

# Spektrometrija žarkov $\gamma$ s scintilacijskim spektrometrom

---

Tadej Strah

17. december 2022

Izvedeno ..... 24.november

## 1 Uvod

### 1.1 Delovanje spektrometra

Energije žarkov  $\gamma$  ne merimo neposredno, ampak le posredno preko meritve energije elektronov, ki jo le ti prejmejo pri fotoefektu ali Comptonovem sipanju, ali pa energijo parov pozitron-elektron iz procesa tvorbe parov. Pri scintilacijske 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-vrzel. Ta sled je za elektrone z energijo 1MeV v NaI dolga cca. 1.5 mm. Ob rekombinaciji se odvečna energija odda bodisi lokalno sosednjim elektronom v kristalni mreži in se jim tako poveča termična energija, ali pa se energija odda z izsevanjem fotonov vidne svetlobe. Število fotonov določamo s pomočjo fotopomnoževalke, ki je v bistvu fotocelica, ki pa el. signal še sama ojači. Višina signala iz fotopomnoževalke je sorazmerna številu fotonov in torej tudi energiji, ki jo je elektron izgubil 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), ki obdaja scintilator, usmerimo na fotokatodo fotopomnoževalke. Iz fotokatode približno vsak deseti foton izbije fotoelektron. V signalu, ki ustreza kinetični energiji elektrona 0.3 MeV dobimo torej okrog 300 fotoelektronov. To število fotopomnoževka okrog  $10^6$ -krat ojača in tako dobimo na izhodu okrog  $10^8$  elektronov, kar ustreza približno  $10^{-11}$  As. Ker se vse to zgodi v času  $10^{-5}$ s, dobimo tokovni sunek višine okrog 10 pA. Sunek nato ojačimo s predojačevalnikom in ojačevalnikom ter mu izmerimo napetostno višino z amplitudnim analizatorjem. Višina sunka je enolično merilo za energijo elektrona v scintilatorju.

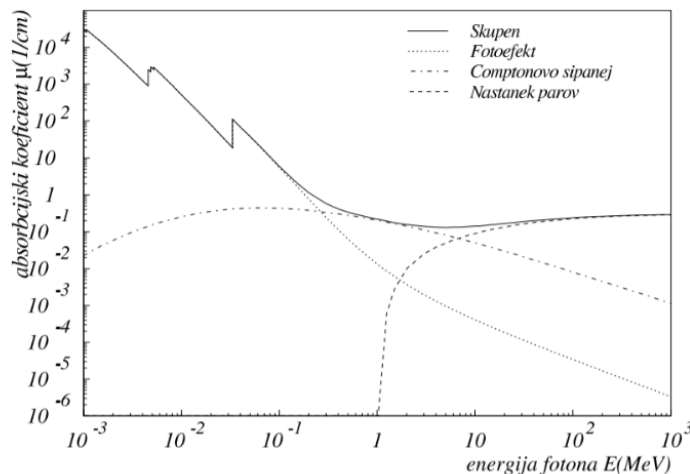
## 1.2 Izvor signala

### 1.2.1 Umeritvena krivulja

Višina sunka na izhodu ojačevalnika je sorazmerna s kinetično energijo hitrega elektrona. Sorazmernostna konstanta je odvisna od lastnosti scintilatorja in delovnih pogojev.

### 1.2.2 Nastanek fotonov

Relativni delež fotoefekta, Comptonovega sipanja in tvorbe parov v scintilatorju je odvisen od vrste scintilatorja in od energije žarkov  $\gamma$ . Za scintilator NaJ vidimo spreminjanje absorpcijskega koeficienta na grafu 1.



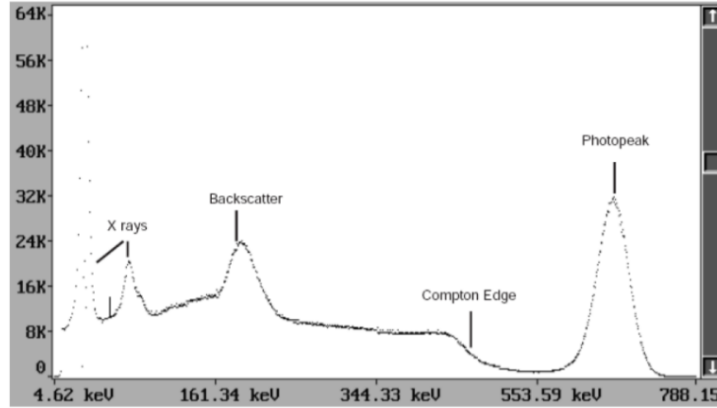
Slika 1: Absorpcijski koeficient  $\mu$  za žarke  $\gamma$  različnih energij v NaJ.

### 1.2.3 Fotoefekt

Pri fotoefektu žarek  $\gamma$  izbije elektron iz enega od vezanih stanj. Najverjetneje je to elektron in lupine K (1s orbitala). Energija izbitega elektrona je torej enaka energiji vpadnega fotona  $W_\gamma$  zmanjšana za izstopno delo iz K lupine  $E_K$ . Verjetnost za fotoefekt se spreminja približno kot  $Z^5 E_\gamma^{-7/2}$ , kjer je  $Z$  vrstno število atoma; torej v našem kristalu prevladuje fotoefekt na atomih I, za katere je  $E_K = 33.2$  keV. Prosto elektronsko stanje v atomu zapolni atom iz višje orbitale (navadno iz L - 2s in 2p) in pri tem izseva karakteristični X žarek. Tudi ta lahko v scintilatorju doživi fotoefekt, na manj vezanih elektronih in tako dobimo namesto prvotnega žarka  $\gamma$  dva elektrona, katerih skupna energija je približno enaka  $E_\gamma$  (energija  $\gamma$  žarka je velikostnega razreda  $10^6$  eV, vezavne energije elektronov v atomu joda pa so vel. razreda  $10^4$  eV.) Elektrona se v scintilatorju upočasnita (pari vrzel-elektron) in tako oddata svojo kinetično energijo. V porazdelitvi sunkov po energiji tako dobimo t.i. fotovrh, katerega lega je enolično merilo za energijo žarkov  $\gamma$ . Lahko se tudi zgodi, da sekundarni X žarek uide iz scintilatorja in ne prispeva k skupnemu številu nastalih scintilacijskih fotonov - izmerjena energija je potem za  $E_K$  nižja. V našem primeru zaradi ločljivosti scintilacijskega spektrometra tega vrha posebj ne izmerimo; zlije se skupaj z glavnim fotovrhom.

### 1.2.4 Comptonovo sipanje

Comptonovo sipanje je neelastično sipanje fotona na (skoraj) prostem (nevezanem) elektronu. Ohranita se gibalna količina in energija. Žarek  $\gamma$  spremeni smer za kot  $\theta$ , pri čemer se mu kinetična energija



Slika 2: Scintilacijski spekter z označenimi nekaterimi značilnimi vrhovi.

zmanjša na

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

kjer je  $m_0 c^2$  mirovna energija elektrona (511 keV). Razliko energij  $E = E_\gamma - E'_\gamma$  odnese elektron; seveda v odvisnosti od kota sipanja. Spekter comptonso sipanih elektronov je zvezen.

Pri Comptonem sipanju se fotonu valovna dolžina spremeni glede na sledečo enačbo:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos(\theta)),$$

kjer je  $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$  Comptonska valovna dolžina in znaša  $\lambda_c = 2.4 \cdot 10^{-12} m$ , kar je primerljivo z valovno dolžino  $\gamma$  žarkov energije okoli 1MeV. Comptonso sipani  $\gamma$  žarki imajo tako lahko bistveno spremenjeno valovno dolžino (in posledično energijo  $E \propto 1/\lambda$ ).

Sipani  $\gamma$  žarki se tudi lahko preko fotoeфекta absorbirajo v scintilatorju. Tako se vsa energija žarkov  $\gamma$  porabi v aktivnem volumnu in dogodek registriramo v fotovrhu (kot vsota scintilacijskih fotonov nastalih zaradi comptonso sipanih elektronov in fotoelektronov.)

Pri energiji, ki približno ustreza minimalni energiji comptonso sipanega elektrona opazimo še en vrh (naložen na zvezni del comptonskega dela spektra), ki pripada fotonom comptonso sipanim na steklu/ohišju scintilatorja, ki so se potem absorbirali v scintilatorju. V fotovrhu (= vrh popolne absorpcije) se registrira temveč dogodkov, čim večji je scintilator.

### 1.2.5 Tvorba parov

Kadar ima žarek  $\gamma$  dovolj energije ( $E_\gamma \geq 1.02 MeV$ ), se lahko v bližini jedra spremeni v par pozitron-elektron s skupno kinetično energijo  $E_\gamma - 2m_0 c^2$ . Preostalo gibalno količino prevzame jedro. Delca se v scintilatorju upočasnita in mu predata svojo kinetično energijo - v spektru dobimo vrh pri  $E = E_\gamma - 2m_0 c^2$ . Ko se pozitron dovolj upočasni se anihilira s elektronom in nastaneta dva  $\gamma$  žarka z energijo 0.51 MeV. Ločimo tri primere, ko se v scintilatorju absorbirata oba  $\gamma$  žarka (vrh popolne absorpcije), en, ali pa noben (vrh dvojnega pobega). Ustrezno se izmerjeni vrh v spektru premakne še za energijo absorbiranih  $\gamma$  žarkov - torej za 0.51 MeV ali pa za 1.05MeV. Dobimo tri vrhove, razmerje njihovih višin je odvisno od velikosti scintilatorja; večji kot je scintilator večja je verjetnost za absorpcijo nastalih  $\gamma$  žarkov.

Ko se par anihilira nastaneta dva žarka  $\gamma$ . Če bi oba žarka neovirano ušla iz scintilatorja, bi dobili v spektru vrh, ki ustreza kinetični energiji para  $E = E_\gamma - 2m_0 c^2$ .

## 2 Potrebščine

- scintilacijski detektor - fotopomnoževalka s kristalom NaI(Tl) in katodnim predojačevalnikom
- izvor visoke napetosti za napajanje fotopomnoževalke CAEN N471
- ojačevalnik z enokanalnim analizatorjem Ortec 590A
- večkanalni analizator MCA 8000A
- radioaktivni izvori  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  in  $^{60}\text{Co}$ .

## 3 Naloga

1. Ojačene signale iz scintilacijskega detektorja si pogledaj na osciloskopi. K poročilu priloži sliko zaslona ali pa skico signalov.
2. S pomočjo dveh črt  $\gamma$  iz  $^{22}\text{Na}$  z energijo  $E_1 = 0.51 \text{ MeV}$  in  $E_2 = 1.277 \text{ MeV}$  umeri energijsko skalo scintilacijskega spektrometra in izmeri energijo črt  $\gamma$  cezijevega in kobaltovega izvora. Pri analizi odštej spekter ozadja.
3. Izmeri energijsko ločljivost za vrh popolne absorpcije tako, da podatkov v okolici vrha prilagajaš gaussovo funkcijo. Izmeri ločljivost za vrhove pri različnih energijah - uporabi meritve spektrov Na, Cs in Co. Ali se ločljivost spreminja z energijo?
4. Izračunaj izkoristek kristala za vrh popolne absorpcije (določi z izvorom Cs).
5. Oцени energijo vrha povratnega sipanja.

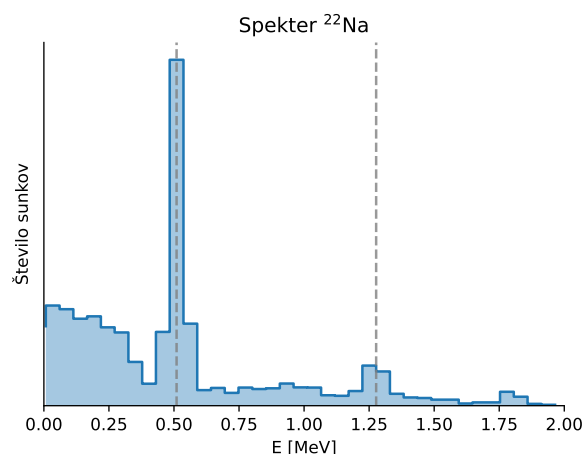
## 4 Izvedba meritve, obdelava in interpretacija

Meritve začnemo z izvorom  $^{22}\text{Na}$ , ki ga postavimo na scintilacijski detektor in počakamo 20min.

Napetost na fotopomnoževalki nastavimo tako, da najvišji sunki na izhodu segajo do cca. 6 V.

Nato z uporabo enokanalnega analizatorja ročno posnamemo histogram izmerjenih napetosti (oz. energij). Izberemo širino okna 0.2V, tako da s cca. 40 meritvami pokrijemo celotno razpoložljivo območje nastavitve spodnje meje histogramskega okna.

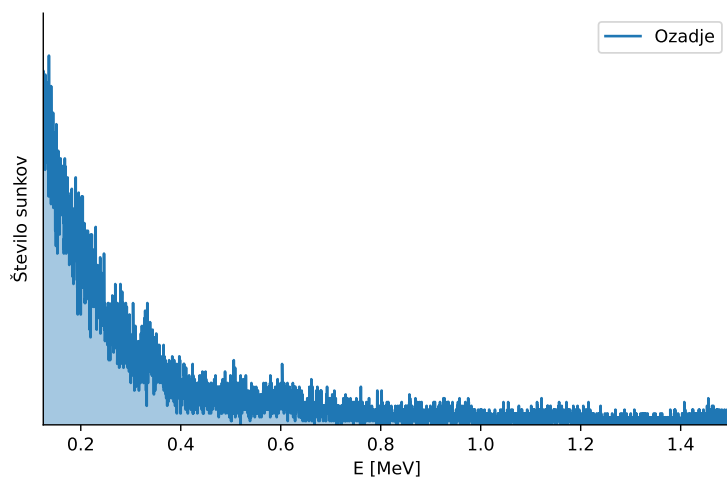
Rezultat z umerjeno energijsko skalo vidimo na grafu 3



Slika 3: Ročno histogramiranje zaznanih fotonov po njihovi energiji. Energijska skala umerjena z znanima vrhovoma natrija.

Zdaj ponovimo isto meritev z avtomatskim večkanalnim analizatorjem, ki je sposoben hkrati meriti celotno porazdelitev prejetih signalov po napetostih (oz. energijah fotonov). Rezultat je cca. 8000 ekvidistantnih merskih točk; torej pomerjeno število sunkov pri 8000 različnih energijah po merilnem območju analizatorja. Napetostno skalo povežemo z energijsko preko preproste linearne zveze s pomočjo znanih referenčnih vrhov natrijevega spektra.

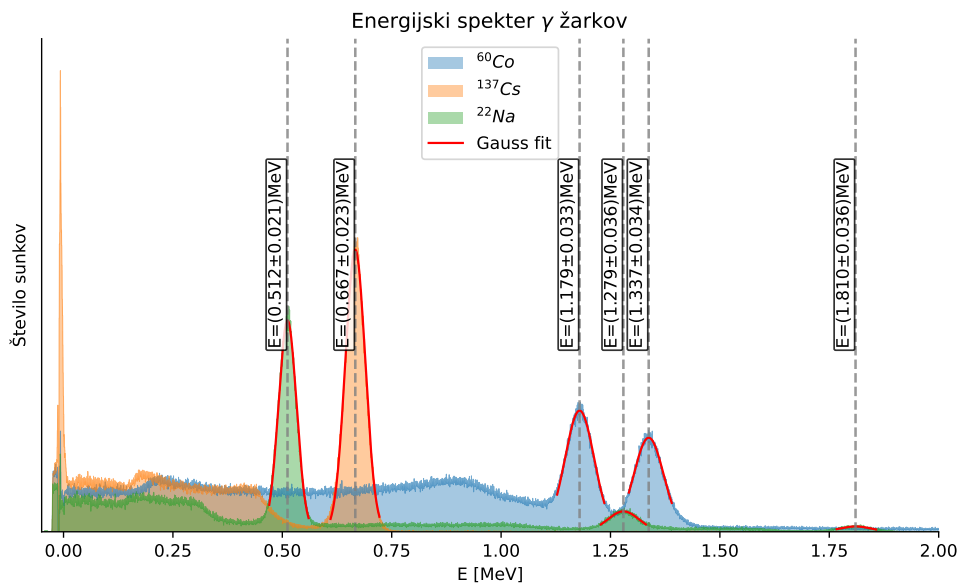
Najprej pomerimo sevanje ozadja (radioaktivne snovi okoli nas; npr. v gradbenih materialih v stenah, radon; kozmični delci...). Rezultat vidimo na grafu 4. Pri vseh nadaljnjih meritvah ozadje odštejemo.



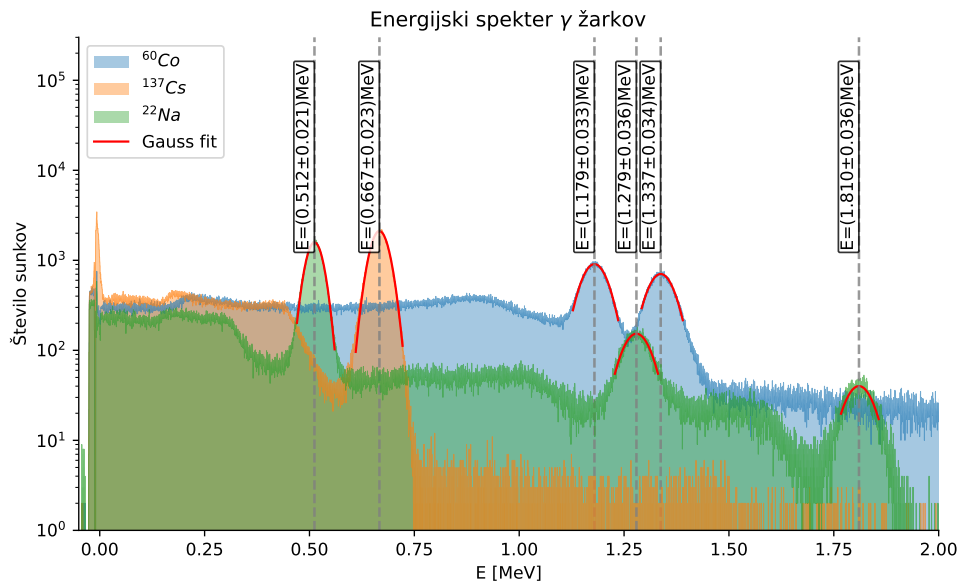
Slika 4: Meritev ozadja. Čas merjenja = 10min. Skala je umerjena glede na meritev natrijevega spektra.

Zdaj pa pomerimo še spektre izbranih treh izotopov -  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  in  $^{22}\text{Na}$ . Na vrhove prilagodimo gaussovke, s katerimi točno določimo pozicijo vrha, iz parametra  $\sigma$  pa lahko določimo FWHM, in sicer za gaussovko velja  $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$ .

Rezultate skupaj s fit-i vidimo na grafih 5 in 6 v linearni in log skali.



Slika 5: Energijski spekter izbranih treh izotopov. S prilagajanjem gaussovok določimo pozicijo in širino vrhov. Vrednosti so zapisane v pravokotnih okvirjih ob vrhovih, in sicer v formatu  $E = (E_0 \pm \sigma)$ .



Slika 6: Enak graf kot 5, le da v log skali.

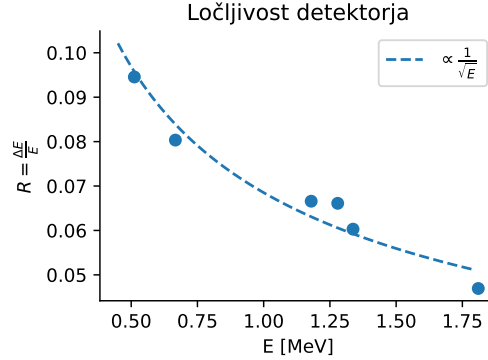
Ločljivost detektorja je definirana kot

$$R = \frac{\Delta E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}},$$

kjer je  $E$  energija nabitega delca, ki se absorbira v scintilatorju.

Ločljivost je določena 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  $\frac{1}{\sqrt{E_\gamma}}$ .

Odvisnost lahko numerično poračunamo za vrhove na našem spektru, rezultat vidimo na grafu 7



Slika 7: Ločljivost detektorja v odvisnosti od energije.

Za konec poračunajmo še izkoristek  $\eta$  našega NaI kristala, ki je definiran kot

$$\eta = \frac{N_{foto}}{N_{vsi}},$$

kjer je  $N_{foto}$  število sunkov v fotovrhu,  $N_{vsi}$  pa število vseh fotonov  $\gamma$  v polovici prostorskega kota. Za izračun vzamemo cezijev fotovrh in izračunamo

$$\eta = 16\%$$

## 4.1 Vprašanja

1. Razloži energijsko lego vrha ftonskega pobega, če ti je znan podatek, da so vezavne energije elektronov v atomu joda za K lupino 33,4 keV, za  $L_{III}$  4.54 keV in za  $L_{II}$  4.85 keV.

- Pri fotoefektu vpadni žarek  $\gamma$  izbije elektron iz enega od vezanih stanj; najbolj verjetno so to elektroni iz K in L lupin (1s,2s,2p). Pri tem nastane hiter elektron z energijo  $E_1 = E_\gamma - E_v$ , kjer je  $E_v$  vezavna energija elektrona v izbrani orbitali. Ta elektron nato v scintilatorju odda energijo, kar lahko izmerimo.

Vzbujeni atom se vrne v osnovno stanje, tako da to prazno globoko vezano stanje zapolni z elektronom iz višje manj vezane orbitale, pri čemer odda karakteristični X žarek, ki potem spet naprej preko fotoefekta ustvari še en hiter elektron. Vsota energij obeh elektronov je približno enaka energiji vpadnega  $\gamma$  žarka, kar izmerimo v fotovrhu. Če pa X-žarek uspe uiti iz scintilatorja se izmerjeni vrh prestavi za vezavno energijo elektrona pri prvem sipanju v levo (torej za 33.2eV, 4.54eV ali pa 4.85eV).

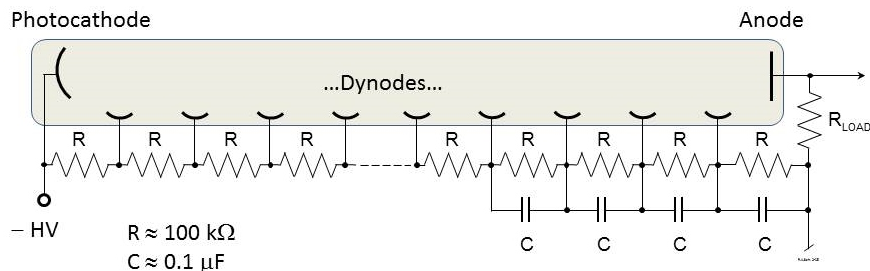
2. Kako bi se kvalitativno spremenil spekter, če bi bil izvor  $\gamma$  2MeV v sredi zelo velikega kristala NaI?

- Če bi bil v sredi zelo velikega kristala bi se znebili vseh pojavov povezanih z uhajanjem delcev iz kristala. Ne bi torej opazili vrha ftonskega pobega.

Ker ima vpadni žarek dovolj veliko energijo bi prišlo do tvorbe parov pozitron-elektron. Ker je kristal velik bi se vsi nastali 511keV fotoni absorbirali, poleg vse kinetične energije para, tako da bi dobili en sam fotovrh pri 2MeV.

Zaradi velikosti kristala tudi ne bi več opazili comptonskega platoja - pogoj za njegov nastanek je, da sipani fotoni uidejo iz scintilatorja in se v njem ne absorbirajo; sicer se vsa ta energija le prišteje k fotovrhu.

3. Če bi hotel dobiti iz fotopomnoževalke pozitiven signal, bi ga odvzel namesto iz anotdnega upora iz zadnje dinode. Razloži zakaj. Ali bi bil signal manjši?



Slika 8: Shematska slika zgradbe fotopomnoževalke.

- Na anodi izmerimo negativen signal, saj dejansko merimo padec napetosti na upor, skozi katerega teče tok iz anode proti zemlji. Na zadnji dinodi pa zaradi ohranitve naboja teče tok skozi upor iz zemlje na dinodo (torej padec napetosti v drugi smeri - drug predznak). Signal bi bil manjši, in sicer za količino naboja, ki na zadnjo dinodo vpade iz predzadnje.
4. Ali lahko ozemljíš pri fotopomnoževalki katodo namesto anode? Kakšne prednosti oz. slabosti bi to povzročilo (pomni napetosti pri fotopomnoževalki gredo tudi do 2500 V.)
- Glede samega delovanja fotopomnoževalke je vseeno, kjer po absolutni napetosti imamo potencial. Prednost ozemljene anode pa je, da merimo napetost na strani z nizko napetostjo, ki je najverjetneje primerljiva z ostalo elektroniko.