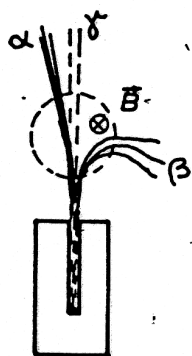


APSORPCIJA GAMA ZRAČENJA

Otkriće triju vrsta zračenja, koje atomi emitiraju u radioaktivnom raspadu, uslijedilo je ubrzo nakon Becquerelovog otkrića radioaktivnosti 1896. godine. Rutherford je 1899. opazio da postoje dvije komponente u zračenju, "meka" koju naziva alfa (α) i koja se lako apsorbira već u tankim listićima, i "tvrda", beta (β), koja ima prodornost i do oko jednog milimetra debljine metalnih folija. Te godine Giesel i nezavisno Meyer i Schweidler pokazali su da putanje zračenja mogu biti zakrenute u magnetskom polju: β zračenje jako i kao negativno nabijene čestice i α zračenje malo i kao pozitivne čestice. Villard je 1900. pažljivim promatranjem ustanovio da pored alfa i beta zračenja, postoji i treća komponenta, koju naziva gama (γ) zračenje, na koje magnetsko polje ne utječe. Uskoro je ustanovljeno da se ovo zagonetno zračenje eksponencijalno apsorbira utvarima kao i rendgensko zračenje. Pretpostavke da su to također elektromagnetski valovi kao rentgensko zračenje, svjetlost, toplinske zrake i radiovalovi, potvrđene su 1922. Te godine su Ellis i Lisa Meitner našli da u kompleksnim emisijama γ zračenja vrijedi pravilo $h\nu_1 + h\nu_2 = h\nu_3$, poznato iz proučavanja atomskih spektara.



Sl.1. U magn. polju alfa zračenje otklanja se kao struja pozitivnih, a beta zračenje kao struja negativnih čestica. Gama zračenje se ne otklanja.

Eksponencijalan pad intenziteta svjetlosti u ovisnosti o debljini apsorbirajućeg sloja poznat je u optici kao LAMBERT-BEER-BOUGUEROV zakon:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

Ova ovisnost je posljedica procesa, kojima se fotoni uklanjaju iz snopa. Iako u ovisnosti o energiji fotona nalazimo različite procese koji uklanjaju fotone iz kolimiranog snopa, svi ti procesi imaju zajednički značaj: oni ne mijenjaju energiju fotona ako on ostaje u snopu. Inače ga

apsorbiraju ili rasprše. Zbog toga je udarni presjek za uklanjanje fotona iz kolimiranog snopa neovisan o debljini kroz koju je foton prethodno prošao. Ova tvrdnja nije apsolutno točna (npr. u Comptonovom raspršenju dobivaju se fotoni niže energije). Međutim, doprinosi efektima, koji promijene energiju fotona s time da on ostane u kolimiranom snopu, vrlo su mali.

Vjerojatnost, da jedan foton bude apsorbiran u sloju debljine dx , površine A , s N atoma po jedinici volumena od kojih svaki predstavlja površinu σ za uklanjanje fotona iz snopa, jednaka je omjeru ukupne površine svih atoma, $AN\sigma dx$, i ukupne površine apsorbent A . Ta je vjerojatnost jednaka omjeru promjene broja upadnih fotona, $-dn$, i ukupnog broja fotona na ulazu u sloj, n . Dakle,

$$-dn/n = AdxN\sigma/A = N\sigma dx \quad (2)$$

odnosno

$$n = n_0 e^{-\mu x} \quad (3)$$

Faktor u eksponentu

$$\mu = N\sigma \quad (4)$$

nazivamo linearni koeficijent atenuacije. On ovisi o materijalu i o energiji γ zračenja.

Eksponencijalno slabljenje intenziteta nalazimo i kod prolaza kolimiranog snopa neutrona, jer i u tom slučaju pojedinačne interakcije uklanjaju čestice iz snopa. Nabijene čestice imaju drugi karakter interakcije. Zbog svog naboja one neprekidno gube energiju, pa se i udarni presjeci za njihovu interakciju mijenjaju. Neprekidan gubitak energije također uzrokuje konačan doseg nabijenih čestica u materiji.

Veličina σ , udarni presjek za uklanjanje fotona iz kolimiranog snopa, predstavlja sumu efekata od niza interakcija fotona u tvarima. Govoreći općenito procesi mogu biti uzajamno djelovanje fotona s (1) atomskim elektronima, (2) nukleonima, (3) električkim poljem atomskih jezgri ili elektrona i (4) mezonskim ili hiperonskim poljem oko nukleona. Kao rezultat interakcije moguće je da foton bude (a) potpuno apsorbiran - obrnut proces od emisije fotona, (b) koherentno raspršen - kad foton ne gubi energiju i (c) nekoherentno raspršen, rascijepljen u dva, apsorbiran i nekoherentno emitiran, ili raspršen na drugi način u kojemu mu se mijenja energija ili gubi koherencija. Svaka od prve četiri interakcije moguća je sa svakim od tri procesa, pa u principu imamo 12 mogućih načina, koji uklanjaju fotone iz

snopa. Procesi u kojima se energija fotona mijenja, mogući su općenito uzevši i pod nultim kutom raspršenja. Ta činjenica znači da će se spektar energije fotona u principu mijenjati u ovisnosti o debljini apsorbera, dakle, i udarni presjeci. Kod proučavanja atenuacije, mjerenja slabljenja dobro kolimiranog snopa, ovaj je efekt zanemarivo malen. Međutim, mjerenja apsorpcije nekolimiranog γ zračenja pokazuju da ovaj zaključak nije potpuno ispravan. Naime, fotoni, koje izvor emitira u smjeru koji nije prema detektoru, mogu se Comptonovim procesom raspršiti u štitu prema detektoru, proći kroz štit i biti detektirani. Procesi višestrukog raspršenja također daju doprinos. Zbog toga dolazi do promjena spektra. Uz atenuiran primarni (linijski) spektar javlja se kontinuiran spektar od nekoherentno raspršenih fotona. Nalaze se, također, odstupanja od eksponencijalnog pada intenziteta. Zbog toga moraju se načiniti korekcije u proračunima apsorpcije γ zračenja. Ove korekcije obično se određuju pomoću tzv. "build-up" faktora.

Udarni presjek jednak je zbroju udarnih presjeka svih procesa kojima se fotoni apsorbiraju ili raspršuju. Međutim, u području energija fotona koje susrećemo kod nuklearnih prijelaza (od oko 2 keV do oko 20 MeV), za atenuaciju snopa γ zračenja važna su samo tri procesa (za oznake vidi gornji opis procesa):

- fotoelektrički efekt (1a)
- Comptonov efekt (1c) i
- tvorba parova (3a).

Fotoelektrički efekt otkrio je H. Hertz 1887. u proučavanju elektromagnetskih valova. Primijetio je da iskra između kugala, među kojima je visok napon, lakše preskače ako se procjep između kugala osvijetli svjetlošću od druge iskre. Hallwachs je 1889. otkrio da iz metalnih ploča, koje su pobasjane ultravioletnom svjetlošću, izlaze čestice negativnog naboja. U nizu eksperimenata koji su uslijedili, otkriveno je nekoliko odlika tog procesa, koji su bili u kontradikciji s predodžbama o elektromagnetskim valovima. Lenard je mjerio energiju fotoelektrona i našao da ona ne ovisi o intenzitetu svjetlosti, već o frekvenciji i to linearno. Einstein je 1905. uveo hipotezu o kvantima svjetlosti, fotonima, i na taj način objašnjena je ova pojava. Elektromagnetski valovi frekvencije ν su roj čestica, fotona, energije $h\nu$. U međudjelovanju s materijom fotoni nailaze na čestice u vezanom stanju. Ako je energija fotona viša od energije vezanja čestice, on se može potpuno apsorbirati. Dio dobivene energije čestica utroši na raskidanje energije vezanja, B , a ostatak prelazi u njenu

kinetičku energiju,

$$E = h\nu + B \quad (5)$$

Proces je moguć samo ako energija fotona premašuje energiju vezanja. Ako bi, na pr., elektron bio slobodan bilo bi $B = 0$, pa bi prema relaciji (5) energija elektrona bila jednaka energiji upadnog fotona. Međutim, potpuna apsorpcija fotona od jedne slobodne čestice nije moguća zbog zakona sačuvanja energije i impulsa. Vezanje mora postojati da bi preostali dio sistema mogao preuzeti razliku impulsa. Zbog toga je udarni presjek malen, ako energija fotona mnogo premašuje energiju vezanja. Smanjenjem energije fotona dobiva se snažan porast udarnog presjeka. On je otprilike razmjernan $(h\nu)^{-3}$. Kad se energija fotona smanji ispod energije vezanja, udarni presjek naglo pada u nulu. U atomima imamo više elektrona s različitim energijama vezanja. Tako se u apsorpciji fotona pojavljuje K-rub, L_1 -rub, L_2 -rub, L_3 -rub, M_1 -rub itd, koji odgovaraju energiji vezanja elektrona u odgovarajućoj ljusci, odnosno, podljusci. Neposredno iznad ruba najveći doprinos fotoelektričnom efektu daju uvijek najjače vezani elektroni, iako je njihov broj manji. Udarni presjek fotoelektričkog efekta snažno ovisi o rednom broju atoma u apsorberu. On je približno proporcionalan Z^n , gdje je n između 4.0 i 4.6.

Comptonov efekt je elastičan sudar fotona s elektronom. Iako se u razmatranjima kinematike ovog procesa obično pretpostavlja da su elektroni prije sudara na miru, u realnoj situaciji to nije slučaj, pa energija sekundarnog fotona uvijek varira, i tako nije moguća koherencija raspršenih fotona.

Foton energije $h\nu_0$ u elastičnom sudaru sa slobodnim elektronom u stanju mirovanja predaje elektronu dio energije i impulsa. Iz zakona sačuvanja energije slijedi

$$h\nu_0 = E + h\nu \quad (6)$$

gdje je E kinetička energija elektrona nakon procesa. Iz zakona sačuvanja impulsa, kad se uzme u obzir da je $c^2 p^2 = (E+mc^2)^2 - m^2 c^4$, slijedi

$$E^2 + 2mc^2 E = (h\nu_0)^2 + (h\nu)^2 - 2h\nu_0 h\nu \cos\theta \quad (7)$$

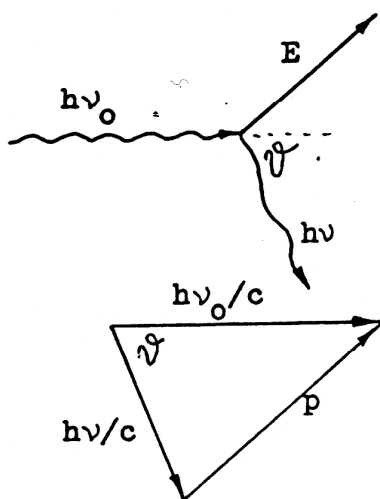
gdje je θ kut između vektora impulsa upadnog i raspršenog fotona. Eliminacijom E iz jednadžbi (6) i (7) dobiva se poznat izraz za energiju

sekundarnog fotona:

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{mc^2} (1 - \cos\theta)} \quad (8)$$

Ako se uzme u obzir $\lambda\nu = c$, dobiva se i originalna Comptonova relacija

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta)$$



Sl.2. Comptonovo raspršenje fotona na elektronu

Promjena valne dužine u elastičnom sudaru fotona sa slobodnim elektronom neovisna je o valnoj dužini, tj. energiji fotona. Veličina h/mc naziva se Comptonova valna duljina čestica mase m . Za elektron ona iznosi 2426.26 fm.

Udarni presjek za Comptonov efekt, ako energija fotona premašuje energiju vezanja elektrona, ne ovisi bitno o vezanju. Tako teorijski izraz za udarni presjek, kojeg su u okviru Diracove relativističke teorije elektrona izveli Klein i Nishina, pomnožen s brojem elektrona po atomu, daje vrlo dobru ocjenu udarnog presjeka po atomu za atenuaciju putem Comptonovog efekta. Ukupni udarni presjek za Comptonovo raspršenje, dakle atenuaciju kolimiranog snopa, prema Klein-Nishinovoj teoriji neprekidno pada s povećanjem energije upadnih fotona, ali ne tako brzo kao udarni presjek za fotoelektrični efekt.

Tvorba parova je treći važan proces za atenuaciju i apsorpciju gama zračenja. 1932. C. Anderson otkriva u kozmičkom zračenju pozitron, kojeg je

Dirac na osnovi svoje relativističke teorije elektrona iz 1927. predskazao. Blackett i Occhialini i bračni par Joliot-Curie su 1932. otkrili proces tvorbe parova promatrajući interakciju γ zračenja ThC' s olovom u Wilsonovoj komori.

Tvorba parova nije moguća ispod energijskog praga koji je jednak energiji mirovanja elektrona i pozitrona, $2mc^2 = 1.02$ MeV. Od praga procesa udarni presjek neprekidno raste s povećanjem energije fotona. Budući da udarni presjeci za fotoelektrički i Comptonov efekt u području iznad 100 keV neprekidno padaju s porastom energije, a udarni presjek za tvorbu parova raste, to atenuacijski i apsorpcijski koeficijenti u svim materijalima imaju minimum, koji je oko 3 MeV u olovu, a oko 15 MeV u aluminiju.

U ovom procesu, u interakciji sa statičkim električnim poljem jezgre, foton bude apsorbiran uz tvorbu para elektron-pozitron. Zanimajući energiju odbijene jezgre, iz zakona sačuvanja totalne energije slijedi

$$h\nu = E_+ + mc^2 + E_- + mc^2 \quad (10)$$

gdje su E_+ i E_- kinetičke energije nastalog elektrona i pozitrona. U vakuumu ovaj proces nije moguć zbog održanja energije i impulsa. Razliku impulsa primi atomska jezgra preko električnog polja.

Udarni presjek za tvorbu parova raste približno s kvadratom naboja jezgre. Odstupanja dolaze zbog efekta zasjenjenja jezgre od elektrona u omotaču. U polju slobodnih elektrona također je moguć proces tvorbe parova, ali zbog jednog elementarnog naboja koji nosi elektron i dvostruko više energije praga od $4mc^2$, doprinos ovih procesa vrlo je malen. Opažaju se u Wilsonovoj komori kao događaji s tri traga (od odbijenog elektrona i proizvedenog para elektron-pozitron).

Kad se zanemare drugi procesi, čiji je doprinos malen, linearni koeficijent za atenuaciju kolimiranog snopa γ zračenja može se izraziti ovako

$$\mu = N (\sigma_{FE} + Z\sigma_C + \sigma_{TP}) \quad (11)$$

gdje je N broj atoma po jedinici volumena, Z njihov redni broj, σ_{FE} i σ_{TP} udarni presjek po atomu za fotoelektrički efekt, odnosno tvorbu parova, a σ_C udarni presjek po elektronu za Comptonovo raspršenje. Pored linearnog koeficijenta za atenuaciju γ zračenja, često se koristi apsorpcijski linearni koeficijent. Taj se dobiva ako se udarni presjek za Comptonovo

raspršenje zamijeni s "apsorpcijskim" Comptonovim udarnim presjekom

$$\sigma_c^a = \sigma_c \left(1 - \frac{\langle hv \rangle}{h\nu_0}\right) = \sigma_c \frac{\langle E \rangle}{h\nu_0} \quad (12)$$

gdje je $\langle hv \rangle$ odnosno $\langle E \rangle$ srednja vrijednost energije raspršenog γ zračenja, odnosno elektrona. Ovaj udarni presjek jednak je ukupnom udarnom presjeku umanjenom za faktor, koji uzima u obzir da je samo dio energije fotona bio u sudaru predan elektronu. Taj apsorpcijski udarni presjek označuje, dakle, apsorpciju energije od primarnog snopa fotona, dok atenuacijski udarni presjek predstavlja sve procese koji uklanjaju fotone iz kolimiranog snopa. Sl.3. i 4. prikazuju masene koeficijente za opisane interakcije γ zračenja u aluminiju i olovu. Maseni koeficijenti su linearni koeficijenti podijeljeni s gustoćom materijala,

$$\mu_\rho = \mu/\rho \quad (13)$$

Oni se ne mijenjaju jako od materijala do materijala u području energija oko 1 MeV. Comptonovo raspršenje je u tom području dominantan proces, pa je u pojedinoj tvari atenuacija proporcionalna s brojem elektrona po jedinici volumena, a taj je broj približno proporcionalan s gustoćom tvari.

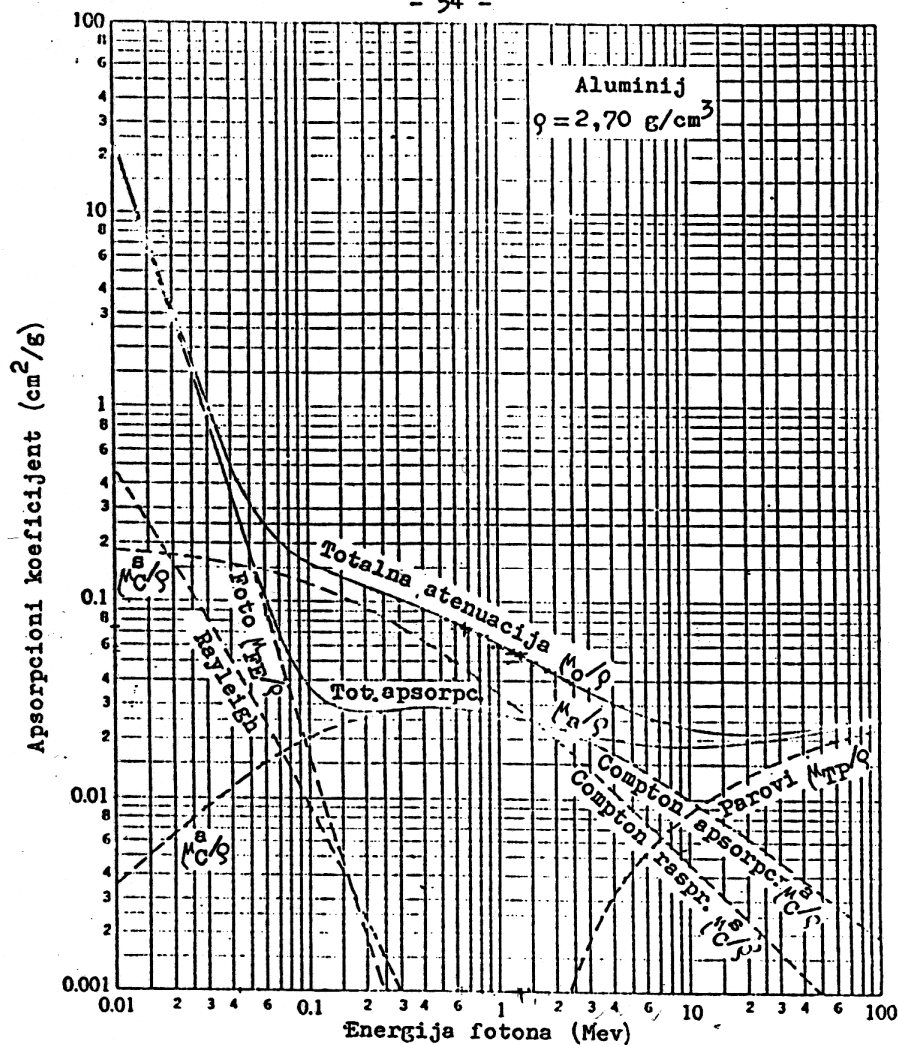
UREDAJ ZA MJERENJE ATENUACIJE GAMA ZRAKA

Uredaj (vidi Sl.5.) je izveden sa ciljem da se relativno precizno odreduju atenuacijski koeficijenti za γ zračenje. Radioaktivan izvor stavlja se u štit izvora (zamoliti voditelja praktikuma).

PAZNJA. Mjerenja apsorpcije γ zračenja rade se s prolično jakim izvorima zračenja. Nije dozvoljeno da studenti rukuju sa njima ili da se kreću u blizini tih izvora kada su izvan štita.

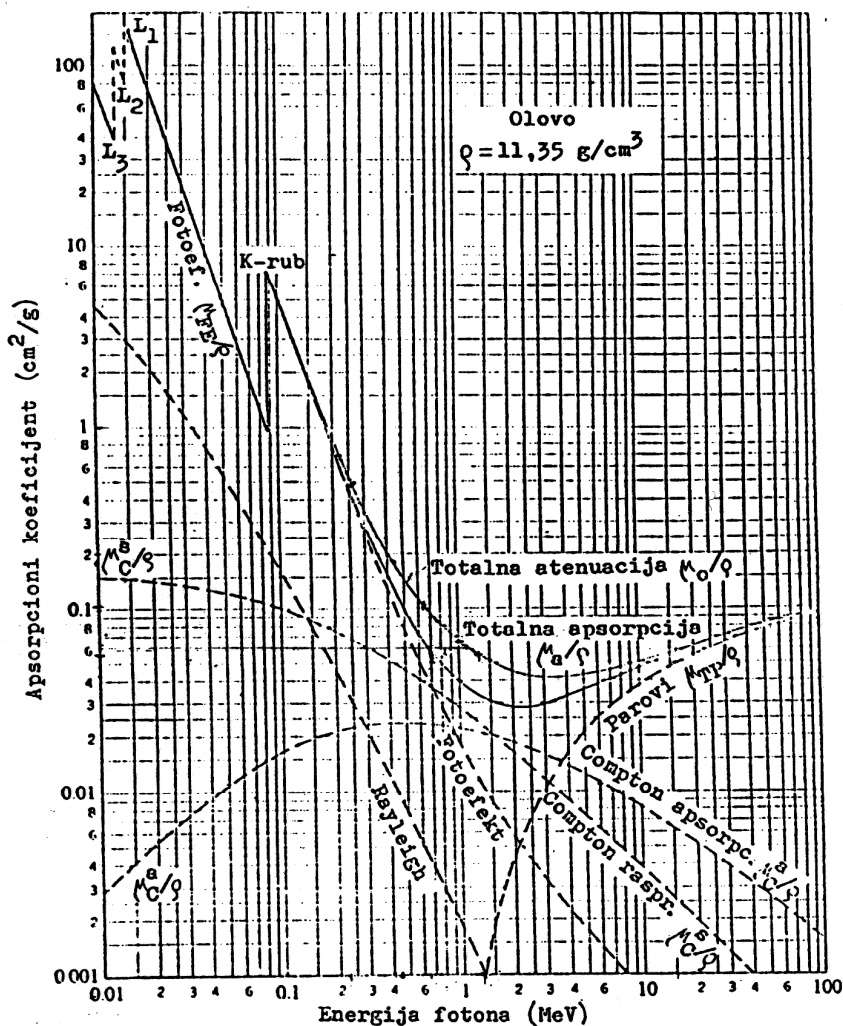
Stražnji otvor štita zatvara se olovnom ciglom. U ovim uvjetima okolina je dobro zaštićena od izvora, da ne predstavlja opasnost za osoblje izuzev u uskom, kolimiranom snopu, koji iz štita izlazi u smjeru kolimatora. Apsorberi se stavljaju ispred kolimatora na kutni stalak. Potrebno je obratiti pažnju da su postavljeni okomito na snop γ zračenja, jer se inače dobiva veća efektivna debljina sloja kroz koji zračenje prolazi. Debljina apsorbera određuje se pomičnom mjerkom i vaganjem. Pouzdanija je metoda vaganje apsorbera, jer gustoća materijala od kojeg su načinjeni apsorberi, može varirati.

- 54 -



Sl.3. Maseni koeficijenti za apsorpciju fotona u aluminiju. Koeficijent totalne apsorpcije je zbroj doprinosa od fotoelektričnog efekta ($\mu_{FE}/\rho = N\sigma_{FE}/\rho$), tvorbe parova ($\mu_{TP}/\rho = N\sigma_{TP}/\rho$) i apsorpcijskog Comptonovog koeficijenta $\mu_C^a/\rho = NZ\sigma_C(\langle E \rangle/h\nu_0)/\rho$. Koeficijent Comptonovog raspršenja je $\mu_C^s/\rho = NZ\sigma_C(\langle h\nu \rangle/h\nu_0)/\rho$. Zbroj posljednja dva daje Comptonov atenuacijski koeficijent $\mu_C/\rho = NZ\sigma_C$, jer je $\langle h\nu \rangle + \langle E \rangle = h\nu_0$. Ukupni atenuacijski koeficijent je $\mu_0/\rho = (\mu_{FE} + \mu_C + \mu_{TP})/\rho = \mu_a/\rho + \mu_C^s/\rho$. Rayleighovo raspršenje nije uključeno u μ_0/ρ , jer to je elastično raspršenje za energije fotona više od oko 100 keV gotovo samo pod malim kutovima. Linearni koeficijenti dobivaju se množenjem gornjih vrijednosti s gustoćom aluminija $\rho(\text{Al}) = 2.70 \text{ g/cm}^3$.

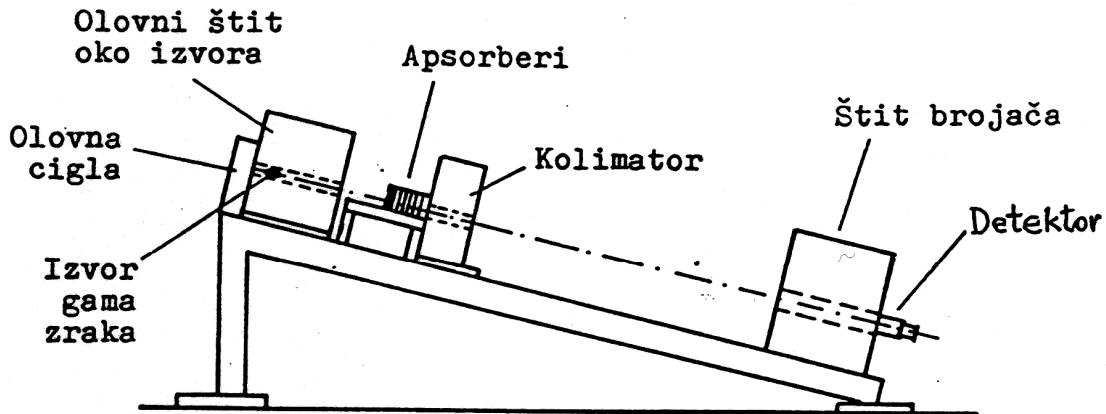
Štit oko izvora zračenja i kolimator, pred kojeg se stavljaju apsorberi, gotovo onemogućuju dolazak γ zračenja u detektor, izuzev kroz



Sl.4. Maseni koeficijenti za apsorpciju fotona u olovu. .Pojedine krivulje imaju jednako značenje kao u prethodnoj slici. Rayleighovo raspršenje nije uključeno u μ_0/ρ , jer to je elastično raspršenje za energije fotona više od oko 100 keV gotovo samo pod malim kutovima. Linearni koeficijenti dobivaju se množenjem gornjih vrijednosti s gustoćom olova $\rho(\text{Pb}) = 11.35 \text{ g/cm}^3$.

otvor kolimatora. Ako isključimo vrlo malo vjerojatno dvostruko raspršenje, u detektor dolaze samo izravno, neraspršeno γ zračenje, i Comptoni raspršeno γ zračenje, ali samo pod vrlo malim kutovima. Razlog je vrlo uska kolimacija snopa. Budući da je energija sekundarnih Comptonovih fotona, koji su raspršeni pod malim kutom, gotovo jednaka početnoj energiji γ zračenja,

spektar se ne mijenja, dakle, niti uvjeti apsorpcije. Nemamo "build-up" faktor. Stoga se dobivaju dobri rezultati za koeficijent atenuacije. Ovi radni uvjeti omogućuju provjeru eksponencijalnog zakona za atenuaciju monoenergijskog snopa γ zračenja za vrlo velik faktor atenuacije - od preko 1000 puta.



Sl.5. Uredaj za mjerenje atenuacije γ zračenja.

RADNI ZADATAK VJEŽBE APSORPCIJA GAMA ŽRAČENJA

1. Uključivanje i podešavanje scintilacijskog detektora: Prije uključivanja V.N. stabiliziranog ispravljača postaviti preklopnik na 0 V. Uključiti V.N. stabilizator, NIM Bin napajačku kutiju s V.N. stabilizatorom i NIM Bin kutiju s brojilom. Pomoću impulsnog generatora priključenog preko pojačala, i osciloskopa, odrediti razinu praga diskriminatora u brojilu. Priključiti izlaz iz pojačala na osciloskop, povećavati radni V.N. na fotomultiplikatoru dok se amplitude impulsa od γ zračenja iz probnog ^{137}Cs izvora ne povećaju toliko da je dolina ispod vrha ukupne energije γ zračenja 662 keV na razini praga diskriminatora. To podešavanje ne mijenjati tijekom svih mjerenja (izuzev ako se pokaže lošim, pa se nakon novog podešavanja moraju ponoviti mjerenja).

2. Zamoliti voditelja praktikuma da postavi prvi radioaktivan izvor u uređaj. Mjeriti broj otkucaja u ovisnosti o debljini olovnih i aluminijskih apsorbera. Vrijeme mjerenja odabrati ovisno o brzini brojanja: kod velike brzine brojanja oko 1 - 2 min, a za niske brzine brojanja znatno dulje, kako bi se djelomično ujednačile relativne pogreške brojeva impulsa.

Napomena: Cilj mjerenja je pažljivo određivanje linearnosti logaritma broja impulsa o debljini sloja. Radi toga je potrebno pažljivo izmjeriti brzine brojanja za 2 - 3 male debljine, 2 - 3 srednje debljine i 2 - 3 velike debljine apsorbera, a tek poneku međudebljinu. Dakle, nije nužno mjeriti apsorpciju za sve debljine apsorbera koje se mogu složiti.

Prikazati rezultate u polulogaritamskom dijagramu. Analizirati rezultate metodom najmanjih kvadrata.

3. Zamoliti voditelja praktikuma da postavi drugi izvor γ zračenja. Ponoviti mjerenje i analize kao u 2.

4. Izračunati linearni i maseni koeficijent atenuacije γ zračenja iz prvog i drugog izvora u olovu i u aluminiju i standardnu pogrešku rezultata. Usporediti dobivene rezultate s priloženim dijagramima i izračunati energiju γ zračenja i standardnu pogrešku energije. Uočiti kako se primjenom dva elementa-apsorbera uklanja dvoznačnost rezultata za energiju.

5. Izračunati udarne presjeke po atomu aluminija odnosno olova za atenuaciju γ zračenja jednog i drugog izvora i usporediti ih s teorijskim vrijednostima.