

DISERTACIJA

Darko Jamnik



Predloženo Naravoslovni fakulteti Univerze v Ljubljani

1959

DISERTACIJA

Barbo Jovanik



Preloženo na razpisnem roku Fakulteti Univerze v Ljubljani

1999

ZAVORNO SEVANJE RELATIVISTIČNIH ELEKTRONOV:

- 1.) Polarizacija
- 2.) Kratkovalovna meja spektra

SS8161 II



0103/1991

11 151822

NAVOBNO SEVAJE RELATIVISTIČNIH ELEKTROVAJ

- 1.) Polarisacija
- 2.) Kristalovna meja optika

11 151822



010343/1960

Predgovor.

S spoznavnega stališča zavorno sevanje elektronov danes prav gotovo ni več fundamentalnega pomena. Problem je mnogo bolj praktičnega značaja, predvsem v tem smislu, da je z njegovo rešitvijo možen uspešnejši študij osnovnejših problemov jedrske fizike, kar je še vedno ena izmed najpomembnejših nalog fizike kot naravoslovne vede.

Zavorno sevanje relativističnih elektronov je bilo v grobem teorijsko obdelano že pred dvajsetimi leti v zvezi z raziskavami kozmičnih žarkov. Eksperimentalno delo pa se je začelo pravzaprav šele pred desetimi leti, ko je razvoj elektronskih pospeševalnikov dovolj napredoval. Čeprav je bilo od tedaj do danes precej narejenega, je ostalo še dosti nerešenega predvsem v kvantitativnem oziru. Natančnost računov in eksperimentov ni nikjer boljša kakor $\pm 1\%$; na teorijski strani so težave računske, na eksperimentalni pa slaba spektroskopija za žarke gama visokih energij.

Pričujoča disertacija obravnava dva očja eksperimentalna problema s tega področja. Problema načelno sicer nista povezana, sta pa z eksperimentalnega stališča prikladna za istočasno obravnavo. Sorodne eksperimente s manjšimi uspehi so delali že drugi v zadnjih letih; računski rezultati, pomembni za primerjavo z rezultati te disertacije pa so bili dobljeni v preteklem letu.

Delo sem napravil v Fizikalnem laboratoriju Univerze Illinois v letu 1958 in deloma v letu 1959. Za gostoljubnost in materialno podporo se tej ustanovi

najpristrčneje zahvaljujem. Zahvalo dolgujem tudi Unescu, ki je materialno omogočil prve mesece mojega bivanja v ZDA in Institutu "J.Stefan" v Ljubljani za širokogrudnost pri moji odsotnosti. Pri delu so mi bili v veliko pomoč nasveti prof. A.O.Hansona; na problemu polarizacije sem delal skupaj s prof. P. Axelom, na izohromati s H.E.Hallom. Mnogi študentje in osebje pri betatronu so mi pri eksperimentih pomagali. ZKNE in prof. A. Peterlinu se zahvaljujem za posredovanje štipendije Unesca in vzpodbudo v prvi fazi mojega dela.

U V O D.

Linearno polarizacijo lahko pričakujemo pri zavornem sevanju že po klasični sliki pospešeno se gibajočega električnega naboja. Pri počasnih elektronih je ta slika še kar dobra, pri relativističnih elektronih pa so zaradi bistvenih spinskih efektov razmere bolj zamotane. May in Wick¹⁾ razlagata pojav po Weizsäcker-Williamsovi sliki²⁾, ki obravnava problem v koordinatnem sistemu, v katerem vpadni elektron miruje. Gibajoče se električno polje jedra predstavlja tukaj vpadne fotone, ki se sipljejo na elektronu. Comptonsko sipane fotone zaznamo v laboratorijskem sistemu kot zavorno sevanje. Polarizacija zavnega sevanja je po tej sliki v neposredni zvezi s polarizacijskimi efekti pri comptonem sipanju. Na žalost le-ti niso tako preprosti kakor v klasičnem primeru. Fano i. dr.³⁾ so napravili podrobno analizo matričnega elementa za proces v Bornovi aproksimaciji. V običajnem primeru, pri majhnih kotih in ne preblizu kratkovalovne meje spektra je merodajna destruktivna interferenca med prispevkom orbitalnega toka (non spin-flip interakcija), ki seva klasično linearno polarizirano svetlobo in prispevkom spinskega toka (spin-flip interakcija), ki seva cirkularno polarizirano svetlobo.

Za nas naj zadošča fenomenološka slika o polarizaciji v relativističnem primeru. Zavorno sevanje je delno linearno polarizirano glede na produkcijsko ravnino, definirano s smerjo vpadnih elektronov in smerjo

fotona. Razen zelo ozkega pasu na kratkovalovnem koncu spektra je intenziteta sevanja z električnim vektorjem pravokotnim na produkcijsko ravnino $I_{\perp}$ večja od intenzitete sevanja z električnim vektorjem v tej ravnini $I_{\parallel}$: $P = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} > 1$. P monotono pada z naraščajočo energijo fotonov v spektru. Kot funkcija fotonskega kota, t.j. kota med smerjo vpadnih elektronov in smerjo fotona, narašča P od 1 pri kotu 0 do maksimalne vrednosti pri enoti reduciranega fotonskega kota $\frac{mc^2}{E_0}$ (mirovna energija elektrona deljena s celotno energijo vpadnega elektrona) in pri večjih kotih zopet hitro pada proti 1. Iz tega je razvidno, da potrebujemo za realizacijo polariziranega zavornega sevanja razmeroma dobro definirano smer vpadnih elektronov, ker se sicer efekt polarizacije v povprečju zgubi.

Za meritve polarizacije je posebno prikladno elastično sipanje fotonov na nivoju ogljika pri 15 MeV, ki je precej raziskan^{4,5)}. Prehod je dipolen in začetno stanje ima spin 0. Sipanje je zato analogno sipanju klasičnega dipola in je torej 100% polarizacijski detektor. Meriti je treba porazdelitev sipanih fotonov v azimutalni ravnini; kotna porazdelitev nam da obenem tudi podatek o parnosti nivoja v ogljiku, za katerega so sicer vsi znaki, da je 1+. Takšno merjenje polarizacije je seveda omejeno le na fotone z energijo 15 MeV. Pred sicer splošnejšo metodo s fotodesintegracijo devterona pa ima veliko prednost zaradi boljše statistike in manjšega ozadja.

Omenjeni nivo v ogljiku je širok le okoli 100 eV. Ako merimo sipanje zavornih žarkov na tem nivoju v od-

visnosti od energije vpadnih elektronov, dobimo izohromato zavornega sevanja. Čeprav nam izohromata ne da popolnih podatkov o spektru, pa vendarle lahko da kvantitativen odgovor na vprašanje o končni vrednosti spektra na kratkovalovni meji. Za dobro energijsko ločljivost potrebujemo tukaj zelo dobro definirano energijo vpadnih elektronov; elektroni v tarči ne smejo zgubiti preveč energije predno zavorno sevajo. Tarča mora biti efektivno tenka, kar sovпада z zahtevo pri polarizaciji, kjer mora biti večkratno stresanje elektronov v tarči čim manjše.

Tako se eksperimentalni problem zreducira v glavnem na realizacijo tenke tarče. Pri krožnih akceleratorjih s tarčo v pospeševalni cevi so pri tem težave z večkratnim prehodom elektronov skozi tarčo. Realizirati tenko tarčo pomeni preprečiti večkratne prehode.

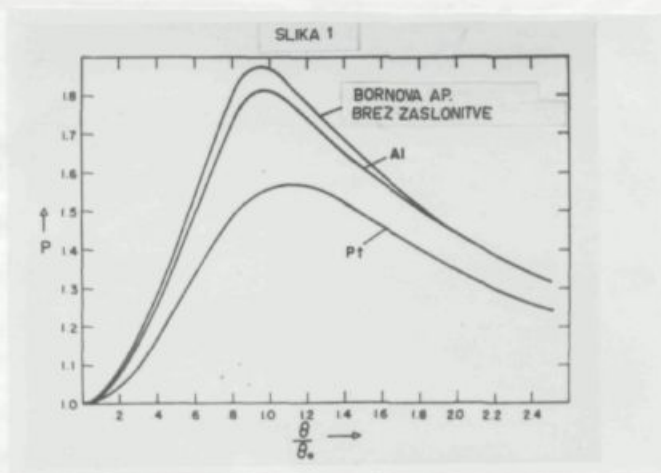
V naslednjem bom podal kratek pregled računskih in eksperimentalnih rezultatov na področju polarizacije in kratkovalovne meje zavornega spektra. Sledi popis poskusa in obravnava rezultatov z zaključki.

RAČUNSKI REZULTATI: POLARIZACIJA.

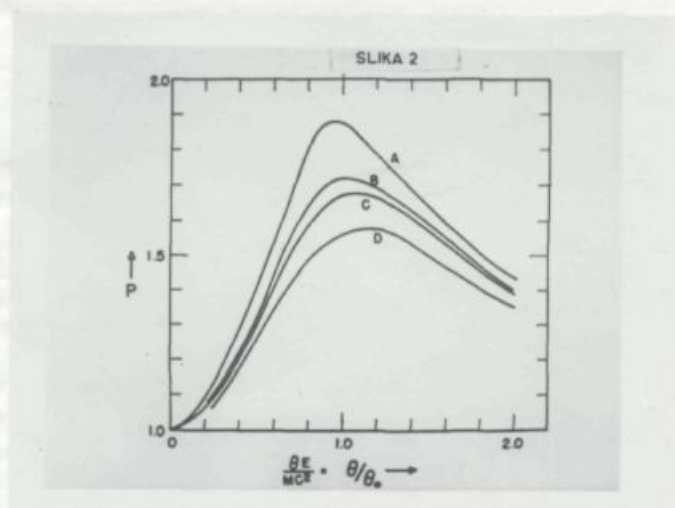
Na linearno polarizacijo relativističnega zavornega sevanja sta prva opozorila v uvodu omenjena May in Wick¹⁾. Njihovi zaključki pa so le semikvantitativni, ker je Weizsäcker-Williamsova metoda zelo približna. May⁶⁾ je obravnaval pozneje problem v Bornovi aproksimaciji (za vpadne in izhodne elektrone), vendar je pri seštevanju preseka po smereh izhodnih elektronov napravil približek, ki velja le v primeru popolne zaslonitve (polmer elektronske lupine K je mnogo manjši od razdalje, ustrezajoče največji vrednosti gibalne količine, ki jo dobi jedro pri procesu). V Bornovi aproksimaciji so računali tudi Gluckstern, Hull in Breit⁷⁾. Njihovi rezultati so veljavni le za primer brez zaslonitve; t.j. pri najlažjih elementih. Približni eksponentni tip zaslonitve (coulombski potencial pomnožen z eksponentno funkcijo razdelje namesto čistega coulombskega potenciala za jedro) sta upoštevala Fronsdal in Ueberall⁸⁾, ki pa sta delala sicer še vedno v Bornovi aproksimaciji. Olsen in Maximon⁹⁾ sta računala s coulombskimi popravki¹⁰⁾ k Bornovi aproksimaciji in natančnejšim Thomas-Fermi-jevim tipom zaslonitve. Na žalost pa so njihovi rezultati natančni le na okrog $\pm \frac{mc^2}{E}$ (mirovna energija elektrona deljena z energijo izhodnega elektrona).

V našem primeru (tarča iz Al in Pt, vpadni elektroni 25 MeV, fotoni 15 MeV) sta obe skrajnosti, brez zaslonitve in popolna zaslonitev, slab približek. Pri Al je coulombski popravek zelo majhen, pa tudi vpliv zaslonitve še ni velik. Zato smo uporabili za Al za primerjavo z

našimi eksperimentalnimi rezultati račune Fronsdała in Ueberalla. Pri Pt pa sta oba efekta znatna. Zato smo vzeli tukaj račune Olsena in Maximona, čeprav so natančni le na okrog $\pm 5\%$. Na sliki 1 je narisan potek polarizacije P za naš primer. Na abscisi je nanosen fotonski kot θ v enotah $\theta_0 = \frac{mc^2}{E_0}$. Krivulja za Al je Fronsdalov in Ueberallov, krivulja za Pt pa Olsenov in Maximonov rezultat.



Sl. 1.



Sl. 2.

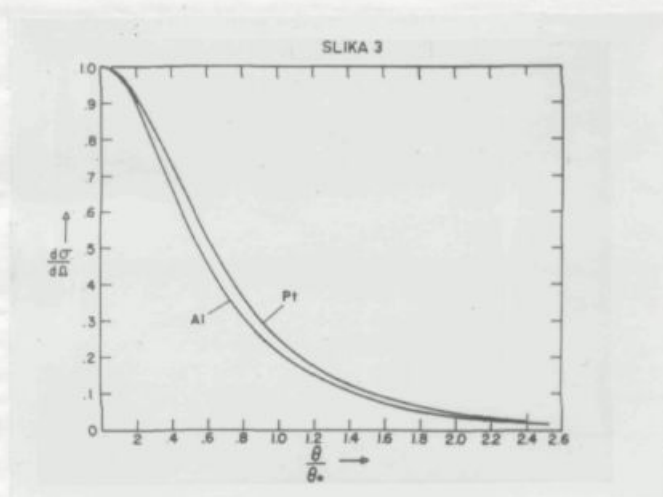
Na sliki 2 vidimo vpliv raznih popravkov pri Pt. Krivulja A ustreza Bornovi aproksimaciji brez zaslonitve, B ustreza Bornovi aproksimaciji z eksponentialno zaslonitvijo, C - Bornovi aproksimaciji s Thomas-Fermijevo zaslonitvijo⁹⁾ in D - računom iz črte 9) z upoštevanjem coulombskih popravkov.

RAČUNSKI REZULTATI: KRATKOVALOVNA MEJA SPEKTRA.

Čeprav je ta problem že zelo star, so se rešitvi na relativističnem področju približali šele v zadnjem času. Bornova aproksimacija, kakor tudi metoda s coulombskimi popravki¹⁰⁾ tukaj odpove zaradi premajhne energije izhodnega elektrona. Fano¹¹⁾ obravnava ta problem kot inverzni fotoefekt: po stavku o detajlnem ravnotežju poveže presek za zavorno sevanje s presekom za fotoefekt. Kratkovalovna meja zavornega sevanja ustreza sicer fotoefektu na lupini z $n \rightarrow \infty$ (n je glavno kvantno število), vendar se izkaže, da je ta z natančnostjo $Z/137$ podoben fotoefektu na lupini K, ki je teoretično že precej obdelan. Kot izhodišče vzame Fano za fotoefekt kar Sauterjevo formulo¹²⁾, ki približno temelji na Bornovi aproksimaciji in daje tudi diferencialni presek. Po tej formuli je intenziteta zavornega sevanja v smeri naprej na kratkovalovni meji enaka nič. Celotni presek pa je končen in sorazmeren z Z^3 . Natančnejši računi za fotoefekt, z upoštevanjem coulombskega vpliva jedra na izhodni elektron^{13,14)} so bili narejeni samo za celotni presek.

KOTNA PORAZDELITEV ELEKTRONOV V TARČI.

Kotno porazdelitev elektronov v tarči moramo poznati, če hočemo merske rezultate primerjati s teorijskimi, ki ustrezajo direktno le primeru z neskončno tenko tarčo. Merilo za kotno porazdelitev elektronov je kotna porazdelitev intenzitete zavornega sevanja, če poznamo slednjo za neskončno tenko tarčo. Ker ni dovolj natančnih merskih rezultatov, smo vzeli teorijske podatke za kotno porazdelitev intenzitete. Ta je zelo malo odvisna od energije fotonov; dober potek za celotno intenziteto da primer, ko je energija fotona enaka $0.6 E_0$. Ta primer je narisana na sliki 3 za Al na podlagi računov Fronsda in Ueberalla⁸⁾, za Pt pa po računih Olsena in Maximona⁹⁾.



Sl. 3.

Za kotno porazdelitev elektronov smo vzeli kar Gaussovo porazdelitev $f(\vartheta) \sim \exp\left[-\frac{\vartheta^2}{2m_t^2 \theta_0^2}\right]$, kjer je ϑ odklonski kot elektrona, $\theta_0 = \frac{mc^2}{E_0}$, m_t pa karakteristični parameter, ki je merilo za debelino tarče.

V primeru, ko ni večkratnih prehodov, velja približna zveza $m_t = 4,5 \cdot 10^{-2} \frac{Z}{\sqrt{A}} \sqrt{t}$, kjer je t debelina tarče v mg/cm^2 , Z in A pa označujeta element, iz katerega je tarča. Vnaprej seveda ne moremo pričakovati, da bodo imeli elektroni v tarči ravno takšno porazdelitev. Ker pa se je merjena kotna porazdelitev intenzitete sevanja zelo dobro ujemala s porazdelitvijo, izračunano na podlagi gornje porazdelitve na elektrone, smo le-to privzeli za interpretacijo rezultatov polarizacijskih in izohromatskih meritev. Vsekakor pa je tako indirektno dobljena porazdelitev za elektrone združena z napakami.

Kotno porazdelitev intenzitete in polarizacije je izračunal že J. Miller¹⁵⁾ na podlagi Gaussove porazdelitve za elektrone in rezultatov citata 7) za zavorno sevanje. Zaradi napake v njegovih računih za polarizacijo in pomembnosti boljših teorijskih rezultatov za zavorno sevanje pa je bilo treba za naš primer napraviti potrebne račune še enkrat. Kotna odvisnost intenzitete je kvalitativno ista kakor pri Millerju; dana porazdelitev pa ustreza v njegovem primeru do 10% večjemu m_t kakor v našem, ker je teorijska porazdelitev po citatu 7) ožja od one iz citatov 8) in 9).



DOSEDANJI POSKUSI.

Polarizacije zavornega sevanja elektronov z energijo 1 MeV je meril J. Motz¹⁶⁾. Dobil je lepo semikvantitativno skladanje eksperimenta s teorijo. Pri energijah vpadnih elektronov nad 10 MeV so bili narejeni štirje poskusi. Vsi štirje uporabljajo za detekcijo polarizacije fotodesintegracijo devterona v jedrskih emulzijah. Absorpcija žarkov gama v devteronu je pri teh energijah praktično samo električno dipolna, zato je tudi ta reakcija 100% polarizacijski detektor. Nevšečnost pri tej metodi pa je zlasti znatno ozadje protonov iz drugih elementov v emulziji. To ozadje je treba določiti posebej z emulzijami namočenimi v navadno vodo. Phillips¹⁷⁾ je uporabljal zavorno sevanje betatrona z energijo 20 MeV. Dobil je nesmiselni rezultat, da so protoni izsevani prvenstveno pri 90° in 20° v azimutalni ravnini. Ne pozna efektivne debeline tarče. Muirhead in Mather¹⁸⁾ sta delala s sinhrotronom z energijo 11,5 MeV. Njune pičle rezultate še najbolj razloži domneva, da je zavorno sevanje nepolarizirano. To ni čudno, ker delata z običajno tarčo, katere efektivne debeline zopet nista določila. Tzara¹⁹⁾ poroča pri delu z betatronom z energijo 22 MeV o močnem polarizacijskem efektu s $P = 3.5 \pm 0.5$. To je nepričakovano, ker je tudi on delal z navadno tarčo, kotne odvisnosti intenzitete zavornega sevanja pa ni meril.

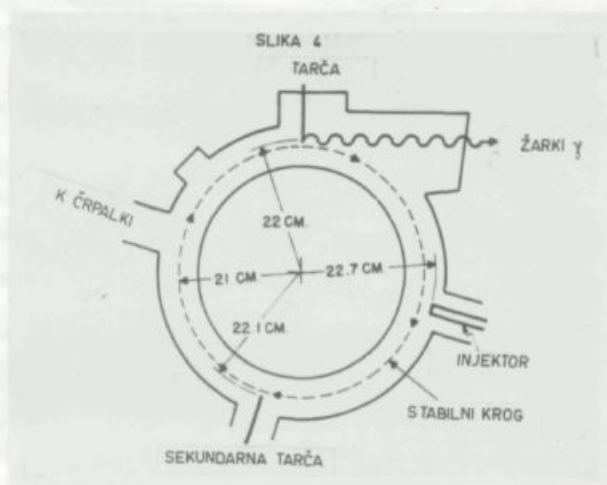
Dudley, Inman in Kenney²⁰⁾ so uporabili elektrone z energijo 25 MeV iz linearnega akceleratorja in aluminjsko tarčo debeline 0,025 mm. Dobijo polarizacijski efekt, napaka rezultatov pa je velika. V povprečju ležijo njih-

ve vrednosti niže od teorijskih.

Poskuse o kratkovalovni meji pri večjih energijah so doslej delali samo v NBS v Washingtonu^{21,22)}. Pri energiji 15 MeV je bila izohromata merjena tudi s stre-sanjem na ogljiku. Zaradi vpliva debele tarče (okoli 300 keV) pa so rezultati nenatačni.

POSKUS.

Kot izvor zavornega sevanja smo uporabili betatron z notranjo tarčo. Tarča je bila okrog 1.5 mm širok trak, ki je bil v primeru Pt obešen vertikalno, v primeru ostalih elementov pa pritrjen horizontalno. Debelina traku je bila pri Al 0,03 mm, pri Pt 0,003 mm, pri Th in Ta pa 0,006 mm. Okrog 180° od tarče smo namestili sekundarno tarčo iz 1,5 mm debelega volframa (slika 4). Oblika sekundarne tarče je bila kvadratna, okrog $2 \times 2 \text{ cm}^2$, s

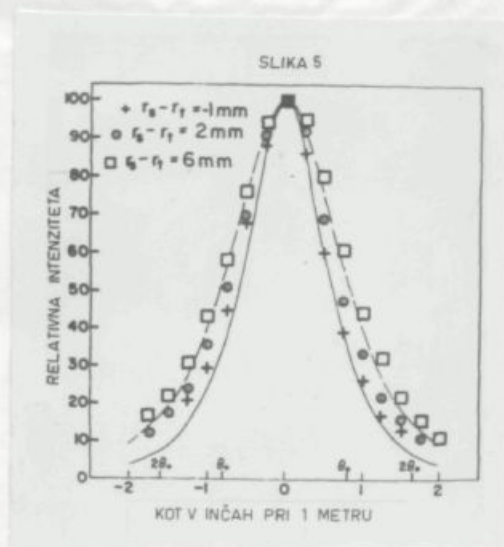


Sl. 4.

polkrožnim izrezom polmera 2 mm na strani, obrnjeni proti središču magneta. Sekundarna tarča je v radialni smeri zaslonila skoraj vse "pravo" tarčo, razen približno 0,5 mm. Polkrožni izrez pa je zaslanjal delno v vertikalni smeri. Sekundarna tarča je tako odstranila iz krožečega snopa v betatronu skoraj vse elektrone, ki so zadeli pravo tarčo in se znatno večkratno sipali. Omenjeni kot 180° smo izbrali zato, ker je magnetni indeks betatrona $n = -\frac{3}{4}$,

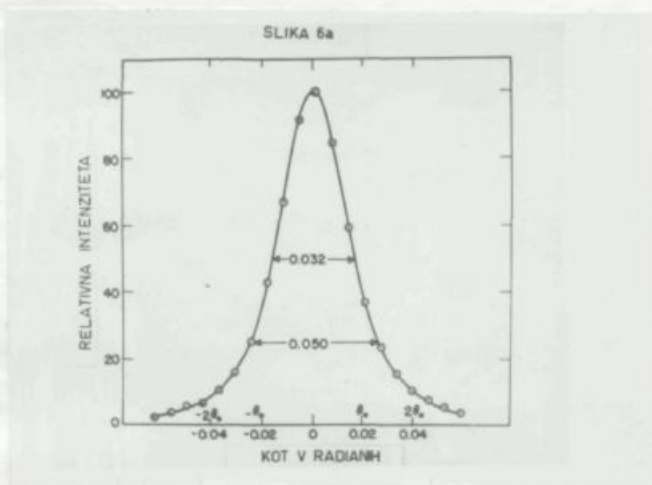
tako da moremo pričakovati največje radialne odklone stresanih elektronov pri tem kotu. Obe tarči sta bili gibljivi v vseh važnih smereh in jih je bilo mogoče premikati med obratom betatrona. To je zelo olajšalo potrebno natančno justiranje.

Porazdelitev intenzitete smo merili z miniaturno ionizacijsko celico, ki smo jo tudi lahko premikali med obratom betatrona. Za primerjavo smo merili tudi z aktivacijo bakrenih trakov, kar pa je dalo isti rezultat kakor celica. Tudi svinčeni konverter pred ionizacijsko celico ni vplival na rezultat meritev. Učinkovitost sekundarne tarče vidimo na sliki 5 kjer je prikazana porazdelitev intenzitete iz aluminijske tarče pri 25 MeV za različne položaje sekundarne tarče (r_s pomeni radij notranjega roba tarče, r_g pa radij notranjega roba sekundarne tarče). Izvlečene krivulje so vzete po Millerju. Če odštejemo od merskih vrednosti okrog 3% znanega izotropnega ozadja, dobimo zelo dobro skladanje.

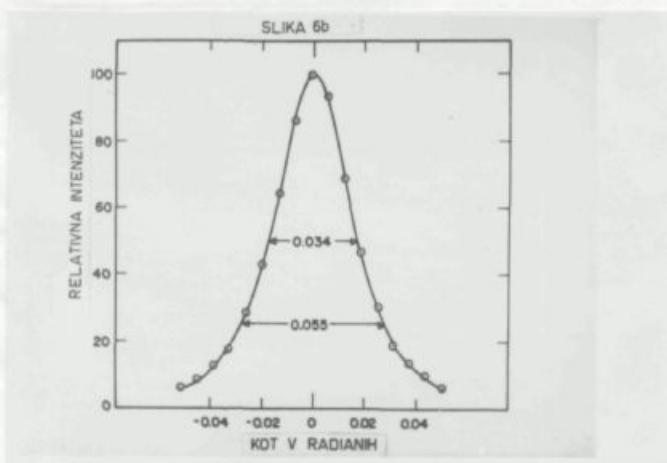


Sl. 5.

Intenziteta rentgenskega snopa v prednji smeri iz tarče je bila okrog 25 r na minuto, iz sekundarne tarče pa okrog 70 r na minuto. To je bil optimalni primer z največjo intenziteto in najmanjšo kotno divergenco sevanja iz tarče. Zmanjšanje radija sekundarne tarče pod določeno vrednost namreč ni več izboljšalo kotne divergence rentgenskega snopa, ampak samo zmanjšalo intenziteto. Vzrok temu je najbrž v tem, da sekundarna tarča ne odstrani vseh elektronov, ki jo zadenejo.

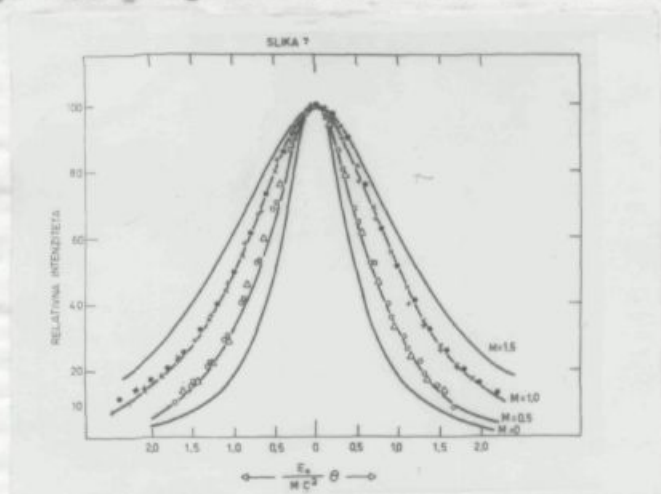


Sl. 6a.



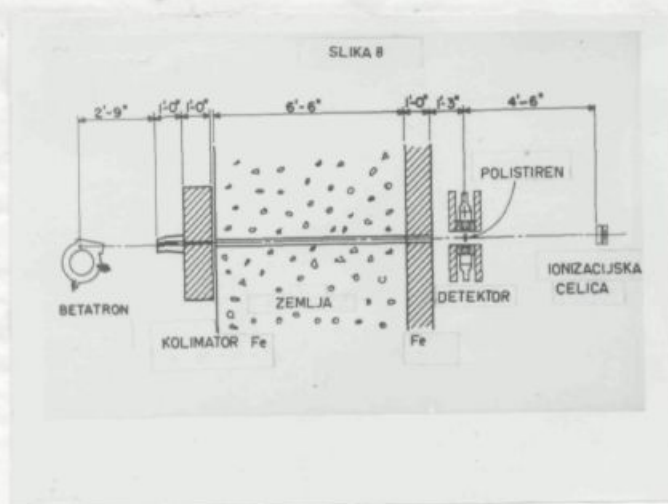
Sl. 6b.

Na sliki 6a in 6b je merjena porazdelitev intenzitete med merjenjem polarizacije za Al in Pt pri 25 MeV. Krivulji sta poljubno izvlečeni skozi merne točke.



Sl. 7.

Slika 7 pa prikazuje rezultate meritve intenzitete pri Al (manjša kotna divergenca) in Th med merjenjem izohromate pri energiji 16 MeV. Različno označene vrednosti so posnete ob različnih časih. Krivulji sta izračunani po Millerju. Porazdelitev intenzitete smo med meritvami vedno kontrolirali. Nismo mogli ugotoviti premikov večjih kakor $\Delta m_t = \pm 0.05$.

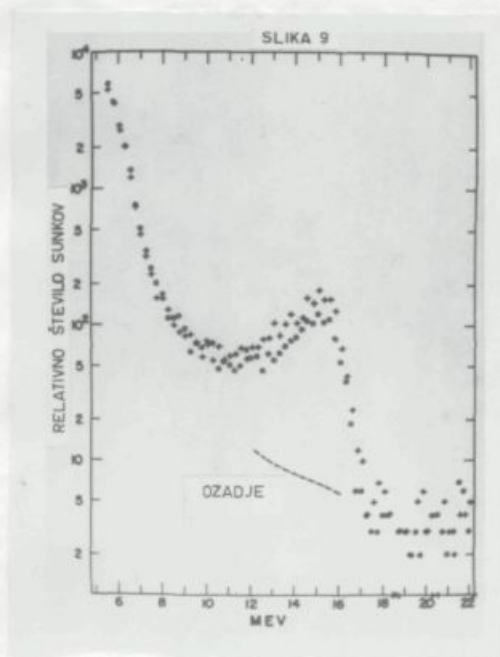


Sl. 8.

Iz slike 8 je razvidna splošna shema poskusa v primeru merjenja polarizacije. Detektorja sta pod kotom 90° nasproti vpadnemu žarku in vrtljiva okrog osi vpadnega žarka. Kolimator z aperturo okrog 1° je negibljiv, smer rentgenskega snopa spreminjamo s premikanjem tarče po betatronskega krogu. Fotoni se sipljejo na 2 cm debelem polistirenu, detektorja sta kristala NaI velikosti $5'' \times 4''$ na fotopomnoževalkah RCA 7046. Zaščitena sta z 8 cm debelo svinčeno steno. Zaradi teže sta montirana 180° eden nasproti drugemu. Pred NaI je absorber za mehke fotone, sestavljen iz 5 cm grafitu in 1 cm svinca. Merilnik intenzitete je planparalelna ionizacijska celica. Elektronski del je običajen: ojačevalnik, diskriminator in 100-kanalni analizator. Stabilnost je bila kontrolirana z žarki gama z energijo 1,28 MeV, ki jih oddaja Na^{22} .

Vsaka meritev z detektorji v določenem položaju je trajala okrog 10 minut. Približno enak čas smo porabili pri merjenju izohromate za določeno energijo. Na ta način smo se izognili vplivu počasnejših sistematskih fluktuacij v aparaturah. Pri merjenju polarizacije smo delali s $25 \mu\text{s}$ dolgimi rentgenskimi sunki iz betatrona, pri izohromati pa je bilo treba delati s kratkimi sunki z dolžino $1 \mu\text{s}$.

Na sliki 9 je značilen spekter na 100 kanalnem analizatorju v primeru merjenja polarizacije. Krogi so za horizontalni, križci pa za vertikalni položaj detektorjev. Abscisa je približno merilo za energijo. V poštev smo vzeli le sunke med 12.5 in 16 MeV. Ozadje



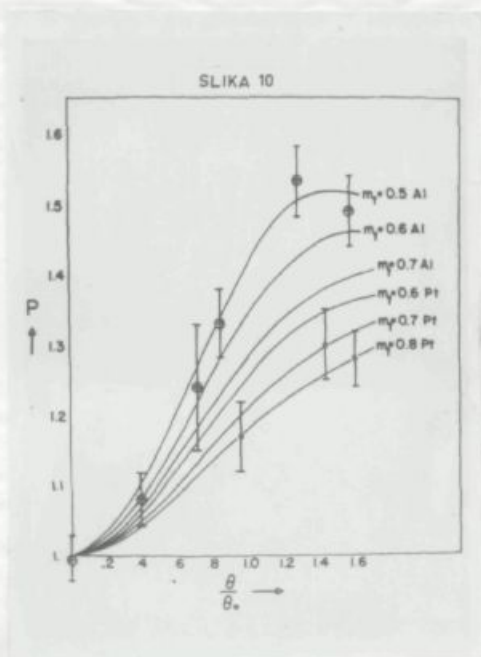
Sl. 9.

v tem območju je določeno posebej na več načinov⁵⁾ in znaša okrog 10% celotnega števila sunkov.

Pri izohromatskih meritvah je spekter podoben, le da je širina črte pri 15 MeV večja. Vzrok temu je kopičenje (pile-up) mehkejših fotonov med kratkim rentgenskim sunkom. Ozadje je tukaj zelo majhno.

REZULTATI IN DISKUSIJA.

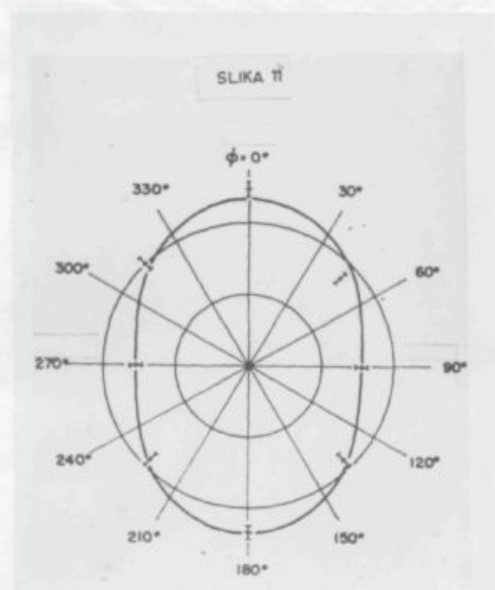
Rezultati merjenja polarizacije pri različnih kotih nasproti osi rentgenskega snopa so na sliki 10.



Sl. 10.

Naznačene napake so statistične. Rezultati so popravljeni glede na ozadje in končno aperturo kolimatorja in detektorjev. Izvlečene krivulje so izračunane za različne m_t po prej omenjenih predpostavkah. Pri Al je iz kotne porazdelitve dobljeni $m_t = 0.57$, pri Pt pa $m_t = 0.64$. Rezultati za Al se lepo skladajo z računsko napovedjo, rezultati za Pt pa leže nekoliko nižje od pričakovane vrednosti. Vzrok je morda napaka pri določitvi m_t , ki je subjektivno ocenjena na ± 0.05 . Ena izmed najvažnejših možnih napak je še napaka v energiji betatrona. 0.5 MeV pri 25 MeV povzroči lahko napako za P okrog $\pm 4\%$. (Ener-

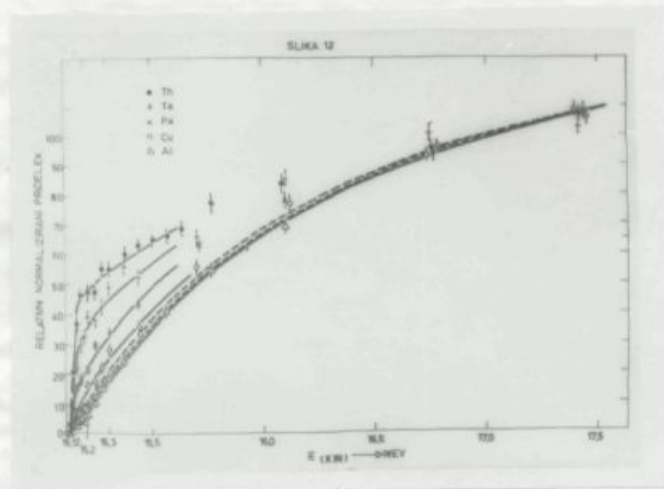
gija 25 MeV je določena z ekstrapolacijo od znanih nižjih vrednosti). Končno so pa tudi računske napovedi tukaj natančne le na približno $\pm 5\%$.



Sl. 11.

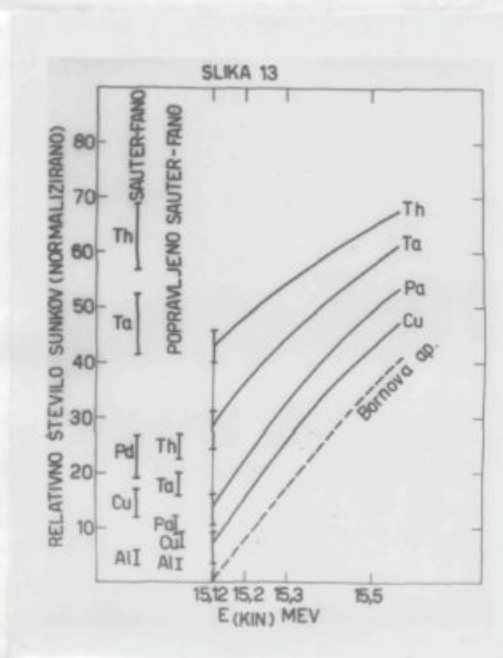
Slika 11 kaže porazdelitev sipanih fotonov v azimutalni ravnini. Krivulja je izračunana za primer magnetno dipolnega sipanja in $P = 0.53$.

Rezultati merjenja izohromate v osi rentgenskega snopa so na sliki 12. Vrednosti so normalizirane pri 17 MeV. Napake so statistične. Daljše krivulje so izračunane po Bornovi aproksimaciji (brez zaslonitve⁷⁾): izvečena velja za neskončno tenko tarčo, črtkani pa veljata za primera $m_t = 0.4$ in $m_t = 1$ in energijsko razmazanost okrog 30 keV. Pri tem smo predpostavili, da meri ionizacijska celica intenziteto, ki je sorazmerna



Sl. 12.

z E_0^3 . Ostale krivulje so poljubne krivulje skozi mer-
ske rezultate. Dobljene so iz ustreznih krivulj iz sli-
ke 13 z upoštevanjem neostrości energije okrog 30 keV.



Sl. 13.

Neostroost energije izvira iz končne časovne dolžine
rentgenskega sunka (18 keV), končne debeline tarče
(30 keV za Al, ostali elementi 15 - 20 keV) in fluk-

tuacij energijskega stabilizatorja betatrona (~ 15 keV). Subjektivno ocenjene možne napake zaradi poljubnosti krivulj so na desni strani slike 13. Teoretične napovedi so na levi strani. Pri tem je upoštevana kotna porazdelitev elektronov v tarči in predpostavka, da se merjene vrednosti pri 17 MeV skladajo z napovedjo Bornove aproksimacije. Naznačene napake izvirajo iz napak določitve m_t , ki so širokogrudno ocenjene na ± 0.15 . Kotna porazdelitev fotonov na meji je po Sauter-Fanovi teoriji med drugim sorazmerna s $\sin^2 \theta$, kjer je θ kot fotona. Zato so v našem primeru, ko merimo v osi rentgenskega snopa, napake tako velike. "Popravljen Sauter-Fano" pomeni Sauter-Fanova vrednost, pomnožena s faktorjem, ki je dobljen iz primerjave Sauterjevega celotnega preseka za fotoefekt z rezultatom Nagassake. Pri lažjih elementih je primerjava eksperimenta s teorijo komaj možna. Pri Th pa je ekstrapolacija precej sigurna, vendar se eksperimentalni rezultat kvantitativno ne ujema s teorijskim. Zadnje, boljše ocenitve Nagassake²³⁾, kakor tudi rezultati Pratta¹⁴⁾ dajejo za celotni presek še manjšo vrednost.

Teorija je v tako grobem stanju, da ni mogoče pričakovati ujemanja z eksperimentom. Analogija s fotoefektom iz lupine K je dobra le v redu natančnosti $Z/137$. Rezultati Nagassake in Pratta veljajo le za celotni presek in še ni ničesar znanega o diferencialnem preseku. Eksperimentalni rezultati so posebno občutljivi na intenziteto v prednji smeri. V nerelativističnem primeru je ta končna in narašča z rasto-

čim Z, kar bi se skladalo z našimi rezultati. Zelo potrebne meritve celotnega preseka na kratkovalovni meji pa bo treba še napraviti. Verjetno bo tam skladanje s teorijo boljše.

ZAKLJUČKI.

V betatronu je bilo možno realizirati tenko tarčo. Dobljena maksimalna linearna polarizacija zavornega sevanja za fotone z energijo 15 MeV, ki jih naredo elektroni z energijo 25 MeV v Al je 1.5, medtem ko bi bila maksimalna možna 1.8. Ujemanje z računskimi napovedmi, ki temelje na Bornovi aproksimaciji in eksponencialnem tipu zaslonitve je zelo dobro. V primeru Pt se zdi, da so dobljene vrednosti za nekaj odstotkov manjše od napovedi teorije, ki upošteva coulombske popravke k Bornovi aproksimaciji in Thomas-Fermijev tip zaslonitve, a je natančna v našem primeru le na $\pm 5\%$. Eksperimentalne napake pa so prevelike, da bi lahko preizkusili teorijo s tolikšno natančnostjo.

Nivo pri 15 MeV v ogljiku je 1+. Določitev parnosti nivoja v ogljiku je istočasno primer uporabe linearno polariziranih zavornih žarkov v jedrski fiziki. V splošnem lahko pričakujemo azimutalno anizotropijo pri vseh fotonuklearnih reakcijah s polariziranimi vpadnimi fotoni, če je že navadna kotna porazdelitev z nepolariziranimi vpadnimi fotoni anizotropna. Azimutalna anizotropija je zlasti občutljiva na dipolne prehode. Študij fotonuklearnih reakcij s polariziranimi zavornimi žarki nam more dati dodatne podatke o vrsti absorpcije žarkov gama v jedrih. Težave pa so tukaj kakor vedno z zavornim spektrom, ki je zvezen in se polarizacija vzdolž spektra spreminja.

Kratkovalovna meja spektra je kvalitativno v

skladu s Sauter-Fanovo napovedjo. Merski rezultati v osi betatronskega snopa za Th se kvantitativno ne ujemajo s to teorijo. Vzrokov za to je na teorijski strani najbrž več kakor na eksperimentalni. Podobne meritve, predvsem meritve totalnega preseka, je treba nadaljevati.

Tenka tarča iz težkega materiala v betatronu bi bila ugodna za študij zlomov v aktivacijskih krivuljah, ker daje ostrejše izohromate in tako boljše energijsko ločljivost. V lahkih jedrih ima to najbrž še vedno pomen, kolikor niso nivoji dostopni reakcijam s težkimi delci.

LITERATURA:

1. M. May in G.C. Wick, Phys. Rev. 81, 628 (1951)
2. C.F.v. Weizsäcker, Z. Physik 88, 612 (1934)
E.J. Williams, Kgl. Danske Videnskab Selskab. Mat.-
Fys. Medd. 13, 4 (1935)
3. U. Fano in dr., v tisku
4. Fuller, Hayward, and Svateson, Bull. Am. Phys. Soc.
Ser. II, 1, 21 (1956)
E. Hayward and E.G. Fuller, Physica 22, 1138 (1956)
Evans Hayward and E.G. Fuller, Phys. Rev. 106, 991 (1957)
5. E.L. Garwin, v tisku
6. M.M. May, Phys. Rev. 84, 265 (1951)
7. Gluckstern, Hull, and Breit, Science 114, 480 (1951)
Gluckstern, Hull, and Breit, Phys. Rev. 90, 1026 (1953)
R.L. Gluckstern and M.M. Hull Jr., Phys. Rev. 90,
1030 (1953)
8. C. Fronsdal and H. Ueberall, Phys. Rev. 111, 580 (1958)
9. H. Olsen in L.C. Maximon, v tisku
10. H.A. Bethe and L.C. Maximon, Phys. Rev. 93, 768 (1954)
Davies, Bethe, and Maximon, Phys. Rev. 93, 788 (1954)
Haakon Olsen, Phys. Rev. 99, 1335 (1955)
Olsen, Maximon, and Wergeland, Phys. Rev. 106, 27 (1957)
Olsen, Wergeland, and Maximon, Bull. Am. Phys. Soc. II. 3,
174 (1958)
11. U. Fano in dr., v tisku
12. F. Sauter, Ann. Physik, 11, 454 (1931)
Ann. Physik, 9, 217 (1931)
13. F.G. Nagaseaka, dis. Univ. Notre Dame 1955, glej NBS circular
583
14. R.H. Pratt, v tisku
15. J. Miller, Rapport C.E.A. no. 655 Saclay 1957.
16. J.W. Motz, Phys. Rev. 104, 557 (1956)
17. K. Phillips, Phil. Mag. 44, I, 169 (1953)

18. E.G.Muirhead and K.B.Mather, Australian J. Phys. 7, 527 (1954)
19. C.Tzara, C.R.Acad.Sci. 239, 44 (1954)
20. Dudley, Inman, and Kenney, Phys. Rev. 102, 925 (1956)
21. E.G.Fuller, E.Hayward in H.W.Koch, Phys. Rev. 109, 630 (1958)
22. V.Fano, H.W.Koch in J.W.Motz, v tisku
23. glej Attenuation Coefficients of High Energy X-Rays, NBS Report 6313, May 1959.



18. E.O. Whithead and K.B. Mather, *Australian J. Phys.* 1, 527 (1954)

19. G. Tamm, *C.R. Acad. Sci.* 233, 44 (1954)

20. D. Bailey, J. Innes, and Kenney, *Phys. Rev.* 102, 922 (1956)

21. R.G. Palmer, R. Hayward in H.W. Koch, *Phys. Rev.* 109, 630 (1955)

22. V. Fano, H.W. Koch in J.W. Mott, *V. Physik*

23. First Assessment Coefficients of High Energy γ -Rays, NBS Report 611, May 1955

24. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 11, 202 (1921)

25. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* 40, 400 (1921)

26. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* 40, 400 (1921)

27. J. J. Thomson and W.M. Hall, *Phil. Mag.* 40, 400 (1921)

28. J. J. Thomson and W.M. Hall, *Phil. Mag.* 40, 400 (1921)

29. J. J. Thomson in J.C. Maximon, *V. Physik*

30. J. J. Thomson and J.C. Maximon, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

31. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

32. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

33. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

34. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)



35. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

36. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

37. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

38. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

39. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

40. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

41. J. J. Thomson, *Phys. Rev.* 51, 702 (1942)

NARODNA IN UNIVERZITETNA
KNJIŽNICA



00000422116