vezuje energiju i impuls čestica sa masom mirovanja  $m$  dobijamo za ukupnu energiju:

$$E^2 = (T + mc^2)^2 = p^2c^2 + m^2c^4$$

$$E = \pm \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \quad (12)$$

To znači da stanja energije za elektron kao na slici (3) i imaju vrednosti pozitivno od  $+mc^2$  do  $+\infty$  i negativno od  $-mc^2$  do  $-\infty$

Slika (3)



Klasično negativna energetska stanja moraju biti isključena jer nemaju fizičkog smisla, ali kvantno mehanički jedno spoljašnje polje može da prouzrokuje prelazak u takva stanja, keja zbog toga moraju biti uskladjena sa teorijom. Izvod Klejn - Nishine formule za Komptonov efekat zasnovane na Dirakovoj teoriji i eksplicitno uvodi prelaze takve vrste u kojem se održava momenat, a ne energija. Ovakvi procesi su dozvoljeni sa ograničenjima relacija neodredjenosti, energija ne mora biti održana u intermedijalnom stanju ako je ono dovoljno kratkog života. Egzaktni kvantitativni uspeh Klejn-Nishine formule je strogo potvrđivanja postojanja negativnih energetskih stanja.

U cilju da prevaziđe teškoću iz iskustva da svi elektroni mogu da naprave prelaze u negativna energijska stanja, Dirak uvodi teoriju o "šupljinama" u skladu sa kojom su u odsutnosti spoljašnjeg polja sva negativna energetska stanja popunjena elektronima i ne može biti prelazak u ova zaposednuta stanja. To mene elektrona je uvedeno da ne bude narušena totalna energija i momenat sistema. Ako se sada jedan elektron izbaci iz te raspodele dejstvom spoljašnjeg polja, stvarajući šupljinu, sistem poprima energiju  $-/-E/$  i momenat  $-/-p/$  i naboј  $-/-e/$  to zanči da se pojavljuje elektron sa običnim momentom i energijom ali sa pozitivnim nabojem.

Kako elektron izbačen  $\psi_V$  prelazom mora na kraju da zauzme stanje sa ukupnom energijom većom od  $mc^2$ , jasno je sa slike / 3 / da spoljno polje, koje može biti od gama zračenja ili nabijene čestice, mora da preda energiju veću od  $2mc^2$  da bi izazvalo ovaj prelaz. Elektron podignut na viši energetski nivo i šupljina zajedno formiraju elektronsko pozitronski par, a proces, koji ima prag energije  $2mc^2$ , naziva se stvaranje parova. Da bi se zadovoljili zakoni održanja, stvaranje parova se mora dešavati u polju elektro-magnetske jezgra, koji mogu da absorbuju linearni momenat. Pozitroni su otkriveni u maglenoj komori na snimcima kosmičkog zračenja koje je načinio Anderson 1932 god.

Interakcija izmedju elektrona i pozitrona, umesto raseljanja dovodi do anihilacije / nestajanja parova /. To je inverzni proces stvaranju parova i tu elektroni čine prelaz u prazno negativno energijsko stanje koje odgovara pozitronu. Obe čestice nestaju i pojavljuje se elektromagnetsko zračenje energije  $2mc^2$ . U anihilaciji slobodnih pozitrona u miru sa slobodnim elektronom zakon održanja količine kretanja zahteva da se ova energija pojavi u obliku dva suprotno upravljenih energijskih kvanta energije  $mc^2=0,511 \text{ MeV}$ , ovo se naziva anihilaciono zračenje. U polju jezgra moguće je i jedan anihilacioni kvant uz absorpciju jednog elektrona.

Ako se pozitron anihilira u sudaru sa elektronom u kretanju uglovi izmedju anihilacionih kvanata postaju manji od  $180^\circ$ , i merenje ovog ugla je značajan podatak o raspodeli elektronskog momenta u supstanci. Anihilacija pozitrona u kretanju je moguća i zapažena je, to je jednokvantni proces koji dovodi do homogenog gama zračenja.

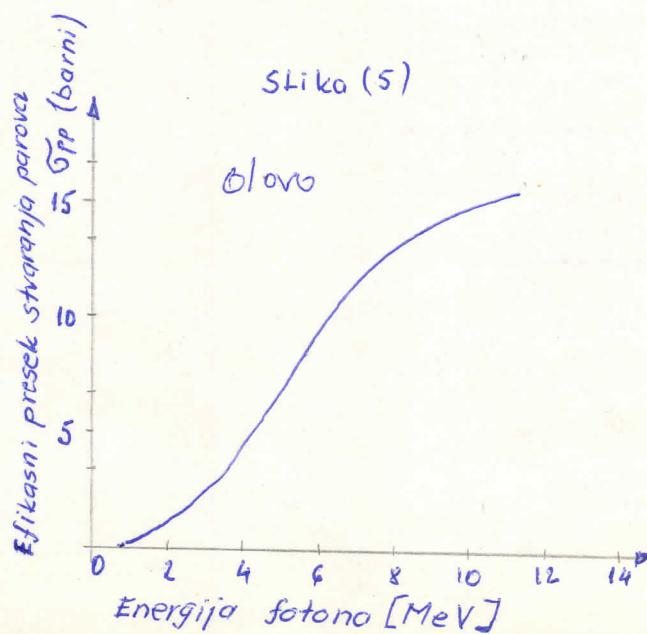
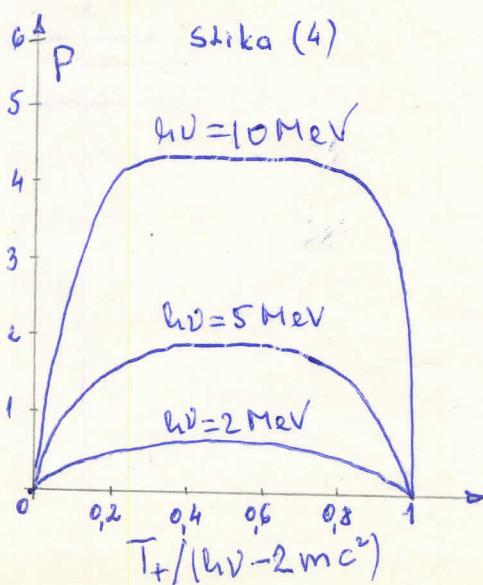
Anihilacija pozitrona je formalno ekvivalentno sa nastajanjem zakočnog zračenja u sudaru brzih elektrona sa jezgrom. Jedina razlika je u tome što u prethodnom slučaju elektron čini preaz u stanje sa negativnom, umesto sa pozitivnom energijom. Teoriju oba procesa dali su Betje i Hejtler, koji takođe odavde izvode efikasni presek za inverzani proces. Za kreaciju para gama zračenjem u polju jezgra diferencijalni efikasni presek za nastajanje pozitrona kinetičke energije  $T_+$  i elektrona energije

$\hbar\nu - 2mc^2 - T_+$  može se pisati:

$$d\sigma_{pp} = \frac{\Sigma_0 \cdot Z^2 \cdot P}{\hbar\nu - 2mc^2} dT_+ \quad (12)$$

gde je  $\Sigma_0 = \frac{1}{137} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 5,8 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$

a  $P$  kao što vidimo na slici 4 je sponzor promenljiva funkcija od  $\hbar\nu$  i  $Z$ . Slika nagoveštava simetriju u raspodeli energije između elektrona i pozitrona u nastajanju parova, u stvarnosti ovo je narušeno nabojem jezgra, kojeg pomalo ubrzava pozitrone a koči elektrone.



Promena totalnog efikasnog preseka nastajanja parova u olovu sa kvantom energije vidi se na slici /5/. Ovo se dobija integracijom izraza /12/ po energijskom spektru. Efikasnii presek raste u početku sa energijom, kada parovi nastaju na sve većoj i većoj udaljenosti od jezgra, ali porast je ograničen zaklanjanjem naboja jezgra atomskim elektronima. U odsutnosti ovog senčenja efikasnii presek nastajanja parova srazmeran  $Z^2$  i to je zato najdominantniji efekat na visokim energijama za teška jezgra. Elektronski parovi su uglavnom zatvoreni na velikim energijama unutar malog čeonog konusa sa poluugлом  $mc^2/E$ , i to igra suštinsku ulogu u stvaranju kaskadnog pluska kosmičkog zračenja.

Teorija nastajanja parova je uspešno ispitano eksperimentalno p diraktnim posmatranjem u ekspanzionoj komori i određivanjem apsorpcionih koeficijenata za visoko energijska gama zračenja. Nastajanje parova objašnjavano ovde naziva se "spoljašnje" nastajanje parova, za razliku od "unutrašnjeg" nastajanja parova koje je alternativan proces zračenju pobudjenog jezgra.

PRSTEN 24 AMIHILACI 20 9

preko

Za pozitrone sa energijama ispred nekoliko stotina KeV i manje, u materijalima sa malim atomskim brojem efikasni presek za anihilaciju je ~~na~~ popisan izrazom:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = - \frac{e^4(E+\mu)}{P} \frac{1}{(E+\mu-P\cos\theta_1)^2} \frac{3\mu+E}{2\mu(E+\mu)(E-P\cos\theta_1)} + \\ + \frac{(E+\mu-P\cos\theta_1)^2}{2(E+\mu)^2(E-P\cos\theta_1)^2}$$

Ovde je  $\theta_1$  ugao gama zračenja u odnosu na upadni pravac pozitrona, E i P su energija i impuls pozitrona,  $\mu$  je masa mirovanja elektrona. Ovaj izraz važi u laboratorijskom sistemu. Primenjenost ovog izraza je proverena sa tačnošću od ~~prilične~~  $\pm 5\%$  za energije izmedju 0,77 MeV do 3,3 MeV. Bilo je više eksperimenata za proveru gornje jednačine na višim energijama. U materijalima sa velikim atomskim brojevima anihilacija može da se pojavi sa emisijom jednog kvanta u kulanovskom polju jezgra. Dvofotonska anihilacija je zabranjena u sudarima stanja S. Raspad može međutim, da se pojavi sa tri fotona. Efikasni presek i distribucija po uglovima su izračunati. Stepen anihilacije <sup>Brzina</sup> sporih pozitrona u materiji je dat sa jednačinom:

$$\gamma^{-1} = \lambda = C_s \psi_s^2 + C_t \psi_t^2$$

Ovde je  $\psi_s$  gustina verovatnoće za prosečno stanje pozitrona,  $\psi_t$  elektrona sa antiparalelnim spinom, koji formiraju singletno stanje, a  $\psi_t$  je ista veličina za tripletnu spinski orijentaciju.  $C_s$  i  $C_t$  su koeficijenti interakcije u singletnom i tripletnom stanju.

$$C_s = 4\pi c \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 3 \times 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{sec}$$

$$C_t = 4\pi c \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{4L}{9\pi} (\pi^2 - 9) = \frac{1}{1115} C_s = 2,7 \times 10^{-17} \text{ cm}^3/\text{sec}$$

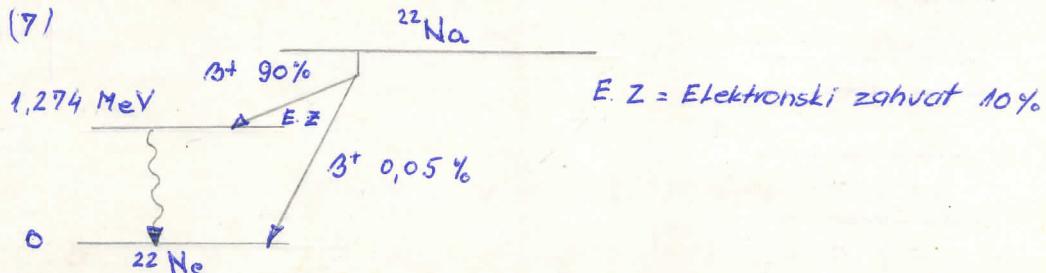
Ako se zanemare efekti kulanovski sila, može se uzeti  $\psi_s^2 = \frac{1}{4} n_e$ ;  $\psi_t^2 = \frac{3}{4} n_e$  gde je  $n_e$  broj elektrona po  $\text{cm}^3$  materije.

Vidimo da efikasni presek za anihilaciju treba da je razmeran gustini odgovarajućih elektrona, a preko toga u datoј supstanci i samoj gustini supstance.

## Rezultati merenja

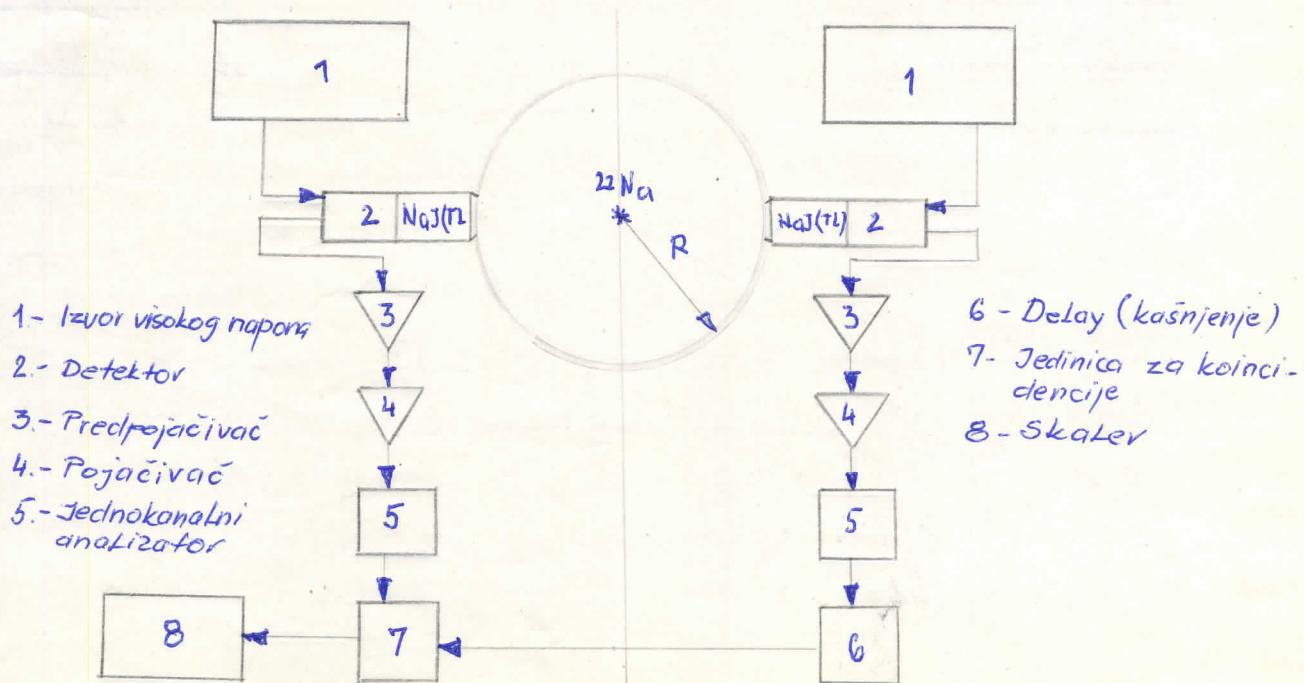
Cilj merenja je da proveri ugaoanu raspodelu anihilacionih gama kvanata. Izvor radijacije je bio  $^{22}\text{Na}$  od  $10 \mu\text{Ci}$ . Merenje treba da dokaže da gama kvanti napuštaju mesto anihilacije pod uglom od  $180^\circ$ . Na je vrlo dobar izvor čestica za ovaj eksperiment. Šema raspada ovog izotopa je kao na slici /7/.

štika (7)



Iz ove šeme raspada vidimo da se ono dešava 99,95% preko emisije pozitrona i elektronskog zahvata sa nivoa od 1,274 MeV. Devetdeset procenata od svih slučajeva raspada javlja se pozitron koji anihilira u apsorberu i daje dva gama kwanta energije 0,511 MeV. Gama spektar  $^{22}\text{Na}$  snimio sam jednokanalnim analizatorom. Na spektru se jasno vidi energijski vrh od 0,511 MeV. Drugi vrh od 1,274 MeV nisam mogao da zapazim usled slabog intenziteta.

Raspodela instrumenata za merenje izgledalo je kao što prikazujem na blok šemi.



radioaktivni izvor sam sa obe strane zaklonio aluminiumskim absorberom debljine 0,5 mm. U drugom merenju sam koristio absorber od plastike debljine 5mm. Cilj absorbera je da se anihilacija pozitrona dešava najvećim delom u njemu i time dobijamo tačkasti izvor gama kvanata. Koristio sam fotomultiplikatore sa kristalom NaJ /Tl/ za detekciju gama kvanata. Ove detektore sam postavio 150 mm daleko od izvora. Jedan detektor sam fiksirao, dok se drugi mogao pokretati po krugu sa ugaonom podelom oko izvora. Elektronika koja se koristi u ovom eksperimentu sastojala se pored dva fotomultiplikatora sa kristalom, od dva izvora visokog napona dva predpojačivača, dva linearna pojačivača, dva diferencijalna diskriminatorka /jednokanalni analizator/ jedinice za kašnjenje /Delay/, jedinice za koincidencije i dva skalera.

Prvo merenje koincidentnih gama kvanata vršio sam grubo po uglovima od  $45^\circ$  do  $247,5^\circ$  /izmedju osa dva detektora/. Ovo merenje sam vršio u skokovima od  $22,5^\circ$ . Kasnije vršim finija merenja u rasponu  $164^\circ$  do  $196^\circ$ , u skokovima od  $2^\circ$ . Kašnjenje je u koincidentnom polju podešena na 3ns. Izvor visokog napona snabdeva fotomultiplikator naponem 1500 V.

Snimao sam vremensku krivu, i ustanovio da se prave koincidentije dešavaju u intervalu 10 ns do 45 ns. Slučajne koincidentije sam merio u vremenskom intervalu 45 ns do 80 ns. Ustanovio sam da je broj slučajnih koincidentija zanemarljive mali. Na jednom brojaču sam dobijao odbroj gama kvanata od 0,511 MeV, a na drugom skaleru koincidentije. Merenja sam vršio istovremeno na oba skalera, po 30s. Broj gama kvanata se menja od ugla do ugla, jer radioaktivni izvor nije strogo tačkasti. Posle merenja vršio sam usrednjavanje broja gama kvanata, i na osnovu ovog srednjeg broja preračunao sam koincidentne odbroje.

Rezultate prvog grubog merenja ugaone raspodele anihilacionih gama kvanata nisam prikazao grafički. Video sam da

$180^{\circ} - 22,5$

$180 \pm 22,5$

na  $180^{\circ}$  postoji vrlo veliki broj koincidentnih slučajeva, dok  $22,5^{\circ}$  preko tog ugla broj koincidencija je zanemarljivo mali. Posle ovoga sam izvršio dva merenja sa finom ugaonom podelom, da bih dobio raspodelu gama kvanata u okolini  $180^{\circ}$ . Ova merenja sam vršio aluminiumskim i plastičnim absorberom, a rezultate merenja prikazujem grafički i tabelarno.

Ugaona raspodela anihilacionih gama kvanata na aluminiumskom apsorberu

ugao $\theta^\circ$	Broj kvanata u pokretnom detektoru $N_p$	Faktor redukeije nr = $\frac{N_p}{N}$	Broj koincidencija $N_k$	Redukovani broj koincidencija $N_{kr} = \frac{N_k}{nr}$	Statistička varijacija $\pm \sqrt{N_{kr}}$
164	22479	1,111	61	55	7,4
168	221e2	1,092	873	799	28,3
170	21642	1,069	1913	1789	42,3
172	21622	1,068	2987	2797	52,9
174	2142e0	1,058	4254	4021	63,4
176	214e3	1,058	5531	5228	72,3
178	21e88	1,042	6533	6270	79,2
180	2125e0	1,050	71e6	6768	82,5
182	2e245	1,000	6127	6127	78,3
184	19841	0,980	5e24	5126	71,2
186	195e2	0,964	3817	3959	62,9
188	19248	0,951	2626	2761	52,5
190	183e8	0,905	1579	1745	41,8
192	17487	0,864	826	956	30,9
194	171e00	0,845	297	351	18,7
196	17015	0,840	79	94	9,7
166	22247	1,099	363	350	18,2

$$\bar{N_p} = \frac{\sum N_p}{n}$$

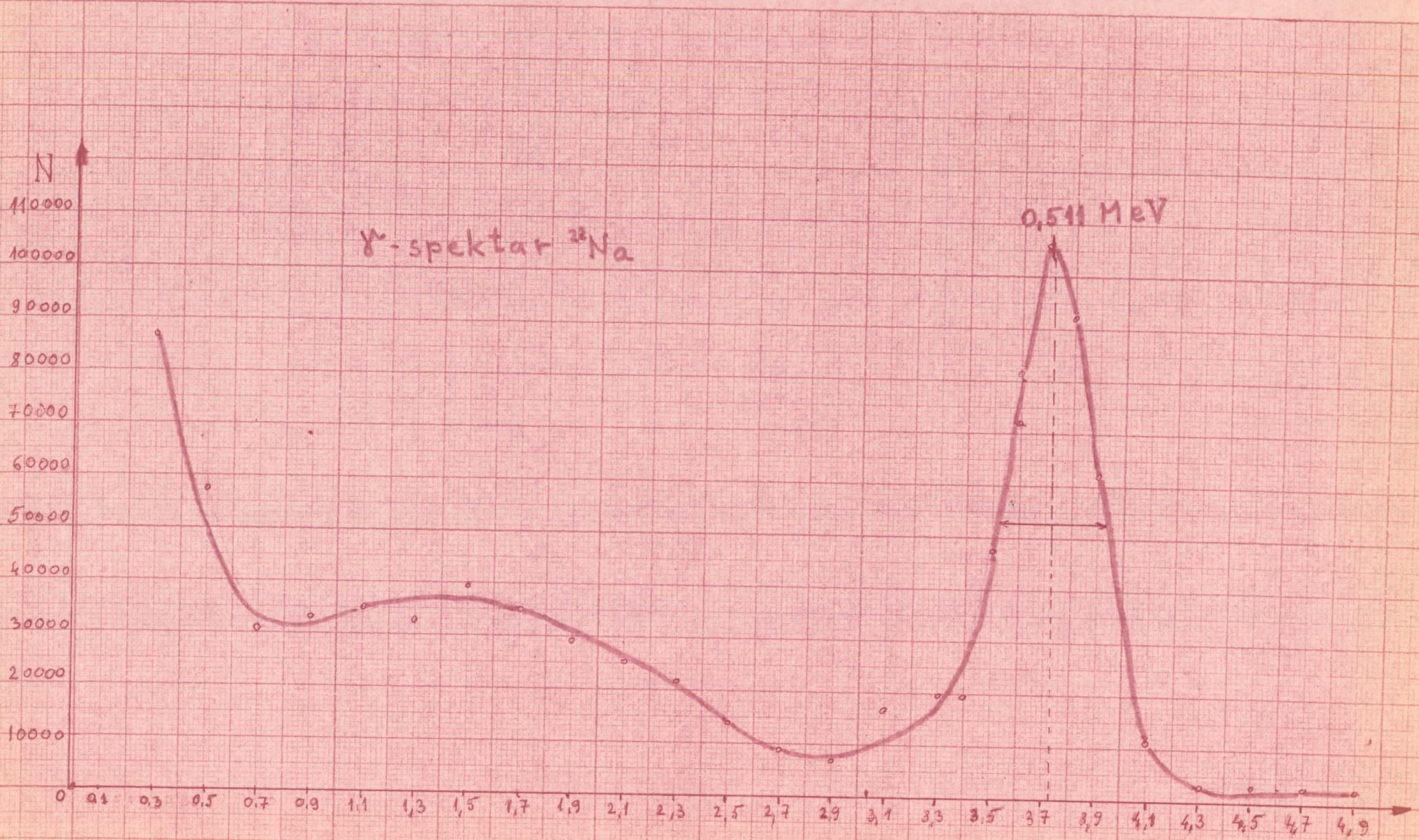
$$\bar{N_p} = 2e235$$

Ugao raspodela anihilacionih gama kyanata naplastičnom apsorberu

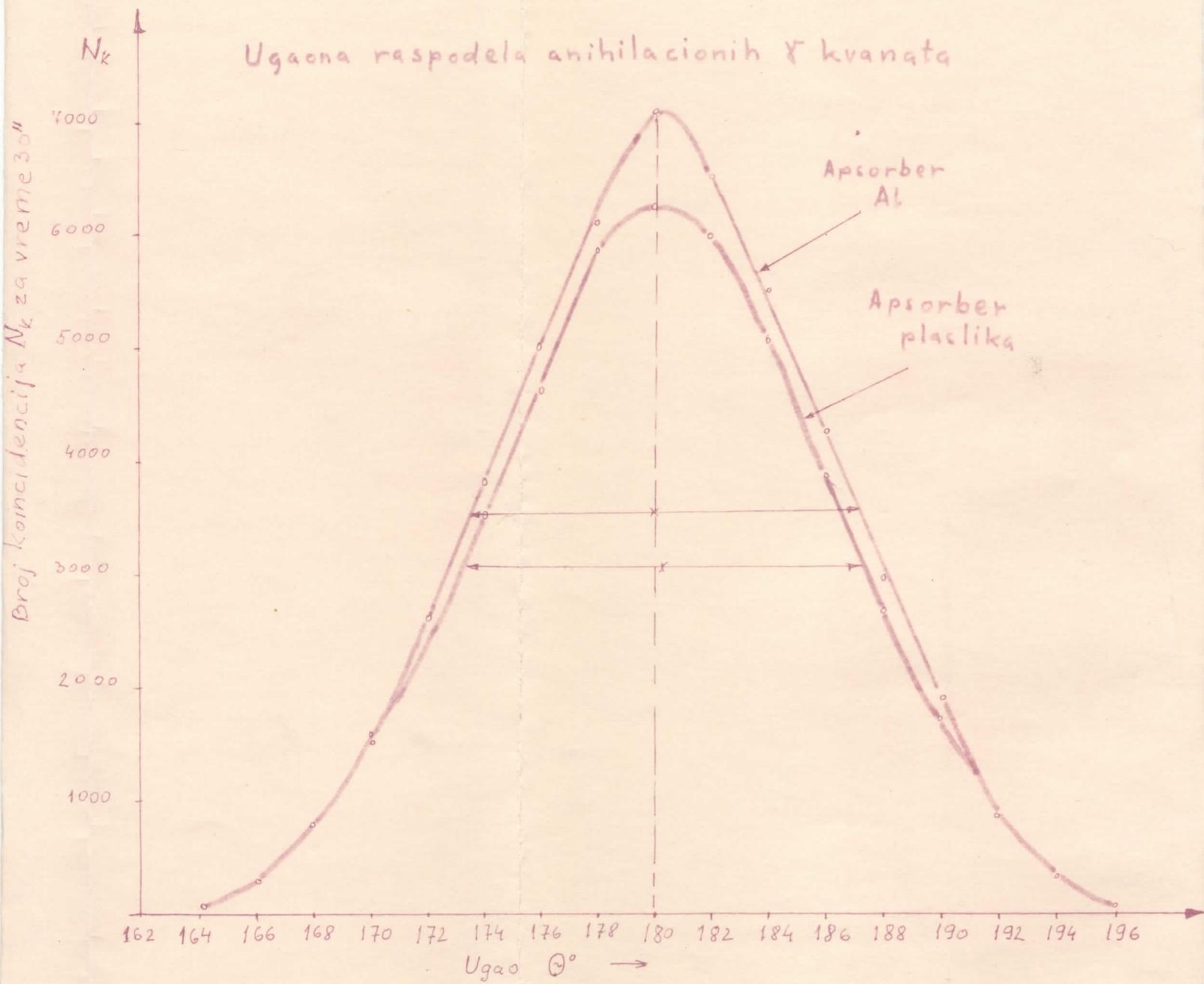
Ugao $\theta^{\circ}$	Broj kyanata u pokretnom detektoru $N_p$	Faktor redukcije $n_p = \frac{N_p}{\bar{N}_p}$	Broj koin- cidencija $N_k$	Redukovani broj koin- cidencija $N_{kr} = \frac{N_k}{n_p}$	Statistička varijacija $\pm \sqrt{N_{kr}}$
164	20946	1,092	54	49	7
166	21530	1,122	538	301	17,3
168	21226	1,106	927	638	25,3
170	20975	1,093	1746	1597	39,9
172	20447	1,066	2738	2568	50,7
174	20588	1,073	3874	3610	60,1
176	20244	1,055	5152	4883	69,9
178	19795	1,032	5983	5797	76,1
180	19256	1,004	6241	6216	78,8
182	19212	1,001	5887	5881	76,7
184	18485	0,964	4645	4818	69,4
186	17974	0,937	3518	3754	61,3
188	17985	0,938	2484	2648	51,4
190	17379	0,906	1584	1748	41,8
192	17099	0,891	876	983	31,3
194	16780	0,875	355	406	20,1
196	16209	0,845	99	117	10,8

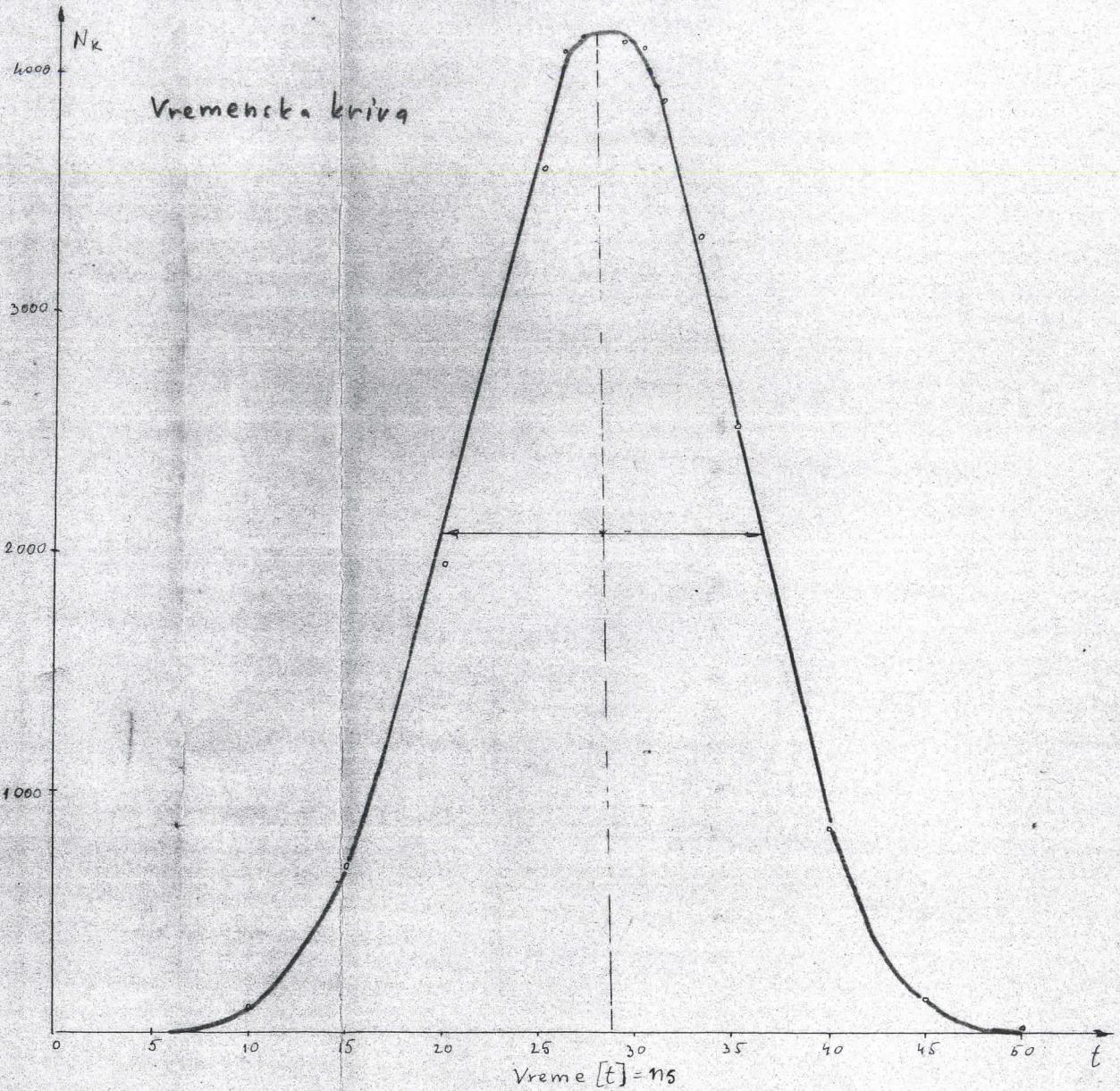
$$\bar{N}_p = \frac{\sum N_p}{n}$$

$$\bar{N}_p = 19184$$



Napom na jednokanalnom analizatoru [V]





## ZAKLJUČAK

Iz rezultata merenja ugaone raspodele anihilacionih gama kvanata došao sam do sledećih zaključaka.

- 1/ Za  $\beta$  izotop  $\text{Na}$  merenja treba vršiti sa pokretnim detektorsom izmedju uglova  $164^{\circ}$  do  $196^{\circ}$ . Ovo važi ako je izvor na rastojanju  $15\text{cm}$  od kristala.
- 2/ Sto više udaljujem kristalne detektore od izvora, anihilacionih gama kvanata, ovaj ugaoni interval se smanjuje. Odavde vidimo, da najveći broj koincidentnih fotona napušta absorber pod ugлом od  $180^{\circ}$ .
- 3/ U poređenjem rezultata merenja za aluminiumski absorber debljine  $0,5\text{mm}$  i plastični absorber debljine  $5\text{mm}$ , došao sam do zaključka, da imamo manji broj anihilacija u plastici. Detaljna analiza i upoređivanje uviđ rezultata mogla bi da da informaciju o energiji  $\beta$  čestice.
- 4/ U teoriji procesa anihilacije naveo sam da ugaone odstupanje od  $180^{\circ}$  za gama kvante od  $0,511 \text{ MeV}$  može da da korisnu informaciju o momentima vezanih elektrona. U ovom merenju nisam uspeo da registrujem ovakav efekat. Razlog je taj, što kristalni detektori na rastojanju  $15\text{cm}$  od izvora zahvataju veliki prostorni ugao. Trebalo je detektore udaljiti na veću daljinu, i time bih dobio bolje razlaganje. Takođe smatram, da za ovakvo merenje treba staviti normalno na osu izmedju izvora i detektora slojni zaklon sa malim otvorom u osi. Na ovaj način izvor bih bio više tačkasti, i moglo bih se meriti odstupanje anihilacionih gama kvanata od  $180^{\circ}$ .

SAD: Ation.

L I T E R A T U R A :

- 1) Kai Siegbahn:  $\beta\gamma$  Ray spectrescopy /Volume 2/ - North-Holland Publishing Company Amsterdam
- 2) W.E. Burcham, P.R.S.: Nuclear Physics - London 1967
- 3) P.W. Michelson: Nuclear Electronics - John Wiley London 1974
- 4) ORNL: Experiments in Nuclear Science 1976
- 5) Dr. Lazar Karinkov: Skripte iz nuklearne fizike
- 6) Tere Tibor: A neutrino - Gondolat Kidd. Budapest 1976
- 7) Kiss Dezső és Quittner Pál: Neutronfizika -Akad. kiad. Budapest 1973

