

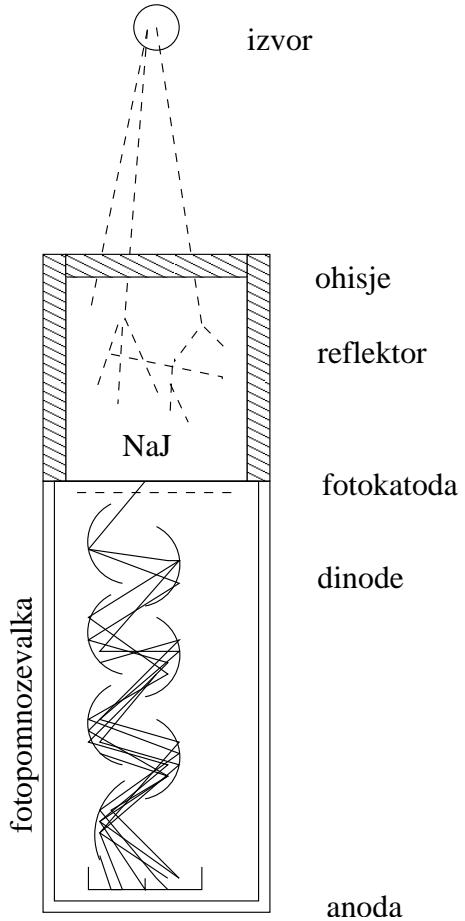
5. SPEKTROMETRIJA ŽARKOV γ S SCINTILACIJSKIM SPEKTROMETROM

5.1 Delovanje spektrometra

Energije žarkov ne merimo neposredno, ampak le posredno tako, da izmerimo energijo elektronov, ki jo le ti prejmejo od žarkov γ pri fotoefektu ali Comptonovem sisanju, ali pa energijo parov pozitron-elektron iz procesa tvorbe parov. Pri scintilacijskem detektorju uporabljamo v ta namen (zaradi visokega vrstnega števila) monokristale NaJ z dodatkom okrog 1% talija kot nečistoče.

Pri potovanju hitrih nabitih delcev skozi kristal ostane za njimi razdejanje v obliki sledi elektron-vrzeli. Ta sled je za elektrone z energijo 1 MeV v NaJ dolga približno 1,5 mm. Ponovno združevanje med elektroni in vrzelmi poteka energijsko ugodneje v bližini atoma nečistoče. Tu vrzeli vzamejo elektron atomom nečistoče in jih ionizirajo. Elektroni se nato rekombinirajo s temi ioniziranimi atomi nečistoč. Odvečno energijo oddajo bodisi sosednjim atomom v kristalni mreži in tako povečajo termično gibanje ali pa z izsevanjem fotonov vidne svetlobe. Scintilator NaJ(Tl) seva fotone v času približno 10^{-6} s po tem, ko so nastali pari elektron-vrzeli. Ta čas je v glavnem določen s časom, ki ga porabijo vrzeli, da pridejo do atomov nečistoč. Število scintilacijskih fotonov je odvisno od vrste scintilatorja, je pa tem večje, čim večje je število parov elektron vrzel v sledi hitrega elektrona, oziroma čim višja je bila njegova kinetična energija. To število določamo s pomočjo fotopomnoževalke, naprave, ki je v bistvu fotocelica, le da električni signal še sama ojači. Višina signala iz fotopomnoževalke je sorazmerna številu fotonov, torej tudi energiji, ki jo hitri nabiti delec izgubi v scintilatorju.

Energija nastalih fotonov je le nekaj odstotkov kinetične energije nabitega delca. Če je njihova povprečna energija okrog 3 eV, nastane pri upočasnitvi elektrona energije na primer 0,3 MeV okrog 10^3 fotonov. Večino te svetlobe z reflektorjem (običajno je to MgO, glej sliko 5.1), ki obdaja scintilator, usmerimo na fotokatodo fotopomnoževalke. Iz fotokatode približno vsak deseti foton izbije fotoelektron. V signalu, ki ustrezka kinetični energiji elektrona 0,3 MeV dobimo torej okrog 300 fotoelektronov. To število fotopomnoževalka okrog 10^6 -krat pojača in tako dobimo na izhodu okrog 10^8 elektronov, kar ustrezza približno 10^{-11} As. Ker se vse to zgodi v času 10^{-6} s, dobimo tokovni sunek višine okrog $10 \mu\text{A}$. Sunek nato ojačimo s predajačevalnikom in ojačevalnikom ter mu izmerimo napetostno višino z amplitudnim analizatorjem. Višina sunka je enolično merilo za energijo elektrona v scintilatorju.



Slika 5.1: Scintilacijski spektrometer za žarke γ



Slika 5.2: Shema vezave elektronskih komponent

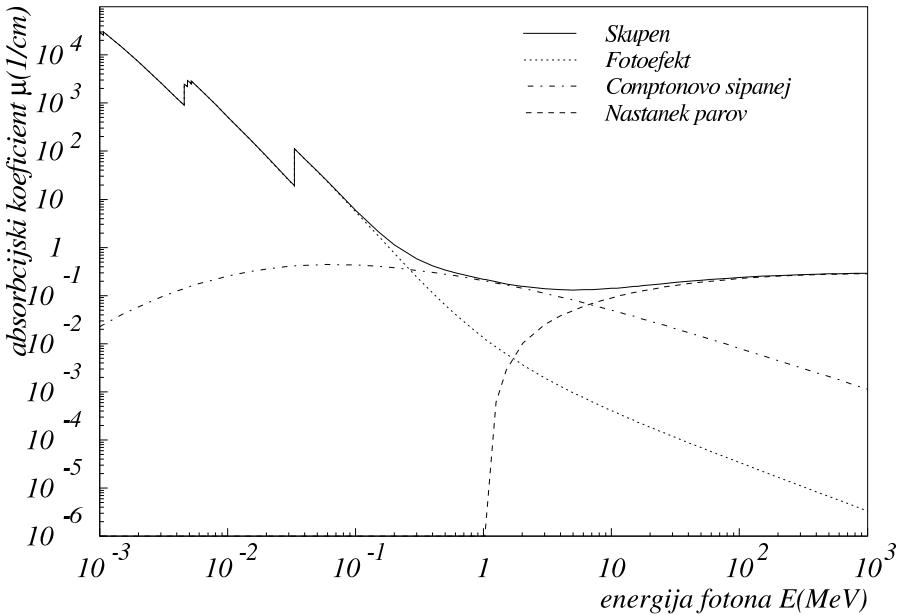
5.2 Izvor signala

5.2.1 Umeritvena krivulja

Višina sunka na izhodu iz ojačevalnika (U) je sorazmerna s kinetično energijo elektrona (W_e), $U = k \times W_e$. Pri tem je k odvisna od vrste in kvalitete scintilatorja, vrste fotopomnoževalke, napetosti na njenih dinodah, ojačenja predojačevalnika in ojačevalnika. Umeritveno krivuljo moramo vsakokrat, ko spektrometer uporabljamo, znova umeriti, izbranih delovnih pogojev pa med meritvijo ne smemo spremenjati.

5.2.2 Nastanek fotonov

Relativni delež fotoefekta, Comptonovega sisanja in tvorbe parov v scintilatorju je odvisen od vrste scintilatorja in od energije žarkov γ . Za scintilator NaJ (Slika 5.3) pri energijah $E_\gamma < 100$ keV prevladuje fotoefekt, pri $E_\gamma \approx 1$ MeV prevladuje Comptonovo sisanje. Tvorba parov je mogoča pri $E_\gamma > 1,02$ MeV in prevlada pri energijah $E_\gamma > 10$ MeV.



Slika 5.3: Absorpcijski koeficient μ za žarki γ različnih energij v NaJ.

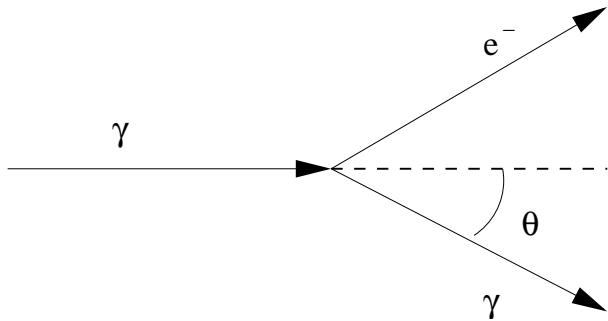
5.2.3 Fotoefekt

Pri fotoefektu žarek γ izbije elektron iz enega od vezanih stanj. Najverjetneje je to elektron iz lupine K. Njegova energija je $E_\gamma - E_K$, kjer je E_K vezavna energija elektrona. Ker se absorpcijski koeficient, ki je posledica fotoefekta, spreminja približno kot $Z^5 E_\gamma^{-7/2}$, kjer je Z vrstno število atoma, prevladuje v NaJ fotoefekt v glavnem na atomih J, za katere je $E_K = 33,2 \text{ keV}$. Atom, ki je po emisiji elektrona K v vzbujenem stanju, se vrne v osnovno stanje tako da zapolni vrzel z elektronom iz višjih manj vezanih stanj (običajno so to stanja L) in pri tem izseva karakterističen žarek X. Tudi ta lahko v scintilatorju doživi fotoefekt na manj vezanih elektronih in tako dobimo namesto prvotnega žarka γ dva elektrona, katerih skupna energija je približno (v mejah keV) enaka E_γ (zakaj?). Elektrona se v scintilatorju upočasnita in mu oddata svojo kinetično energijo. V porazdelitvi sunkov iz spektrometra dobimo tako vrh (fotovrh), katerega lega je enolično merilo za energijo žarkov γ . Ker nekateri karakteristični žarki uidejo iz scintilatorja, dobimo poleg vrha $E \approx E_\gamma$ tudi vrh pri $E = E_\gamma - E_K$. Ker pa je ločljivost scintilacijskega spektrometra za elektrone z energijo približno 0,5 MeV nekaj pod 10%, se oba vrha zlijeta v enega. Dva vrha dobimo pri meritvi spektra žarkov γ energije okrog 60 keV. Vrh pri nižji energiji imenujemo vrh pobega fotona (photon escape peak).

5.2.4 Comptonovo sisanje

Comptonovo sisanje je neelastično sisanje fotona na (skoraj) prostem (nevezanem) elektronu. Ohranita se energija in gibalna količina. Potek sipanja je prikazan na sliki 5.4. Žarek γ spremeni smer za kot ϑ ; pri tem se mu kinetična energija zmanjša na:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2 + E_\gamma(1 + \cos \vartheta)} = \frac{m_0 c^2 E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}(1 - \cos \vartheta)}, \quad (5.1)$$



Slika 5.4: Comptonovo sipanje

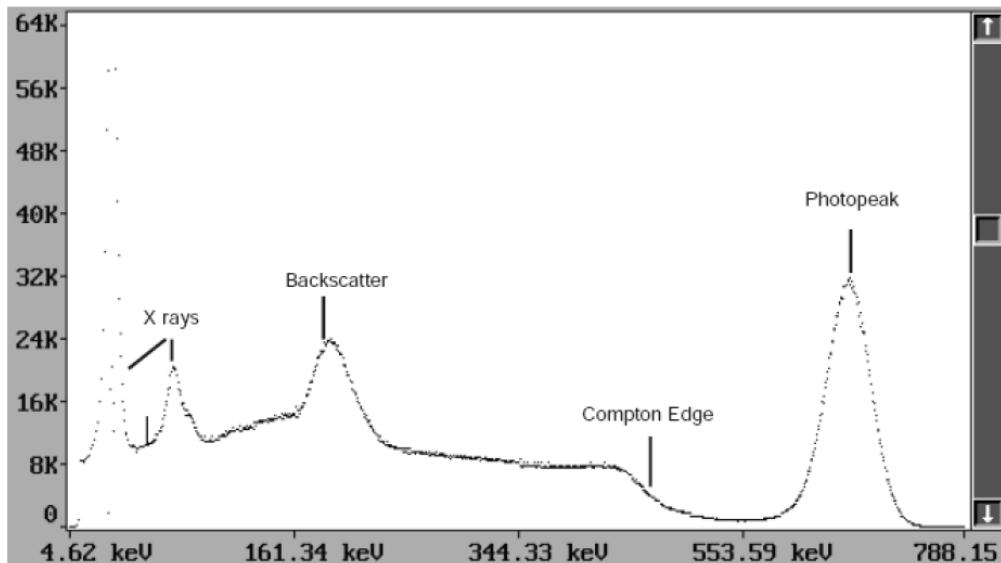
kjer je m_0c^2 mirovna energija elektrona (0,51 MeV). Razliko energij $E = E_\gamma - E'_\gamma$ odnese elektron. Ta razlika je največja, kadar odleti elektron v smeri vpadlega fotona (energija Comptonovega roba):

$$E_{max} = E_\gamma \frac{2 \frac{E_\gamma}{m_0c^2}}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_0c^2}} \quad (5.2)$$

Energija ustreznega nazaj sisanega fotona je:

$$E'_{min} = \frac{E_\gamma}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_0c^2}} \quad (5.3)$$

Če je $0,5 \text{ MeV} < E_\gamma < 2 \text{ MeV}$, je $0,17 \text{ MeV} < E'_{min} < 0,22 \text{ MeV}$. Presek za Comptonovo sipanje se spreminja kot $ZE^{-1/2}$ in je dominanten na področju od $0,4 \text{ MeV} < E_\gamma < 4 \text{ MeV}$.



Slika 5.5: Scintilacijski spekter Cs-137

Spekter comptonsko sisanih elektronov je zvezzen. Elektroni se sipajo pretežno naprej in foton pretežno nazaj.

V NaJ(Tl) scintilacijskih stevcih je porazdelitev v področju Comptonovih elektronov nekoliko spremenjena (slika 5.5). Prej izrazit rob izgine. To je posledica dejstva, da se nekateri od nazaj sisanih žarkov γ preko fotoefekta absorbirajo v scintilatorju. Tako se

vsa energija žarkov γ porabi v aktivnem volumnu in dogodek registriramo v fotovrhu (imenujemo ga tudi vrh popolne absorbcije) namesto pri energiji Comptonovega roba. Rob se zaradi tega zaoblji.

Poleg tega se pri energiji, ki približno ustreza $E_{\gamma_{min}}$ pojavi majhen vrh (vrh povratnega sisanja - back scattering peak). Ta pripada fotonom, ki so se sipali nazaj v steklu, ki prekriva scintilator ali pa v steklu fotopomnoževalke in se nato absorbirali v scintilatorju. Razmerje med višino zveznega Comptonovskega spektra in višino fotovrha je odvisno od energije žarkov γ , predvsem pa od velikosti kristala. V vrhu popolne absorbcije se registrira temveč dogodkov, čim večji je scintilator.

5.2.5 Tvorba parov

Kadar ima žarek γ dovolj energije ($E_\gamma \geq 1,02 \text{ MeV}$), se lahko v bližini jedra spremeni v par pozitron-elektron s skupno kinetično energijo $E_\gamma - 2m_0c^2$, odvečno gibalno količino pa prevzame jedro. Absorpcijski koeficient za proces tvorbe parov se spreminja kot $(E_\gamma - 2m_0c^2)^2 Z^2$. Nastala delca se gibljeta pretežno v smeri naprej. V scintilatorju se zaustavita in mu predata svojo kinetično energijo. Ko se pozitron upočasni, se anihilira z enim od elektronov, ki jih sreča na svoji poti. Nastaneta dva žarka γ , ki pod kotom 180° odletita vsak v svojo smer. Če bi oba žarka neovirano ušla iz scintilatorja, bi dobili v spektru vrh, ki ustreza kinetični energiji para $E = E_\gamma - 2m_0c^2$. Govorimo o vrhu dvojnega pobega. Če se absorbira v scintilatorju eden od anihilacijskih žarkov γ , je v scintilatorju absorbirana energija $E = E_\gamma - m_0c^2$, če pa se absorbirata oba, je absorbirana energija $E = E_\gamma$ (vrh popolne absorbcije).

Ker je možno, da poteka absorpcija žarkov γ po katerikoli od naštetih poti, dobimo v spektru žarkov γ z energijo $E > 1,02 \text{ MeV}$ vse tri vrhove, ki so med seboj razmaknjeni za $0,51 \text{ MeV}$. Razmerje njihovih višin je močno odvisno od velikosti scintilatorja. Pri majhnem prevladuje vrh dvojnega pobega, pri velikem pa vrh popolne absorbcije.

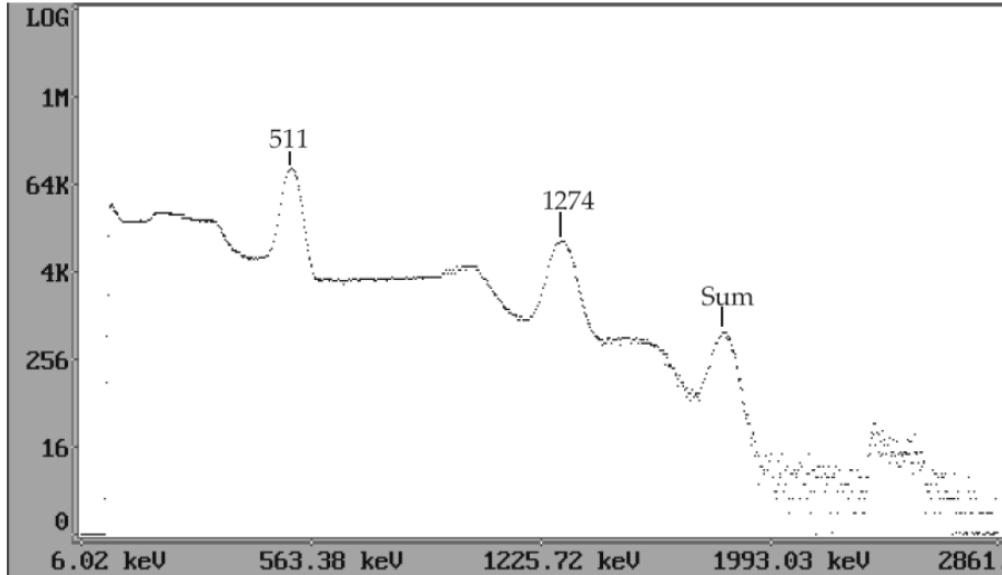
5.3 Naloga:

1. Ojačene signale iz scintilacijskega detektorja si pogledaj na osciloskopu. K poročilu priloži sliko zaslona ali pa skico signalov.
2. S pomočjo dveh črt γ iz ^{22}Na z energijo $E_1 = 0,51 \text{ MeV}$ in $E_2 = 1,277 \text{ MeV}$ umeri energijsko skalo scintilacijskega spektrometra in izmeri energijo črt γ iz ^{137}Cs in ^{60}Co . Pri analizi od izmerjenega spektra odštej spekter ozadja.
3. Izmeri energijsko ločljivost za vrh popolne absorbcije tako, da podatkom v okolici vrha prilagajaš gaussovo funkcijo. Izmeri ločljivost za vrhove pri različnih energijah - uporabi meritve spektrov ^{22}Na , ^{137}Cs in ^{60}Co . Ali se ločljivost spreminja z energijo?
4. Izračunaj izkoristek kristala za vrh popolne absorbcije (določi z izvorom ^{137}Cs).
5. Oceni energijo vrha povratnega sisanja.

5.3.1 Potrebščine

- scintilacijski detektor: fotopomnoževalka s kristalom NaJ(Tl) in katodnim predojačevalnikom
- izvor visoke napetosti za napajanje fotopomnoževalke CAEN N471

- ojačevalnik z enokanalnim analizatorjem Ortec 590A [?]
- večkanalni analizator MCA 8000A
- radioaktivni izvori ^{22}Na , ^{137}Cs in ^{60}Co



Slika 5.6: Scintilacijski spekter Na-22.

5.4 Potek dela

Seznani se z navodili za ojačevalnik, enokanalni in večkanalni analizator.

Prikluči vse elemente na omrežje, postavi izvor ^{22}Na na scintilacijski detektor in počakaj cca. 20 min., da se aparatura stabilizira. Med katerokoli meritvijo poskrbi, da v bližnji okolini ne bo radioaktivnih izvorov. Premeri geometrijo postavitve in z izmerami opremi shemo postavitve v poročilu.

Ojačevalnik ORTEC 590A služi kot napajalnik za predajačevalnik za scintilacijski detektor, kot ojačevalnik in kot enokanalni analizator. Sunke izhoda AMP ojačevalnika priklopi na osciloskop in opazuj kako sunki naraščajo medtem, ko napetost na fotopomnoževalki višaš od 0 do okoli 1000V. Nastavi ojačenje ojačevalca tako, da bodo najvišji sunki segali do cca. 6 V.

Za uporabo kot enokanalni analizator uporabimo izhod SCA. Izhod signala so logični sunki, ki jih dobimo le takrat, ko je višina signala znotraj okna, katerega spodnji rob in širino nastavimo z gumboma LOWER LEVEL in WINDOW. Sunke napeljemo na števec in izmerimo število sunkov pri nastavljenih vrednostih. Meritev izvedi tako, da bo celotno območje signalov pokril z okoli 20-30 meritvami. S premikanjem spodnjega roba po korakih za širno okna izmeri porazdelitev po višini sunkov.

Sedaj izmeri spekter še z večkanalnim analizatorjem. Ojačeni izhod AMP napelji na vhod večkanalnega analizatorja MCA 8000A in poženi program ADCMCA. Umeri energijsko skalo.

Za vsak posnet spekter si zabeleži čas trajanja meritve, zmanjšan za mrtvi čas, ko sistem ni uspel zajemati podatkov. Z večkanalnim analizatorjem izmeri še spektre ostalih izvorov, ki so na voljo. Zajete spektre natisni, podatke pa shrani za kasnejšo obdelavo. S

pomočjo energij znanih črt γ izvora ^{22}Na poišči energije vrhov v spektrih ostalih izvorov. Pri spektru ^{137}Cs določi položaj vrha popolne absorbcije, comptonskega vrha in vrha povratnega sisanja.

Ne pozabi na meritev ozadja. Ker je sunkov iz ozadja malo, zajemaj podatke dlje časa. Izkoristek kristala pri dani geometriji izračunaj s pomočjo izvora ^{137}Cs . Aktivnost izvora je januarja 2013 znašala 9250 Bq, razpolovni čas ^{137}Cs je 30.07 let. Izkoristek η je odvisen od števila sunkov v fotovrhu N_{foto} in številom vseh fotonov γ v prostorskem kotu 2π , N_{vsi} :

$$\eta = \frac{N_{foto}}{N_{vsi}}. \quad (5.4)$$

Ločljivost spektrometra R je definirana kot razmerje med energijsko širino na polovični višini ΔE in energijo vrha E :

$$R = \frac{\Delta E}{E}. \quad (5.5)$$

Določena je s številom elektronov N, ki jih scintilacijski fotoni izbijejo iz fotokatode fotopomnoževalke, saj je statistična napaka $\pm\sqrt{N}$. Ker je $N \propto E_\gamma$, se ločljivost spektrometra z energijo boljša kot $\frac{1}{\sqrt{E_\gamma}}$.

5.5 Vprašanja

1. Razloži energijsko lego vrha fotonskega pobega, če ti je znan podatek, da so vezavne energije elektronov v atomu joda za K lupino 33,2 keV, za L_{III} in L_{II} pa 4,54 keV oziroma 4,85 keV.
2. Kako bi se kvalitativno spremenil spekter, če bi bil izvor γ 2 MeV v sredi zelo velikega kristala NaJ?
3. Če bi hotel dobiti iz fotopomnoževalke pozitiven signal, bi ga odvzel namesto iz anodnega upora iz zadnje dinode. Razloži zakaj! Ali bi bil signal manjši?
4. Ali lahko ozemljiš pri fotopomnoževalki anodo namesto katode? Kakšne prednosti oziroma slabosti bi to povzročilo (pomni napetosti pri fotopomnoževlki gredo tudi do 2500 V!).
5. Oglej si tabelo energij γ žarkov pri razpadih različnih elementov (priloženo navodilom vaje). Ali lahko jasno identificiraš element, ki najbolj prispeva k spektru ozadja?

5.6 Literatura

1. ORTEC 590a <http://www.ortec-online.com/electronics/amp/590a.htm>
2. CAEN N471 <http://www.caen.it/nuclear/product.asp?id=239>