

# SCINTILACIJSKI DETEKTORJI

BORUT LAMPRET

Fakulteta za matematiko in fiziko  
Univerza v Ljubljani

V članku so predstavljeni osnovni koncepti scintilacijskih detektorjev ter raznolikost tega področja. V članku obravnavamo scintilacijske materiale, njihovo obnašanje in raznovrstnost. Prav tako povemo nekaj o fotopomnoževalkah, ki zaznajo scintilacije in jih ojačajo. Za konec še nujno sklopitev, kar je v končni fazi scintilacijski detektor.

## SCINTILLATION DETECTORS

In this article we discuss basic concepts of scintillation detectors and their variety. We discuss different scintillating materials and their behavior. We also address photomultipliers, devices that detect scintillations and amplify the acquired signal. Coupling these materials and photomultipliers results in scintillation detectors.

### 1. Uvod

Scintilacijski detektorji so danes nedvoumno ene od najbolj razširjenih in najpogosteje uporabljenih naprav za detekcijo delcev v fiziki jeder in fiziki delcev. Izkoriščajo dejstvo, da določeni materiali, ko so obsevani, izsevajo blisk svetlobe oziroma scintilirajo. Če te materiale povežemo z ojačevalnikom, kot so na primer fotopomnoževalke, lahko te scintilacije pretvorimo v električne signale, katere lahko potem analiziramo in štejemo, da pridobimo informacije o danem sevanju.

Prvič se uporabi scintilator za detekcijo delcev leta 1903. Vendar so takrat lahko opazovali scintilacije le pod mikroskopom, v zatemnjeni sobi in s prostim očesom. Njihova uporaba se poveča šele po letu 1944 z iznajdbo fotopomnoževalk. Te so omogočale štetje šibkih scintilacij z natančnostjo in zanesljivostjo primerljivo s takratnimi ionizacijskimi instrumenti.

### 2. Scintilatorji

#### 2.1 Glavne lastnosti

Scintilator je snov z lastnostjo luminescence. Luminescentni materiali izsevajo energijo, ki jo prejmejo iz sevanja (EM, alfa, beta, nevtroni. . .), v obliki vidne svetlobe. V primeru, da pride do izseva takoj po absorpciji (po približno  $10^{-8}s$ ), govorimo o procesu, ki mu pravimo fluorescenca. Če pa je izsev zakasnen, procesu pravimo fosforescenca. V takih primerih lahko zakasnitev traja od nekaj mikrosekund do nekaj ur, odvisno od materiala.

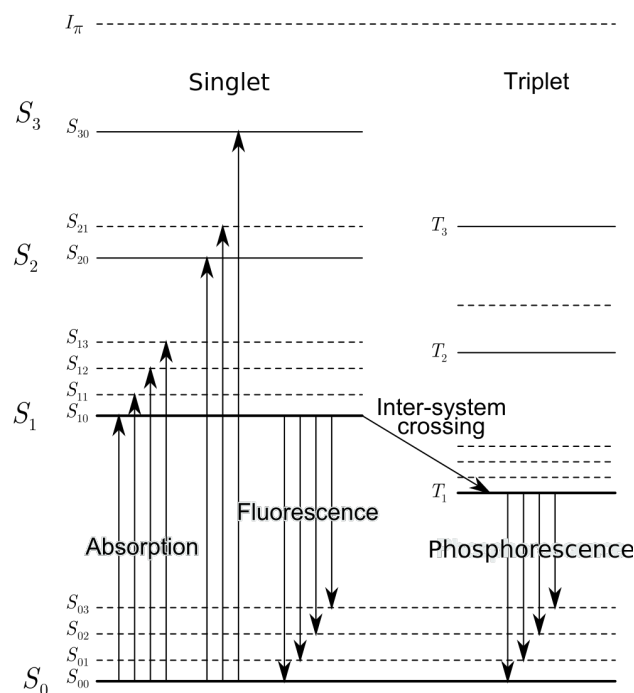
V prvem približku lahko časovni razvoj izsevalnega procesa opišemo s preprostim eksponentnim razpadom

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right), \quad (1)$$

kjer je  $N$  število izsevanih fotonov na enoto časa ob času  $t$ ,  $N_0$  število vseh izsevanih fotonov in  $\tau_d$  razpadna konstanta. Ta preprosta zveza pa ni vedno ustrezna za opis razpada. Bolj natančen opis lahko podamo z enačbo z dvema eksponentnima komponentama

$$N = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right), \quad (2)$$

kjer sta  $\tau_s$  in  $\tau_f$  razpadni konstanti. Za večino scintilatorjev je ena komponenta veliko hitrejša od druge, zato je prišlo v navado, da se ju imenuje počasna (slow) in hitra (fast) komponenta.



Slika 1. Energijski nivoji organske molekule s  $\pi$  orbitalami [2].

Amplitudi  $A$  in  $B$  sta različni za različne materiale in praviloma prevladuje hitra komponenta. V obeh primerih smo zanemarili čas vzbujanja, ki je večinoma veliko krajši od razpadnega časa.

Čeprav obstaja veliko scintilacijskih materialov, niso vsi primerni za scintilacijske detektorje. Ustrezni materiali naj bi zadoščali naslednjim pogojem:

- visok izkoristek za pretvorbo vzbujevalne energije v fluorescentno sevanje,
- prozornost za lastno svetlobo, da jo je možno opazovati,
- izsev v spektralnem območju, katerega zaznajo obstoječe fotopomnoževalke,
- čim manjša razpadna konstanta  $\tau$ .

## 2.2 Vrste scintilatorjev

Trenutno je v uporabi šest tipov materialov: organski kristali, organske tekočine, plastike, anorganski kristali, plini in stekla. Scintilatorji, ki se uporabljajo za detektorje, imajo tipično sevalni vrh pri svetlobi z valovno dolžino okoli  $400\text{nm}$ .

### 2.2.1 Organski scintilatorji

Organski scintilatorji so ogljikovodiki, ki vsebujejo benzenove obročje (areni), to je šest ogljikovih atomov povezanih v ciklično strukturo. Ponašajo se z zelo hitrim razpadnim časom reda nanosekunde ali manj.

Svetloba pri teh spojinah nastane zaradi prehodov *prostih* elektronov molekule. Ti elektroni ne spadajo k nobenemu določenemu atomu, ampak se nahajajo v oblaku elektronov v sredini molekule, zasedajo tako imenovane  $\pi$  molekulske orbitale.

Tipičen diagram za  $\pi$  orbitale je prikazan na sliki 1, kjer so prikazani energijski nivoji singletnih (spin 0) in tripletnih stanj (spin 1). Osnovno stanje je sigletno stanje označeno s  $S_0$ . Nad tem nivojem so vzbujena singletna stanja ( $S_1, S_2, S_3 \dots$ ) in najnižje tripletno stanje ter tripletna vzbujena stanja ( $T_1, T_2, T_3 \dots$ ).

jena stanja ( $T_1, T_2, T_3 \dots$ ). Oznake z dvema indeksoma označujejo vibracijske nivoje. Razlike med elektronskimi nivoji so nekaj eV, medtem ko so razlike med vibracijskimi nivoji nekaj desetink eV.

Absorpcijo energije predstavljajo navpične puščice. Pri organskih scintilatorjih je to večinoma proces, kjer elektroni absorbirajo kinetično energijo mimo letečih nabitih delcev. Višje vzbujena stanja razpadejo zelo hitro ( $< 10$  ps) do  $S_1$  skozi proces *notranje degradacije*. To je prenos energije v mrežno energijo (vzpostavitev termičnega ravnovesja). Iz stanja  $S_1$  pa poteka razpad do enega izmed vibracijskih stanj osnovnega stanja ( $S_{0i}$ ).

Razpad traja nekaj nanosekund in prispeva h *hitri* eksponentni komponenti (2). Ker je večina molekul v osnovnem stanju in prvo vzbujeno stanje razpada do vibracijskih stanj, lahko s tem pojasnimo prozornost scintilatorja na lastno sevanje.

S tako imenovanim *inter-system crossing* procesom se lahko nekatera  $S_1$  stanja pretvorijo v tripletno stanje (pri tem procesu prav tako ni nobenega izseva). Življenjski čas tripletnega stanja  $T_1$  pa je značilno veliko daljši od stanja  $S_1$ , saj je prehod iz  $T_1$  v  $S_0$  prepovedan.  $T_1$  zato večinoma razpada z interakcijo z še eno molekulo v stanju  $T_1$ ,  $T_1 + T_1 \rightarrow S_1 + S_0 + fonon$ . Ta proces prispeva k *počasni* eksponentni komponenti (2). Zaradi dolgega življenjskega časa tripletnega stanja pride do zakasnelega izseva, kar imenujemo fosforescenca[3].

**Organski kristali** Najpogostejša predstavnika sta antracen ( $C_{14}H_{10}$ ) in naftalen ( $C_{10}H_8$ ). Ti kristali imajo časovni odziv reda nanosekunde, z izjemo antracena ki ima razpadni čas okoli  $30ns$ . Ena izmed pomanjkljivosti je, da je njihov odziv, pri konstantnem sevanju, odvisen od orientacije kristala. Prav tako so to trdi kristali, zaradi česar jih je težko oblikovati v poljubno obliko. To je tudi eden od razlogov, zakaj se njihova uporaba opušča. Ne glede na vse pa je antracen, zaradi največjega svetlobnega izseva, postal merilo, s katerim primerjamo izseve ostalih scintilatorjev.

**Organske tekočine** Ti materiali so tekoče raztopine enega ali več organskih scintilatorjev v organskem topilu. Čeprav je tukaj proces *scintilacije* enak kot pri ostalih, mehanizem absorpcije energije ni prav dobro znan. Glavna prednost teh scintilatorjev je, da jih lahko dopiramo z drugimi snovmi in s tem izboljšamo določene lastnosti. Bor-11 ima velik sipalni presek za nevtrone, kar pripomore k večji učinkovitosti za detekcijo nevtronov. Prav tako lahko dodamo "premikalce valovne dolžine" (wavelength shifters). To so materiali, ki absorbirajo svetlobo ene valovne dolžine in izsevajo svetlobo z drugo valovno dolžino.

**Plastike** Plastični scintilatorji so najbolj zastopani materiali v današnjih detektorjih, saj so relativno poceni in jih lahko poljubno oblikujemo. Prav tako so raztopine, le da je topilo v trdnem stanju.

### 2.2.2 Anorganski kristali

Anorganski scintilatorji so večinoma kristali soli, ki vsebujejo aktivacijske nečistoče. Najpogosteje uporabljen material je NaI(Tl), kjer je talij aktivacijska nečistoča.

V splošnem je časovni odziv anorganski scintilatorjev za dva reda počasnejši (okoli  $500ns$ ) od organskih, zaradi fosforescence. Časovni razvoj izseva je dobro opisan z eno (1) ali dvo (2) eksponentnim razpadom. Prednost anorganskih scintilatorjev je njihova visoka *specifična energijska izguba* ( $dE/dx$ ), ki je posledica večje gostote in vrstnega števila. Specifična energijska izguba pove koliko energije izgubi sevanje na svoji poti v kristalu.

Z razliko od scintilacijskih mehanizmov v organskih materialih, ki so molekulske narave, so razlogi za scintilacije v anorganskih kristalih elektronski pasovi. Ko delec vstopi v kristal, se lahko zgodita dve stvari. Lahko ionizira kristal s tem, ko vzbudi elektron iz valenčnega pasu v prevodni pas ali pa ustvari eksciton s tem, ko vzbudi elektron v ekscitonski pas, ki se energijsko gledano nahaja

malo pod prevodnim. Eksciton je vezano stanje elektrona in nastale vrzeli preko Coulombove sile, par pa ostaja prosto gibljiv. Če ima sedaj kristal nečistoče, lahko prosto gibljive vrzeli (tudi tiste od ekscitona), ki naletijo na nečistoče, ionizirajo atome nečistoč. Ker so ti nivoji v energijsko nižjem prepovedanem pasu, lahko mimoidoči vzbujeni elektroni zapolnijo novo nastale vrzeli in tako oddajo foton vidne svetlobe.

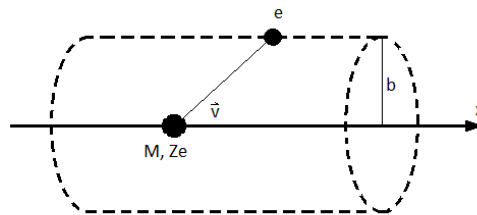
### 2.3 Svetlobni odziv

Svetlobni odziv oziroma izsev (označen z  $L$ ) scintilatorja se nanaša na njegovo sposobnost za pretvarjanje ionizacijske energije v fotone. To je pomembna količina, saj določa izkoristek in resolucijo scintilatorja. V splošnem je izsev različen za različne delce pri enakih energijah. Prav tako ni linearno odvisen od energije delca. Izkoristek scintilatorja navadno pada za težje delce. V izkoristku scintilacijskega detektorja pa moramo upoštevati tudi izkoristek fotopomnoževalk.

#### 2.3.1 Specifična energijska izguba

Specifična energijska izguba ( $dE/dx$ ) nam pove koliko energije delec odda na svoji poti materialu skozi katerega potuje. Delci v snovi doživijo energijske izgube ter spremembe smeri. Glavni vzroki so neprožni trki z elektroni v atomu ter prožni trki z jedri atomov.

Klasičen opis predstavlja Bohrova formula. Težek delec z nabojem  $Ze$ , maso  $M$  ter hitrostjo  $v$  potuje skozi material. Recimo, da se elektron nahaja na razdalji  $b$  od smeri hitrosti (slika 2). Predpostavimo, da je elektron prost, da se med interakcijo le malo premakne (izvor električnega polja lahko obravnavamo v fiksni točki) ter da se smer vpadlega delca ne spremeni.



Slika 2. Trk težkega nabitega delca z atomskim elektronom

Izračunajmo spremembo gibalne količine elektrona

$$\Delta p = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v},$$

kjer je zaradi simetrije pomembna samo pravokotna komponenta električnega polja  $E_{\perp}$ . Integral izračunamo s pomočjo Gaussovega izreka po neskončnem valju.

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi Ze, \quad \int E_{\perp} dx = \frac{2Ze}{b}, \quad \Delta p = \frac{2Ze^2}{bv}.$$

Energija, ki jo elektron pridobi, je potem

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{2Z^2e^4}{m_e v^2 b^2}.$$

Če je  $N_e$  gostota elektronov, je energijska izguba zaradi elektronov na intervalu med  $b$  in  $b + db$  in debelino  $dx$  enaka

$$-dE(b) = \Delta E(b) N_e dV = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx.$$

Sedaj integriramo od  $b_{min}$  do  $b_{max}$  in ne od 0 do  $\infty$ , kajti pri  $b = 0$  bi bila energija, ki jo prejme elektron, neskončna, veliki  $b$  pa nasprotujejo našim začetnim predpostavkam. Torej,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}.$$

Klasično je maksimalna energija, ki jo lahko prejme elektron ob trku,  $\frac{1}{2}m_e(2v)^2$ . Če upoštevamo relativnost, je potem ta energija  $2\gamma^2 m_e v^2$ . Izrazimo  $b_{min}$ :

$$\Delta E(b_{min}) = 2\gamma^2 m_e v^2 = \frac{2Z^2 e^4}{m_e v^2 b_{min}^2}, \quad b_{min} = \frac{Ze^2}{\gamma m_e v^2}.$$

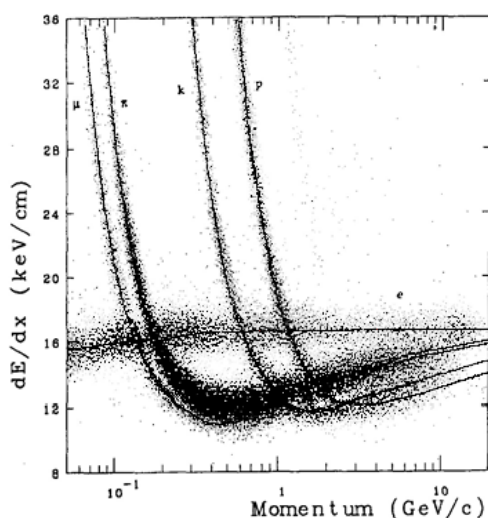
Pri oceni  $b_{max}$  upoštevamo, da so elektroni vezani na atome z neko energijo  $h\nu$ . Interakcija mora biti krajša od  $\tau = 1/\nu$ , drugače se na elektron ne bo prenesla energija. Pri teh trkih je značilen čas interakcije  $t \approx b/v$  oziroma relativistično  $t = b/(\gamma v)$ . Veljati mora torej  $b/(\gamma v) \leq \tau = 1/\nu$ , kjer je  $h\nu$  povprečna vezavna energija elektronov. Zgornja meja je torej  $b_{max} = \gamma v/\bar{\nu}$ .

Bohrova formula je potem

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{\gamma^2 m_e v^2}{Ze^2 \bar{\nu}}.$$

### 2.3.2 Linearnost

Predpostavka, da je izsev linearno povezan z absorbirano energijo ( $L \propto E$ ), kar velja za dobro aproksimacijo v nekaterih sistemih, v splošnem ne drži. Izsev je odvisen od energije in vrste delca.



Slika 3. Graf energijskih izgub v odvisnosti od gibalne količine delca.

Prvi uspešni semi-empirični model za tako obnašanje je predstavil Birks leta 1951. Vzrok nelinearnosti je, da energetski delec za sabo pusti vzbujene molekule, med katerimi pride do "kaljenja" (quenching), to je interakcija, ki porablja energijo, ki bi se drugače porabila za luminiscenco. Ker delci z večjo energijo puščajo za sabo večjo gostoto teh molekul, so efekti kaljenja večji. V tem modelu je izsev na enoto dolžine ( $dL/dx$ ) s specifično energijsko izgubo povezan na naslednji način

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}, \quad (3)$$

kjer je  $A$  absolutni scintilacijski izkoristek in  $kB$  parameter, ki povezuje ionizacijske centre z  $dE/dx$ . V praksi parameter  $kB$  dobimo s prilagajanjem Birksove formule na eksperimentalne podatke. Ker

je včasih potreben še boljši opis, obstajajo formule višjega reda

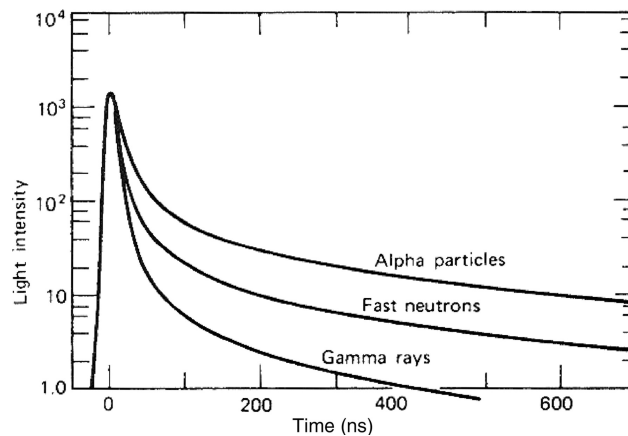
$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + B \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx}\right)^2}, \quad \frac{dL}{dx} = \frac{A}{2B} \ln\left(1 + 2B \frac{dE}{dx}\right), \quad (4)$$

za majhne  $dE/dx$  pa vse vodijo do linearne zveze

$$\frac{dL}{dx} = A \frac{dE}{dx}. \quad (5)$$

### 2.3.3 Razlikovanje glede na obliko pulza

Izsev je odvisen od hitre in počasne razpadne komponente. V splošnem sta ti komponenti odvisni od  $dE/dx$ . Pri scintilatorjih, kjer je ta odvisnost močna, bo oblika pulza drugačna za različne vrste vzbujevalnega sevanja. Takšni scintilatorji so zato sposobni *diskriminacije* (*pulse shape discrimination*) oziroma sposobni so razlikovati med različnimi vrstami sevanja.



Slika 4. Graf [4] primera diskriminacije glede na obliko pulza .

Razlaga za ta pojav se skriva v dejstvu, da sta hitra in počasna komponenta odvisni od različnih prehodov v osnovno stanje scintilatorja. Odvisno od specifične izgube energije ( $dE/dx$ ) za različne delce, se ta vzbujena stanja različno zasedejo in sta s tem intenziteti hitre in počasne komponente različni.

## 2.4 Učinkovitost detekcije za različna sevanja

Scintilacijski material se odzove na katerokoli vrsto sevanja, ki lahko vzbudi njegove atome ali molekule. Za določeno sevanje, ki se absorbira v določenem scintilatorju, pa ne dobimo vedno uporabnega signala. Potrebno je upoštevati kako sevanje vpliva na atome oziroma molekule scintilatorja, verjetnost za te dogodke ter izsev.

Verjetnost za interakcijo je podana s povprečno prosto potjo za dano sevanje v danem scintilatorju. Za nizko energijske nabite delce je prosta pot zelo kratka, ti zato oddajo vso energijo scintilatorju. Za nevtralne delce je prosta pot v nekaterih materialih zelo velika, kar pomeni, da bi potrebovali velike detektorje iz takšnih materialov, da bi dosegli željeni izkoristek.

### 2.4.1 Težki ioni

Čeprav so težki ioni sposobni ionizirati scintilatorje, scintilatorji niso dobra izbira za detekcijo težkih ionov, ker je kaljenje med molekulami močno in posledično pride do slabega svetlobnega odziva. Elektroni na primer izsevajo 10 krat več svetlobe kot alfa delci v organskih scintilatorjih.

### 2.4.2 Nevtroni

Pri detekciji nevtronov mora nevtron oddati vso ali del svoje energije delcu, ki je sposoben vzbuditi scintilacijski material.

Za hitre visoko energijske nevtrone je detekcija večinoma odvisna od detekcije odbitega nevtrona pri (n, p) sipanju. Organski scintilatorji so primerni za to vrsto detekcije, predvsem tekoči, ker z njimi od nevtronov lažje ločimo gama žarke, ki jih pogosto spremljajo.

Za detekcijo termalnih nevtronov so prav tako primerni tekoči organski scintilatorji, ker jih je možno dopirati z  ${}^6\text{Li}$  ali  ${}^{10}\text{B}$ , ki imata velik sipalni presek za reakciji  ${}^A_Z\text{X} + n \rightarrow {}^{A+1}_Z\text{X} + \gamma$  in  ${}^A_Z\text{X} + n \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2}\text{X} + \alpha$ .

### 2.4.3 Elektroni

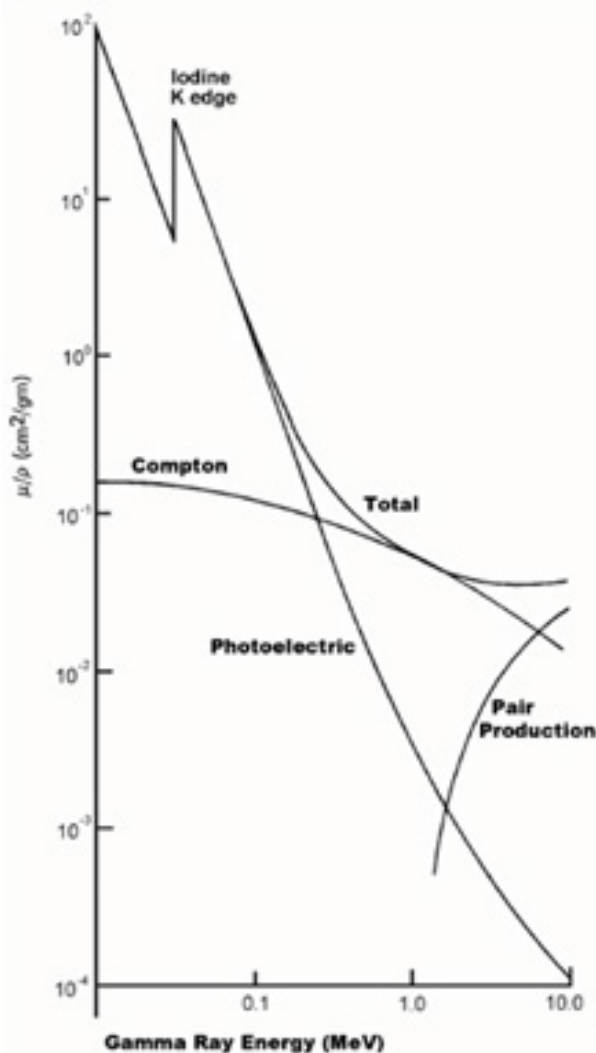
Izkoristek za elektrone je pri večini scintilatorjev skoraj 100%, namreč skoraj vsi vstopajoči elektroni povzročijo zaznaven signal. Ker pa imajo elektroni majhno maso, lahko pride do povratnega sipanja (backscattering) in elektron se izgubi. Povratno sipanje močno narašča v odvisnosti od vrstnega števila, zaradi česar so organski scintilatorji primernejši od anorganskih.

Za elektrone z višjo energijo pa so primernejši scintilatorji z večjim vrstnim številom, saj v tem primeru elektroni oddajo večino energije s pospeševanjem in zaviranjem v okolici jeder.

### 2.4.4 Gama žarki

Gama žarke lažje detektiramo s scintilatorji z večjim vrstnim številom. To lahko pojasnimo s poznavanjem treh osnovnih interakcij s katerim fotoni interagirajo s snovjo: fotoefekt, Comptonovo sipanje ter tvorba parov.

Pri fotoefektu in tvorbi parov se foton popolnoma absorbira ali transformira. Pri Comptonovem sipanju pa foton odda le del svoje energije in lahko z večino energije pobegne, če prej ne interagira še kako drugače. Če želimo narediti učinkovit detektor moramo poskrbeti, da je sipalni presek za fotoefekt in tvorbo parov veliko večji kot pa za Comptonovo sipanje. To dosežemo z večjim vrstnim številom, saj sta sipalna preseka za fotoefekt in tvorbo parov bolj odvisna od vrstnega števila ( $Z^5$  in  $Z^2$ ), kot pa presek za Comptonovo sipanje ( $Z$ ). Primer takega scintilatorja je NaI. Iz slike 5 je razvidno da Comptonovo sipanje prevladuje v energijskem razponu med 0.5 MeV pa do nekje 5 MeV. V primeru scintilatorja z nizkim vrstnim številom bi presek za Comptonovo sipanje prevladoval za večji energijski razpon.



Slika 5. Graf [5] prikazuje absorp. koeficient za različne energije gama žarkov za NaI

## Borut Lampret



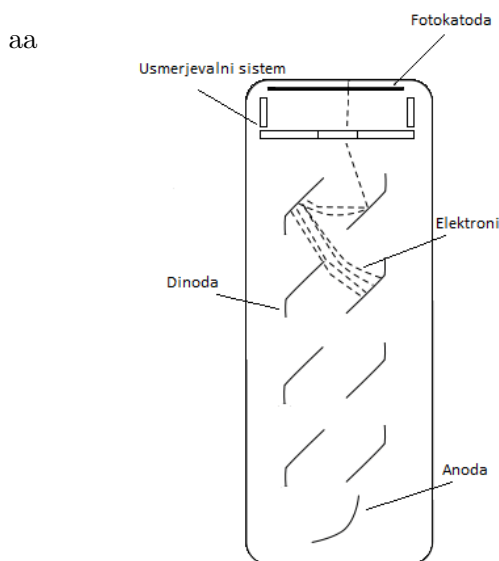
Slika 6. Primeri fotopomnoževalk z različno geometrijo.

### 3. Fotopomnoževalke

Fotopomnoževalke so v osnovi elektronke, ki pretvarjajo svetlobo v merljiv električni tok. So izjemno občutljive in njihova uporaba je najpogosteje povezana z scintilacijskimi detektorji.

#### 3.1 Osnovna zgradba in delovanje

Na sliki 7 je shema tipične fotopomnoževalke. Sestavljena je iz fotokatode, fokusirne elektrode, dinodne verige in anode, od koder dobimo signal. Vse skupaj je zaprto v evakuirano ohišje.



Slika 7. shema tipične fotopomnoževalke

Tekom delovanja je na katodo, dinode in anodo inkrementno napeljana visoka napetost, tako da se ustvari nekakšna potencialna lestev. Ko foton zadane fotokatodo, zaradi fotoefekta, izbije elektron. Zaradi napetosti se ta elektron usmeri in pospeši do prve dinode, kjer nato odda svojo energijo tamkajšnjim elektronom, zaradi česar potem ti odletijo iz dinode in se, zaradi napetostne razlike, pospešijo do druge dinode, kjer se postopek ponovi z več elektroni. To poteka vse do anode, kjer se vsi ti elektroni zberejo v merljiv tok.

Če privzamemo linearno obnašanje katode in dinodnega sistema, je potem tok na anodi sorazmeren s številom vpadnih fotonov. Če na tako fotopomnoževalko damo scintilator, lahko izmerimo prisotnost delca ter energijo, ki jo je pustil v scintilatorju.

#### 3.2 Fotokatoda

Fotokatoda zaradi fotoefekta s pomočjo vpadne svetlobe izseva elektrone. Na notranjo stran fotopomnoževalkinega okna, ki je po navadi iz kvarčnega stekla, je nanešena tanka plast foto občutljivega materiala. Iz Einsteinove enačbe  $E = h\nu - A$ , kjer je  $E$  kinetična energija elektrona in  $A$  izstopno delo, je jasno, da potrebujemo neko minimalno energijo svetlobe, da bo prišlo do fotoefekta. Tudi ko ta prag presežemo, verjetnost za fotoefekt ni enaka za vsako valovno dolžino. Celoten spektralni odziv je izražen s *kvantnim izkoristkom*  $\eta(\lambda)$

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{število izsevanih fotoelektronov}}{\text{število fotonov vpadlih na fotokatodo}(\lambda)}. \quad (6)$$



kjer je  $\lambda$  valovna dolžina vpadle svetlobe.

V fotopomnoževalkah se uporabljajo materiali, ki imajo največji kvantni izkoristek za valovne dolžine okoli  $400\text{nm}$ , kar jih naredi idealne za uporabo pri scintilacijskih detektorjih. Tipičen kvantni izkoristek, za takšne materiale, se giblje okoli 20% pri valovni dolžini okoli  $400\text{nm}$ .

Fotokatode so večinoma narejene iz polprevodniških materialov (*Sb*) s primesmi alkalijskih kovin. Razlog zakaj ne iz kovin je v tem, da imajo elektroni v polprevodnikih večjo *ubežno globino*, to je globina iz katere elektron lahko pobegne na površje. V kovinah je veliko prostih elektronov, ko foton vzbudi fotoelektron, bo ta izgubljal energijo zaradi trkov s temi elektroni. Ker imajo polprevodniki zelo malo prostih elektronov, je posledično ubežna globina veliko večja in s tem tudi kvantni izkoristek. Obstajajo tudi materiali pri katerih je izstopno delo negativno na površju. Pri takšnih materialih mora fotoelektron priti samo do površja, da lahko pobegne. Kvantni izkoristek takšnih materialov sega do 80%.

### 3.3 Usmerjevalni sistem

Naloga usmerjevalnega sistema je, da po izsevu elektron usmeri na dinodno verigo. V večini fotopomnoževalk to dosežemo z ustreznim električnim poljem. Izjemno redka je uporaba magnetnih polj. Na začetku dinodne verige je pospeševalna elektroda, ki je na enakem potencialu kot prva dinoda in privlači elektrone. Na stenah okvirja pa je nameščena usmerjevalna elektroda, ki odbija elektrone. Skupaj ti elektrodi usmerjata elektrone na prvo dinodo.

Ne glede na izvedbo je potrebno upoštevati dva pomembna pogoja:

- zbiranje elektronov mora biti kolikor se da učinkovito oziroma čim več izsevanih elektronov mora doseči dinodno verigo, ne glede na njihovo izhodišče,
- čas, ki ga potrebuje izsevan elektron, da prepotuje razdaljo med katodo in dinodno verigo, mora biti kar se da neodvisen od njegovega izhodišča.

### 3.4 Dinodna veriga

Dinodna veriga ojača originalni *fototok* z uporabo sekundarnih emisij na dinodah. S pomočjo tega lahko produciramo merljiv tok na anodi fotopomnoževalke. Ta tok je lahko včasih še vedno premajhen in se zato pogosto ojača še z drugimi ojačevalci.

Sekundarna elektronska emisija je zelo podobna fotoelektrični emisiji, le da imamo namesto fotona elektron. Ob trku elektrona ta izmenja energijo z drugimi elektroni in jim omogoči, da pobegnejo iz dinode. Ker prosti elektroni v kovinah ovirajo ta proces, se za dinode prav tako uporabljajo polprevodniki in izolatorji. Med dinodami moramo vzpostaviti električno polje, da lahko usmerjamo in pospešujemo elektrone skozi dinodno verigo. To je razlog, da je material, kjer poteka sekundarna emisija, nanešen na prevoden material. Tipično se dinode naredijo iz mešanice alkalijske in žlahtnejše kovine. Alkalijska kovina oksidira in s tem nastane tanka neprevodna plast na prevodnem materialu.

Pogoji, ki jih morajo izpolnjevati dobri dinodni materiali, so naslednji:

- visok faktor sekundarne emisije, to je čim večje povprečno število izsevanih elektronov na primarni elektron,
- stabilnost sekundarne emisije pod vplivom velikih tokov,
- malo termične emisije oziroma šuma.

Konvencionalne fotopomnoževalke imajo 10 do 14 nivojev dinod, kar prinese ojačitve do  $10^7$ . Prav tako bi lahko tukaj uporabili materiale z negativnim izstopnim delom in s tem za enako ojačitev porabili samo okoli 5 nivojev.

#### 4. Scintilacijski detektor

Scintilacijski detektor je v osnovi sestavljen iz scintilatorja in fotopomnoževalke. Kako ta dela združimo, je zelo pomembno, saj se lahko zgodi, da zelo malo svetlobe, izsevane iz scintilatorja, zadane fotokatodo fotopomnoževalke.

##### 4.1 Zbiranje svetlobe

Izguba svetlobe scintilatorja se lahko zgodi na dva osnovna načina. En je pobeg svetlobe, drugi pa absorpcija v samem scintilatorju. Drugi je za majhne detektorje zanemarljiv, saj je *absorpcijska dolžina* zelo kratka.

Zdaleč najpomembnejši del je pobeg svetlobe. Svetloba, ki se izseva v scintilatorju, lahko potuje v poljubno smer in je tako skoraj nič ne doseže fotopomnoževalke. Ko svetloba pride do roba scintilatorja se lahko zgodita dve stvari, pride lahko do popolnega odboja ali pa delnega odboja in uklona.

Ta problem rešimo tako da scintilator ovijemo v "ogledalo", ustrezno ogledalo je lahko kar aluminijeva folija. Ker pa se pri vsakem odboju izgubi nekaj energije, pustimo med ogledalom in scintilatorjem nekaj zraka, zato da lahko še vedno prihaja do popolnega odboja.

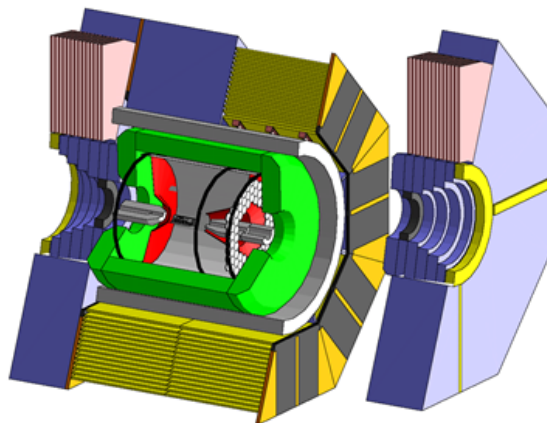
##### 4.2 Sklopitev s fotopomnoževalko

Poskrbeti je treba, da čim več svetlobe prodre mimo meje scintilatorja do fotokatode. Če dopustimo zrak na tem območju, bo del svetlobe ostal ujet v scintilatorju. Optični stik mora torej biti tak, da je lomni količnik čim bližje lomnemu količniku scintilatorja in okna fotopomnoževalke. Najpogosteje je na optičnem stiku silicijska mast ali olje. Pri organskih scintilatorjih se količniki skoraj ujemajo medtem, ko se pri anorganskih nekaj svetlobe še vedno ujame.

Pogosto pa scintilatorja ne moremo direktno povezati z fotopomnoževalko (premalo prostora, magnetna polja, neugodna oblika scintilatorja ...) in se zato uporabljajo svetlobni vodniki, ki so narejeni iz akrilnih ali plexi stekel, da povežejo oba konca.

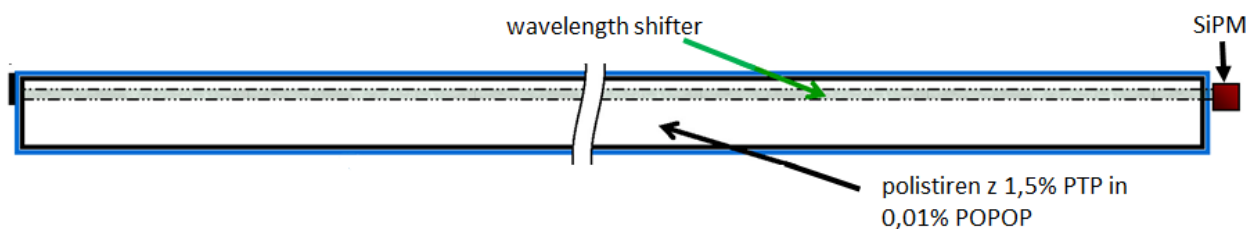
#### 5. Belle II

Detektor Belle II (trenutno še v gradnji) je večslojni detektor delcev pri projektu Belle. Scintilacijski del tega detektorja se nahaja na njegovih koncih (*endcaps*) in sicer je to detektor mionov in kaonov (KLM), na sliki 8 je odmaknjen iz glavne osi, svetlo sivo pa so pobarvani scintilatorji.



Slika 8. Detektor Belle II

Ker je v tem detektorju močno magnetno polje, običajne fotopomnoževalke niso v uporabi. Za fotodetektor uporabljajo večpikselne silicijske fotodiode, ki jih imenujejo kar silicijske fotopomnoževalke (SiPM). Te delujejo tudi v močnih magnetnih poljih ( $< 4T$ ). Za material se uporablja plastika in sicer polistiren dopiran s PTP (1,5%) in POPOP (0,01%). Scintilacijske plasti so inštalirane v vseh 14 režah magnetnega nosilca. Celoten sistem je sestavljen iz 16800 scintilacijskih trakov dimenzij  $(7-10) \times 40$  mm in dolžine do 2.8 metra. Trakovi pa se uporabljajo zato, da lahko rekonstruirajo prostorsko sliko delcev. Trakovi so povezani do SiPM preko valovne dolžine spreminjajočih (*wavelength-shifting*, WLS) vlaken.



Slika 9. Scintilacijski trak

## 6. Zaključek

V seminarju sem poskušal opisati scintilacijske detektorje in njihove komponente. Še zdaleč ni opisano vse kar se o njih da vedeti. Raznolikost scintilacijskih detektorjev je ogromna. To ni nekaj presenetljivega, saj se na svetu odvija mnogo raznolikih eksperimentov, ki potekajo pod različnimi pogoji in merijo različne vrste sevanj. Detektorji se razlikujejo po scintilacijskem materialu, kako je ta material oblikovan, razlikujejo se po sklopitvi s fotopomnoževalko, prav tako je veliko različnih fotopomnoževalk, ki se razlikujejo po oblikah in vrsti materialov, ki jih uporabljajo, poleg tega je lahko na scintilator povezanih več fotopomnoževalk. Zaradi obsežnosti so tako v seminarju razložene samo glavne značilnosti scintilacijskih detektorjev.

## LITERATURA

- [1] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [2] J. B. Birks, *The Theory and Practise of Scintillation Counting*. Pergamon Press, Ltd., 1964.
- [3] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2nd edition, 1989.
- [4] *Radiation Protection Dosimetry*, dosegljivo na <http://rpd.oxfordjournals.org/> (25.04.2014)
- [5] *Basic Radiation Detection, Gamma Ray Spectroscopy*, dosegljivo na <http://nsspi.tamu.edu/nsep/courses/> (25.04.2014)