

# Kapitola 1

## Spektroskopia žiarenia gama

### 1.1 Okienko do histórie

Žiarenie gama je elektromagnetické žiarenie vznikajúce pri rádioaktívnych rozpadoch atómových jadier. Tvoria ho fotóny s energiou okolo 1 MeV a vyššou. Rozpad atómových jadier, pri ktorých vzniká gama žiarenie sa nazýva gama rozpad. Rozdiel medzi  $\gamma$  žiarením a röntgenovým žiarením je hlavne v energii, ktorú fotóny nesú, no tiež v tom, že zatiaľ čo röntgenové žiarenie je emitované pri prechodoch elektrónov v atómovom obale,  $\gamma$  je emitované pri prechodoch nukleónov v jadre.

Gama žiarenie bolo objavené francúzskym chemikom a fyzikom Paulom Villardom v roku 1900. Villard študoval žiarenie emitované rádiom Ra. Všimol si, že ním opísané žiarenie bolo silnejšie, ako už známe žiarenia (napr. beta a alfa). Villard ale nepredpokladal, že sa jedná o iný druh žiarenia. Na to prišiel až Ernest Rutherford v roku 1903, ktorý následne pomenoval toto žiarenie *gama* v analógii s predchádzajúcimi dvomi typmi žiarenia. Tieto žiarenia tak boli nazvané podľa ich prenikavosti látkou, teda alfa ako najmenej prenikavé, ďalej beta a gama ako najpenikavejšie žiarenie. Rutherford si tiež všimol, že gama žiarenie nie je ovplyvniteľné magnetickým poľom, čo ho potvrdilo v tom, že sa jedná o úplne nový typ žiarenia.

### 1.2 Interakcie gama žiarenia s hmotou

Interakciu gama žiarenia s hmotou môžeme rozdeliť nasledovne:

1. Primárna interakcia
  - (a) koherentný rozptyl (Rayleighov rozptyl)
  - (b) nekoherentný rozptyl (Comptonov rozptyl)
  - (c) fotoelektrický jav
  - (d) produkcia páru elektrón-pozitrón
  - (e) celkové pohltienie gama žiarenia v látke
2. Sekundárna interakcia

- (a) Röntgenové žiarenie
- (b) Augerove elektróny
- (c) anihilácia pozitronu a elektrónu
- (d) brzdné žiarenie

Z týchto typov interakcií sú pre meranie žiarenia dôležité iba *fotoefekt*, *Comptonov rozptyl* a *produkcia páru*. Všetky tri procesy vedú ku kompletnému alebo čiastočnému prenosu energie fotónu na energiu elektrónu. To znamená, že dopadajúci fotón je buď pohltý, alebo je rozptýlený pod určitým uhlom.

### 1.2.1 Fotoelektrický jav

Fotoefekt (alebo tiež fotoelektrický jav) je proces, pri ktorom fotón interaguje s elektrónom v atómovom obale, fotón je kompletne pohltý a elektrón získa dostatočnú energiu na uniknutie z atómového obalu. Táto interakcia ale prebieha s atómom ako celkom a preto nemôže nastať fotoefekt na voľnom elektróne. Fotoefekt fotónov s dostatočnou energiou prebieha s najväčšou pravdepodobnosťou na elektrónoch s najväčšou väzbou k jadrú, teda na  $K$  vrstve. Uvoľnený elektrón získa energiu

$$E_e = h\nu - E_v, \quad (1.1)$$

kde  $E_v$  je väzbová energia elektrónu a  $\nu$  je frekvencia fotónu.

Fotoefekt bol po prvýkrát pozorovaný Heinrichom Hertzom v roku 1887, ktorý zistil, že elektródy osvetlené UV svetlom ľahšie iskria. V roku 1900 Max Planck navrhol hypotézu, že elektromagnetická energia je prenášaná po kvantách. V roku 1905 Albert Einstein publikoval článok s hypotézou, že svetelná energia je prenášaná v diskretných kvantách a objasnil tým experimentálne výsledky. V roku 1914 Robert Milikan experimentálne potvrdil Einsteinovu hypotézu a obaja boli ocenení Nobelovou cenou<sup>1</sup>.

Fotoelektrický jav zanechá atóm s prázdny miestom na jednej z jeho vrstiev. Táto medzera je rýchlo zaplnená voľným elektrónom z média a následným preusporiadaním elektrónov vo vrstvách. Pri tomto záchyťe tak môže dôjsť k vyžiareniu jedného alebo viacerých röntgenových fotónov. Toto röntgenové žiarenie môže opäť vyvolať fotoefekt na slabšie viazaných elektrónoch (na vonkajších vrstvách). V časti prípadov je však miesto röntgenového žiarenia vyžiarovaný Augerov elektrón.

#### Príklad:

Uvažujme fotóny s energiou  $\sim 30$  keV, ktoré vytvárajú fotoefekt na xenóne.

- 86% fotónov interaguje na  $K$  vrstve
  - 87,5% vytvára röntgenové žiarenie
  - 12,5% vytvára Augerove elektróny

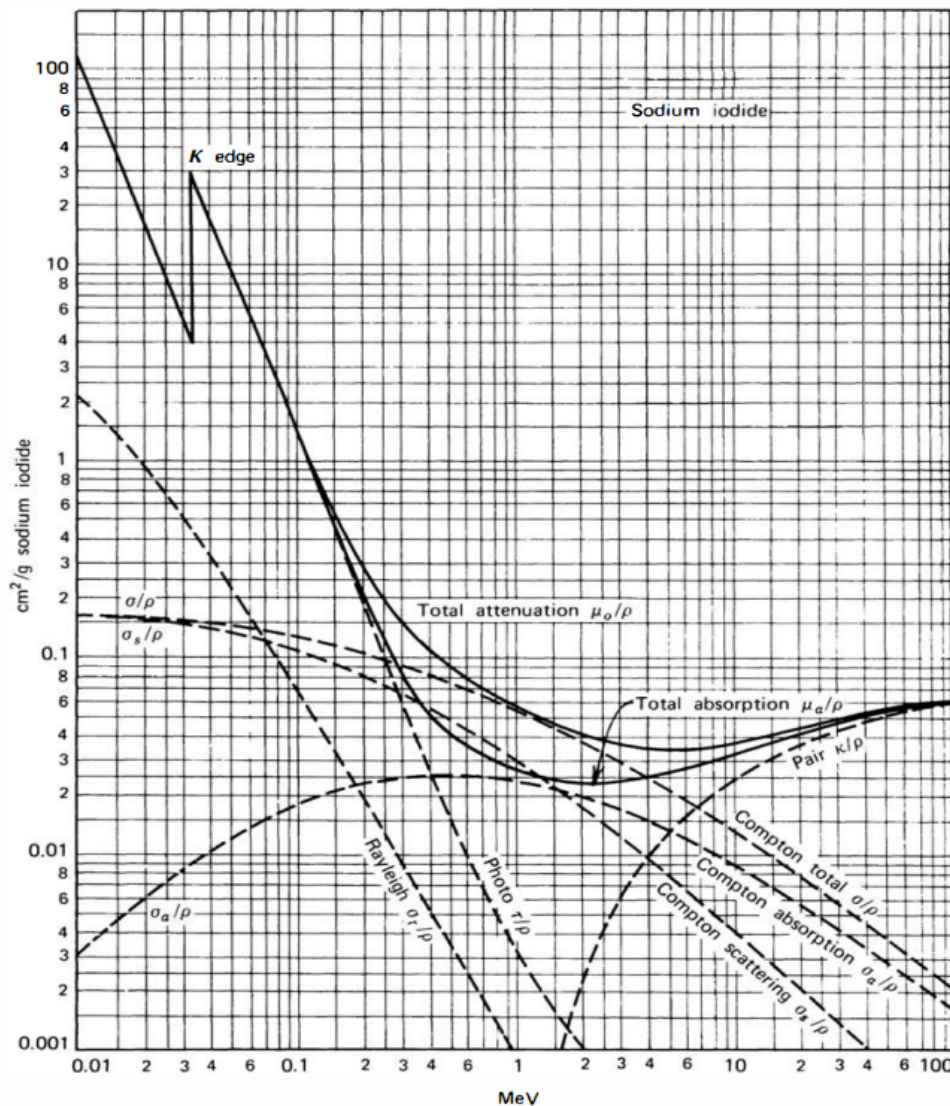
<sup>1</sup>Einstein v roku 1921 a Milikan v roku 1923

- 14% fotónov interaguje na ďalších vrstvách, pričom vznikajúce röntgenové žiarenie a Augerove elektróny majú nižšiu energiu

Fotoelektrický jav je dominantný proces pre gama žiarenie s (relatívne) nízkou energiou. Pravdepodobnosť procesu je zvýšená pre absorpčné materiály s veľkým atómovým číslom  $Z$ . Neexistuje presný analytický výraz na vyjadrenie tejto pravdepodobnosti, no veľmi dobrá je aproximácia

$$\tau \cong \text{const} \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}}, \quad (1.2)$$

kde  $n$  je číslo medzi 4 – 5 ktoré sa líši v závislosti od toho, akú oblasť energií skúmame a tiež na akej vrstve sa fotoelektrón nachádza.



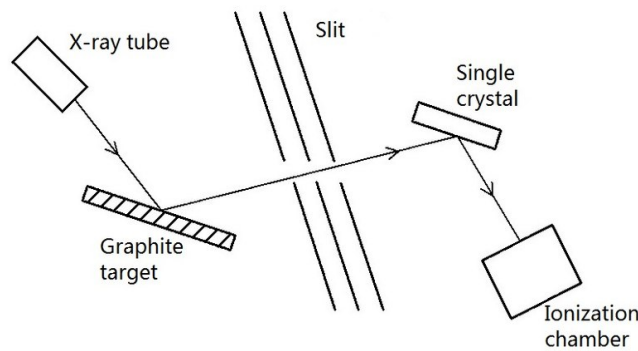
Obr. 1.1: Závislosť niektorých procesov gama žiarenia na energii v NaI.

### 1.2.2 Comptonov rozptyl

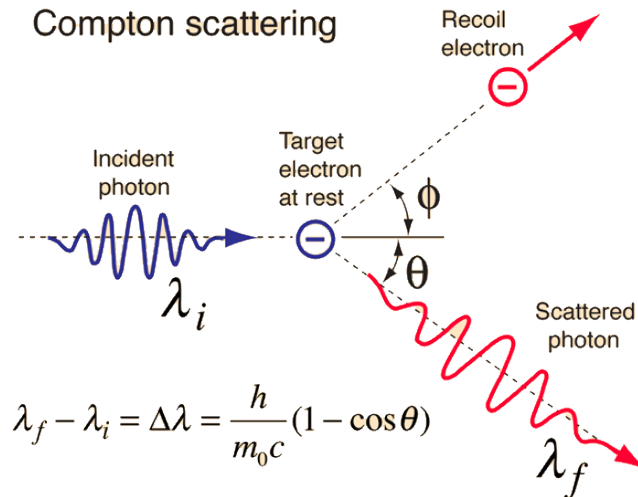
Comptonov (nekoherentný) rozptyl je rozptyl medzi gama žiarením a elektrónom v materiály. Tento proces je dominantný pre oblasť energií typických pre rádioizotopické zdroje.

Pri tomto procese je nalietaťavajúci gama fotón odklonený o uhol  $\theta$  oproti pôvodnému smeru. Časť energie fotónu sa preniesie na elektrón (ktorý bol na počiatku v kľude), ktorý nazývame *recoil* elektrón. Ten sa dostane do pohybu pod uhlom  $\phi$  oproti pôvodnému smeru fotónu. Vzhľadom na to, že sú povolené všetky možné veľkosti uhla  $\theta$ , energia, ktorú fotón predá elektrónu, môže nadobúdať hodnoty od 0 až po veľkú časť energie fotónu.

Comptonov rozptyl objavil Arthur Holly Compton v roku 1923<sup>2</sup>. Vo svojom pôvodnom experimente (viď obr. 1.2) nechal ožarovať grafitový terčik röntgenovým žiarením. Po rozptýlení nasledovala štrbina, ktorá určovala presný uhol, pod ktorým sa fotón rozptýlil. Energii rozptýleného fotónu nakoniec určoval pomocou Braggovho rozptylu na kryštály. Na konci bola ionizačná komora, kde však mohol merať iba celkovú energiu, nie energiu jednotlivého fotónu. Rozdiel vlnových dĺžok fotónov pred a po rozptyle nazývame Comptonov posun.



Obr. 1.2: Schéma pôvodného Comptonovho experimentu.



Obr. 1.3: Schéma Comptonovho rozptylu.

Energii fotónu po rozptýlení možno veľmi jednoducho odvodiť zo zákonov zachovania hybnosti a energie. Uvažujme relativistický rozptyl:

$$h\nu + m_e c^2 = h\nu' + \sqrt{(m_e c^2)^2 + (pc)^2} \quad (1.3a)$$

<sup>2</sup>za čo bol v roku 1927 odmenený Nobelovou cenou

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \phi \quad (1.3b)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - p \sin \phi \quad (1.3c)$$

Druhú a tretiu rovnicu<sup>3</sup> pre násobíme  $c$ , prehodíme členy s  $\nu'$  na druhú stranu a umocníme, následne sčítame:

$$(h\nu)^2 - 2h^2\nu\nu' \cos \theta + (h\nu')^2 \cos^2 \theta = p^2 c^2 \cos^2 \phi$$

$$(h\nu')^2 \sin^2 \theta = p^2 c^2 \sin^2 \phi$$

$$(h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h^2\nu\nu' \cos \theta = (pc)^2$$

Teraz za  $pc$  dosadíme do rovnice (1.3) a umocníme rovnicu:

$$(h\nu)^2 + (m_e c^2)^2 + (h\nu')^2 + 2h\nu m_e c^2 - 2h^2\nu\nu' - 2h\nu' m_e c^2 = (m_e c^2)^2 + (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h^2\nu\nu' \cos \theta$$

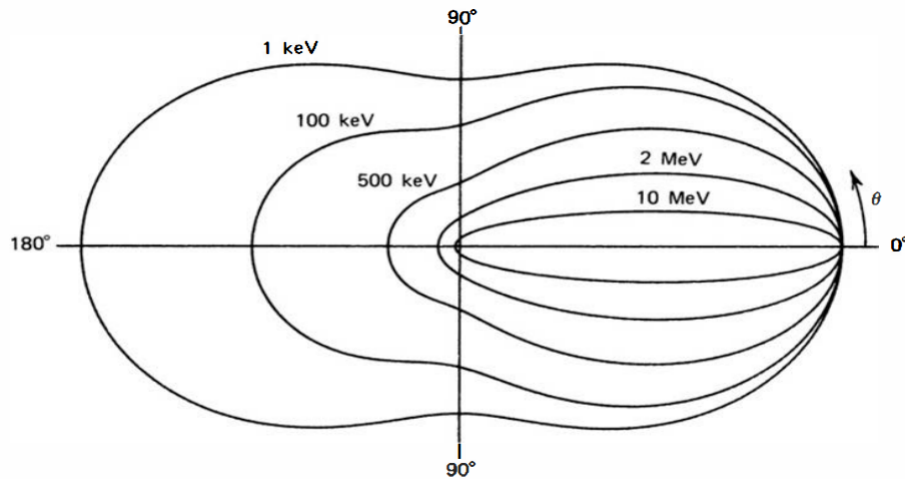
$$h\nu m_e c^2 - h^2\nu\nu' - h\nu' m_e c^2 = -h^2\nu\nu' \cos \theta$$

$$h\nu' (h\nu(1 - \cos \theta) + m_e c^2) = h\nu m_e c^2$$

Výsledná formula má tvar

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (1.5)$$

kde  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$  je pokojová energia elektrónu. Zo vzťahu vyplýva, že pre malé uhly  $\theta$  je zmena energie fotónu malá.



Obr. 1.4: Azimutálne rozdelenie rozptýlených fotónov od energie nalietaťujúceho fotónu

Pravdepodobnosť Comptonovho rozptylu závisí od počtu elektrónov v atómovom obale, teda rastie lineárne so  $Z$ . Energetická závislosť Comptonovho rozptylu je tiež znázornená na obr. 1.1.

<sup>3</sup>jedná sa o zákon zachovania hybnosti v smere  $x$  a  $y$

Celkový diferenciálny účinný prierez Comptonovho rozptylu môžeme vyjadriť pomocou *Klein-Nishinaovej formuly*

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right), \quad (1.6)$$

kde  $\alpha = h\nu/(m_e c^2)$  a  $r_e$  je polomer elektrónu. Toto rozdelenie je znázornené na obr. 1.4.

### 1.2.3 Produkcia páru

Pokiaľ má fotón dostatočnú energiu, môže sa samovoľne rozpadnúť na elektrón a pozitron. V prípade, že sa fotón nachádza v elektromagnetickom poli atómu, prahová energia pre tento proces je  $E = 2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ . V prípade elektromagnetického poľa elektrónu je táto energia  $E = 4m_e c^2 = 2,04 \text{ MeV}$ . Pokiaľ má fotón energiu iba o málo väčšiu, ako je prahová energia, tak je pravdepodobnosť tvorby páru malá. Tento efekt je preto dominantný pre vysoké energie (niekoľko MeV). Pri tomto procese sa fotón premení na elektrón a pozitron a energia nad  $1,02 \text{ MeV}$  je transformovaná na kinetickú energiu tohto páru. Keďže pozitron v médiu rýchlo anihiluje, sekundárnym produktom tohto procesu sú dva fotóny.

Neexistuje výraz, ktorý by opisoval pravdepodobnosť produkcie páru na jadro, ale amplitúda nadobúda hodnoty približne ako  $Z^2$ . Približné výrazy pre účinný prierez v špeciálnych prípadoch sú:

- pre  $2m_e c^2 \ll E_\gamma \ll \frac{m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha}$

$$\sigma(E) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[ \frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right] \quad (1.7)$$

- pre  $E_\gamma \gg \frac{m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha}$

$$\sigma(E) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[ \frac{7}{9} \ln 183 Z^{-1/3} - \frac{1}{54} \right] \quad (1.8)$$

V prípade, že fotón má veľmi veľkú energiu ( $E_\gamma \gg m_e c^2$ ), vzniknutý pár letí dopredu, pričom ich vzájomný uhol je približne  $\Theta \approx \frac{m_e c^2}{E_\gamma}$ .

### 1.2.4 Koherentný rozptyl

Ďalším typom rozptylu, ktorý môže nastať je koherentný rozptyl (nazývaný aj Rayleighov rozptyl). Jedná sa o proces, pri ktorom fotón reaguje s elektrónmi viazanými v atóme. Nedochádza však k excitáciám ani ionizáciám atómu a gama fotón pri tomto procese nestráca žiadnu energiu, preto sa často tento proces neuvažuje ako interakcia gama žiarenia. Fotón ale zmení smer hybnosti.

Účinný prierez tejto interakcie je daný vzťahom

$$\sigma_R = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \frac{\nu^4}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + (\gamma_0 \nu)^2}, \quad (1.9)$$

kde výraz  $\frac{8\pi}{3}r_e^2$  označujeme ako  $\sigma_T$ ,  $\nu$  je frekvencia fotónu a  $\nu_0$  je rezonančná frekvencia. Môžeme si všimnúť zjednodušenie tohto výrazu v troch limitách:

$$\nu \ll \nu_0 \Rightarrow \sigma_R = \sigma_T \frac{\nu^4}{\nu_0^4} \quad (1.10a)$$

$$\nu \approx \nu_0 \Rightarrow \sigma_R = \sigma_T \frac{\nu_0^2}{\gamma_0^2} \quad (1.10b)$$

$$\nu \gg \nu_0 \Rightarrow \sigma_R = \sigma_T \quad (1.10c)$$

Výraz (1.10a) nám navyše hovorí, že svetlo s nízkou energiou sa rozptyluje nepriamo úmerne štvrtej mocnine vlnovej dĺžky. To znamená, že najviac sa rozptyluje svetlo s menšími vlnovými dĺžkami, čo je v prípade viditeľného svetla modrá farba. To je dôvodom, prečo je obloha modrá.

Okrem Rayleigha rozptylu poznáme ešte Thomsonov rozptyl, ktorý opisuje koherentný rozptyl fotónu na voľnom elektróne.

## 1.3 Detektory gama žiarenia

### 1.3.1 Porovnávacie charakteristiky detektorov

V dnešnej dobe existuje veľké množstvo rôznych typov detektorov, pričom každé z nich majú rôzne vlastnosti. Keď chceme detektory medzi sebou porovnávať najčastejšie sledujeme tieto porovnávacie charakteristiky:

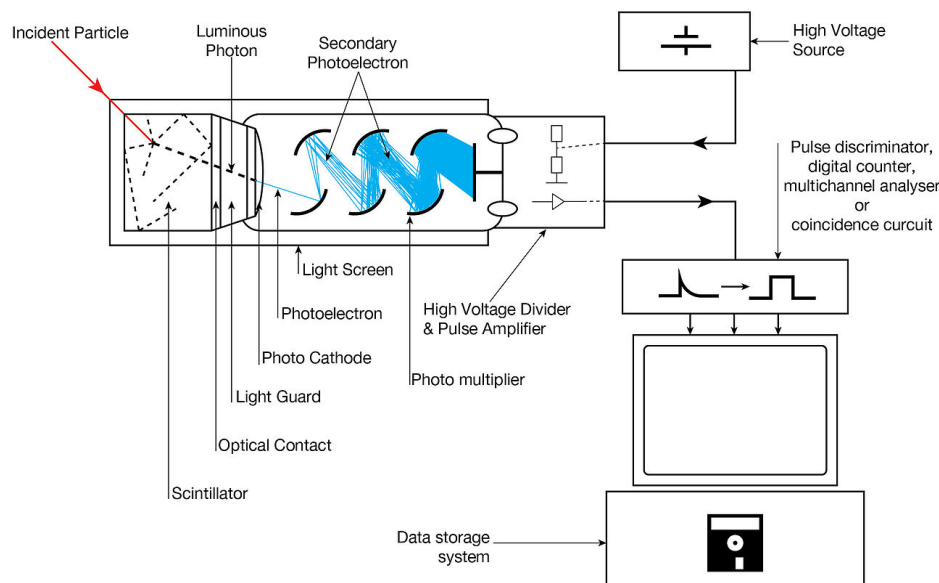
- citlivosť - schopnosť produkovať merateľný signál pre daný typ častíc a energií. Citlivosť môže závisieť od účinného prierezu reakcií, konštrukcie detektoru, šumu detektoru či hrúbke a druhu materiálu obklopujúceho citlivý objem.
- odozva - vzťah medzi energiou častice a výstupom na detektore
- tvar pulzu - tvar signálu z detektoru (nábežná hrana, zostupná rýchla zložka, pomalá zložka)
- mŕtva doba - doba potrebná na vytvorenie a spracovanie signálu v detektore. Existujú dva typy mŕtvej doby. Buď sa detektor počas mŕtvej doby stane necitlivým, alebo zostáva citlivým a amplitúdy sa sčítavajú.
- detekčná účinnosť - pomer medzi počtom častíc detekovaných detektorom a vyžiarených zdrojom. Tento pomer nazývame absolútna účinnosť, ktorá sa skladá z vnútornej a geometrickej účinnosti  $\eta_{total} = \eta_{in}\eta_{geometry}$ . Vnútna účinnosť je pomer počtu častíc, ktoré boli detekované a ktoré dopadli na detektor. Geometrická účinnosť je pomer častíc, ktoré dopadli na detektor a ktoré boli vyžiarené.
- energetické rozlíšenie - najmenší rozlíšiteľný rozdiel energie  $\Delta E$  medzi dvomi blízkymi energiami.

- pomer medzi píkom a comptonovským pozadím - pomer medzi maximálnou amplitúdou v píku 1332 keV a strednou hodnotou v oblasti 1040 – 1096 keV.
- FWHM - pološírka (Full Width in Half Max) úzko súvisí s energetickým rozlíšením. Pre Gaussovu krivku totiž platí  $\text{FWHM} = 2,35\sigma$ . Pološírku ovplyvňujú napr. pohltenie nosičov náboja, vlastnosti elektroniky, ...
- časové rozlíšenie - najmenší rozlíšiteľný rozdiel časov
- dráhové rozlíšenie - najmenší rozlíšiteľný rozdiel dráh
- odolnosť voči radiačnému poškodeniu - menej citlivé na radiačné ožiarenie sú kvapalné a plynové detektory, viac citlivé sú scintilačné a polovodičové detektory.

### 1.3.2 Scintilačné detektory

Scintilačné detektory prevádzajú absorbovanú energiu ionizujúceho žiarenia na energiu fotónov s frekvenciou v oblasti viditeľného alebo ultrafialového svetla. Historicky ide o najstarší spôsob detekcie jednotlivých ťažkých nabitých častíc, kedy záblesky tienidla pokrytého vrstvou ZnS boli počítané pomocou jednoduchého mikroskopu okom pozorovateľa. Toto zariadenie sa nazývalo spintariskop a kládlo na zrak pozorovateľa značné nároky. V roku 1909 uskutočnili Geiger a Marsden pomocou spintariskopu experiment zaoberajúci sa rozptylom  $\alpha$  častíc na tenkej fólii, ktorý viedol k Rutherfordovmu objavu jadra (1911). Ďalšie informácie o histórii scintilačných detektorov nájdete v sekcii 2.4 Detektory zariadení.

Scintilačné detektory patria medzi najpoužívannejšie detektory ionizujúceho žiarenia. Ich výhoda spočíva okrem dobrých spektrometrických vlastností tiež v tom, že detekčné médium, scintilátor, môže mať značné rozmery a takmer ľubovoľný tvar. Základné usporiadanie scintilačného detekčného systému je znázornené na obr. 1.5.



Obr. 1.5: Schéma scintilačného detektoru.



Vlastné čidlo detektoru predstavuje scintilátor, v ktorom dopadajúce žiarenie spôsobuje ionizáciu a excitáciu jeho atómov a molekúl. Ich návrat do základného stavu je doprevádzaný emisiou svetelného žiarenia. Aby sa mohli svetelné fotóny maximálne využiť, obklopuje sa scintilátor *reflektorom*. Zozbierané fotóny po prechode optickým kontaktom pôsobia na fotokatódu fotonásobiča. Fotóny po dopade na fotokatódu uvoľňujú fotoelektróny, ktoré sa po fokusácii a urýchlení elektrickým poľom dostávajú na prvú dynódu. Povrch dynód je pokrytý materiálom s veľkým súčiniteľom sekundárnej emisie. Vplyvom toho sa počet elektrónov opúšťajúcich každú nasledujúcu dynódu neustále zväčšuje. Výsledkom tohoto násobiaceho procesu je, že každý fotoelektrón vyvolá celkom s elektrónov, ktoré sú potom zozbierané na anóde fotonásobiča. Zosílenie fotonásobiča býva v rozsahu  $10^5$  až  $10^9$ .

Od vhodných scintilačných materiálov požadujeme nasledujúce vlastnosti: vysoká efektivita premeny kinetickej energie nabitých častíc na scintilačné fotóny, dobrá linearita konverzie - svetelný výťažok by mal byť priamo úmerný uloženej energii pre široké spektrum energií, priehľadnosť pre svoje emisné vlnové dĺžky, emisné spektrum zhodné so spektrálnou citlivosťou fotonásobiča, krátka rozpadová konštanta, dobré optické vlastnosti, dobrá opracovateľnosť, index lomu by mal byť blízky indexu lomu skla ( $\sim 1,5$ ).

Rozdelenie scintilačných materiálov:

1. **Organické scintilátory** - vzhľadom k nízkej hustote a nízkemu protónovému číslu  $Z$  nie sú organické scintilátory bežne používané na meranie  $\gamma$  žiarenia.

(a) organické kryštály

i. antracén - jedná sa o jeden z najstarších a najefektívnejších organických scintilátorov.

(b) kvapalné scintilátory - používajú sa ako  $4\pi$  detektory pre meranie aktivít  $\beta$  žiaričov

(c) plastické scintilátory - jedná sa o scintilačný materiál (*fluor*) rozpustený v monomérnej látke (*base*), ktorá môže byť následne polymerizovaná na pevný plast. Plastické scintilátory sa veľmi ľahko vyrábajú a tvarujú, sú lacné a môžu dosahovať relatívne veľké objemy. Ako plastové zložky sa používajú najmä polystyrén (PS), polyvinyltoluén (PVT) a polymetylmetakrylát (PMMA). Ako *fluory* sa bežne používajú polyfenyly a aryly oxazolu a oxadiazolu.

2. **Anorganické scintilátory** - najčastejšie sa používajú na detekciu a spektrometriu  $\gamma$  žiarenia a röntgenového žiarenia.

(a) alkalické halogenidy

i. NaI(Tl) -  $[38000 \gamma/\text{MeV}, 230 \text{ ns}, 415 \text{ nm}]^4$  jedná sa o najväčší objav v oblasti scintilačných materiálov. Jeho objav v roku 1948 ukázal, že tento materiál vytvára omnoho viac scintilačných fotónov ako ktorýkoľvek iný vtedy známy organický scintilátor.

---

<sup>4</sup>v hranatej zátvorke je vždy uvedený svetelný výťažok, čas odozvy a vlnová dĺžka maximálnej emisie

- ii. CsI(Tl) - [65000  $\gamma$ /MeV, 630 ns, 540 nm] emisné spektrum je posunuté k väčším vlnovým dĺžkam a nevyhovuje tak niektorým fotonásobičom. Výhodou oproti NaI je, že CsI nie je hygroskopický.
- (b) pomalé anorganické kryštály
- i. BGO ( $Bi_4Ge_3O_{12}$ ) - [8200  $\gamma$ /MeV, 300 ns, 480 nm] hlavnou výhodou materiálu je vysoká hustota ( $7,13 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) a vysoké atómové číslo bizmutu (83). Jedná sa o *čistý* scintilátor, teda nepotrebuje žiadny aktivátor. Je citlivejší na teplotu ako ostatné materiály  $\Rightarrow$  je vynikajúci, keď je ochladený na teplotu tekutého dusíku.
- (c) neaktivované rýchle anorganické kryštály
- i.  $BaF_2$  - [9500(1400) $\gamma$ /MeV, 630(0,6)ns, 310(220)nm]<sup>5</sup> ukazuje sa, že jeho scintilačné svetlo má dve zložky - rýchla zložka s krátkou vlnovou dĺžkou a pomalá zložka s 1000-krát dlhším časom rozpadu a väčšou vlnovou dĺžkou. Pomalú zložku možno eliminovať zvýšením teploty nad 200°C
  - ii.  $PbWO_4$  - [200  $\gamma$ /MeV, 6 ns, 425 nm] je súčasťou elektromagnetických kalorimetrov na CMS (77 000 krystalov). Výhody: veľmi rýchly čas odozvy, dobrá radiačná odolnosť, veľká hustota, nízka cena, emisné spektrum vo viditeľnej oblasti. Nevýhody: veľmi nízky svetelný výťažok, veľká teplotná závislosť, veľký index lomu.

### 1.3.3 Polovodičové detektory

Nevýhodou scintilačných detektorov je ich relatívne nízke energetické rozlíšenie. Jediný spôsob, ako redukovať štatistický limit energetického rozlíšenia je zvýšiť množstvo nosičov informácií prenášaných jedným pulzom. Práve polovodičové detektory dokážu generovať omnoho väčšie množstvo nosičov. Fundamentálnym nosičom informácií je elektrón-dierový pár vytvorený pozdĺž cesty, ktorou išla nabitá častica cez detektor.

V mriežke kryštálov existujú pre elektróny energetické vrstvy. Spodná, valenčná vrstva, korešponduje s elektrónmi viazanými v atóme. Horná, vodivá vrstva, reprezentuje elektróny, ktoré sa môžu voľne pohybovať kryštálom. Práve tieto elektróny predstavujú vodivosť materiálu. Vodiče majú tieto dve vrstvy prekryté. Nevodiče majú medzi týmito vrstvami medzeru väčšiu ako 5 eV. Polovodiče majú túto medzeru veľkú  $\sim 1 \text{ eV}$ .

Pri ľubovoľnej nenulovej teplote je medzi elektrónmi predávaná termálna energia. Tá môže spôsobiť, že elektrón preskočí z valenčnej do vodivej vrstvy a nechá na svojom mieste diery. Pravdepodobnosť, že sa tak stane, je daná vzťahom

$$P(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (1.11)$$

kde  $E_g$  je energetický rozdiel medzi valenčnou a vodivou vrstvou,  $C$  je konštanta charakterizujúca materiál. Následne dochádza k náhodnej termálnej difúzii elektrónu aj diery preč od miesta vzniku.

<sup>5</sup>v zátvorke sú uvedené vlastnosti rýchlej zložky

Pokiaľ umiestnime polovodič do elektrického poľa, budú elektróny aj diery priťahované po mriežke v závislosti od náboja. Ich pohyb sa bude skladať z náhodného termálneho pohybu a driftovej rýchlosti rovnobežnej s vektorom intenzity poľa. Elektróny a diery sa navyše budú pohybovať v opačných smeroch. Správanie sa pohybu diery je spôsobené tým, že do diery vždy príde elektrón, ktorý je priťahovaný elektrickým poľom a nová diera tak vznikne v smere oproti pohybu elektrónov, takže sa správajú akoby kladne nabité. Driftová rýchlosť je úmerná elektrickej intenzite, pričom ich pomer nazývame mobilita

$$v = \mu E \quad (1.12)$$

Bežne sa používajú dva polovodiče: kremík a germánium. Porovnanie ich vlastností je v tabuľke 1.1. V oboch je mobilita rádovo rovnaká.

Tabuľka 1.1: Prehľad vlastností dvoch najpoužívanějších polovodičov.

	Si	Ge
$Z$	14	32
atómová hmotnosť	28,09	72,60
hustota $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	2,33	5,33
energetická medzera [eV]	1,1	0,7
mobilita elektrónov $\mu_e$ [10 <sup>4</sup> cm <sup>2</sup> /Vs]	2,1	3,6
mobilita dier $\mu_d$ [10 <sup>4</sup> cm <sup>2</sup> /Vs]	1,1	4,2
Fano faktor $F$	~0,09-0,12	~0,06-0,13
energia na elektrón-dierový pár [eV]	3,76	2,96

Aby sme zlepšili vodivosť polovodičov, pridávajú sa do nich nečistoty. Podľa nečistoty a toho, či táto nečistota prinesie elektrón alebo dieru navyše rozdeľujeme polovodiče na typ N a typ P.

Polovodiče typu N sú také, kde je pridaný *dopant*, teda atóm, ktorý má namiesto 4 valenčných elektrónov 5, čo sú prvky V. skupiny, napr. fosfor. Tieto nečistoty sú pridávané v rádoch niekoľko častíc na milión. V takom prípade dopant obsadí miesto v mriežke, kde by bol normálne kremík. Keďže je jeden elektrón navyše, tento je viazaný k atómu veľmi slabo a tak je ľahké ho uvoľniť.

Polovodiče typu P sú také, kde je pridaný *akceptor*, teda atóm, ktorý má 3 valenčné elektróny (napr. bór). Tento atóm vytvorí v mriežke navyše dieru.

Keď preletí nabitá častica polovodičom, produkuje v okolí svojej dráhy elektrón-dierové páry. Tento proces môže byť priamy, alebo nepriamy, kedy častica vyprodukuje vysokoenergetický elektrón a ten následne produkuje ďalšie elektrón-dierové páry. Relevantná vlastnosť, ktorá nás zaujíma v prípade, že chceme použiť polovodič ako detektor, je energia potrebná na tvorbu jedného elektrón-dierového páru. Táto energia sa nazýva ionizačná energia  $\epsilon$  a ukazuje sa, že je nezávislá od energie žiarenia. Počet vzniknutých párov nezávisí ani na tom, či je polovodič čistý, alebo je typu P alebo N.

Hlavnou výhodou polovodičových detektorov je malá hodnota ionizačnej energie, ktorá je asi 10-krát menšia ako ionizačná energia v bežnom plynovom detektore. Vďaka tomu dokážeme vytvoriť 10-krát viac nosičov náboja, čo znamená lepšie energetické rozlíšenie.

Okrem priemernej hodnoty sú pre nás podstatné aj fluktuácie a rozptyl počtu nosičov náboja, pretože súvisia s energetickým rozlíšením detektoru. Podobne ako v plynovom detektore, je pozorovaná štatistická fluktuácia v polovodiči menšia ako predpokladaná hodnota pre prípad, že nosiče náboja sú rozdelené podľa Poissonovho rozdelenia. Poissonov model by sedel v prípade, že by všetky vzniknuté páry pozdĺž dráhy boli nezávislé. V takom prípade by bol rozptyl rovný celkovému počtu vzniknutých párov, inak povedané  $E/\epsilon$ . Preto definujeme **Fano faktor**  $F$ , ktorý sa pridáva do Poissonovho rozdelenia, aby bol zohľadnený aj tento fakt:

$$F \equiv \frac{\text{pozorovaný štatistický rozptyl}}{E/\epsilon} \quad (1.13)$$

Pre lepšie energetické rozlíšenie požadujeme čo najmenšiu hodnotu Fano faktoru.

Rozdiel medzi kremíkovými a germániovými detektormi je v tom, že zatiaľ čo kremíkové detektory nemôžu byť hrubšie ako pár milimetrov, germániové detektory môžu mať hrúbku aj niekoľko centimetrov. Vďaka tomu sa môžu využívať ako totálne absorpčné detektory pre  $\gamma$  žiarenie až do niekoľkých MeV. Tieto detektory nazývame HPGe (High purity germanium). Predtým, ako boli objavené súčasné čistiace technológie, germániové kryštály neboli dostatočne čisté na to, aby sa mohli použiť na spektroskopiu. Kedysi sa preto germánium dopovalo lítiom (Ge(Li)) aby vznikla oblasť, v ktorej by mohli elektróny a diery vytvoriť merateľný signál.

### 1.3.4 Detektorové systémy

Rôzne detektory majú rôzne výhody a nevýhody, no ich kombináciou a rôznym usporiadaním dokážeme merať aj veci, ktoré by samotné detektory nedokázali.

#### 1. Anticomptonovské spektrometre

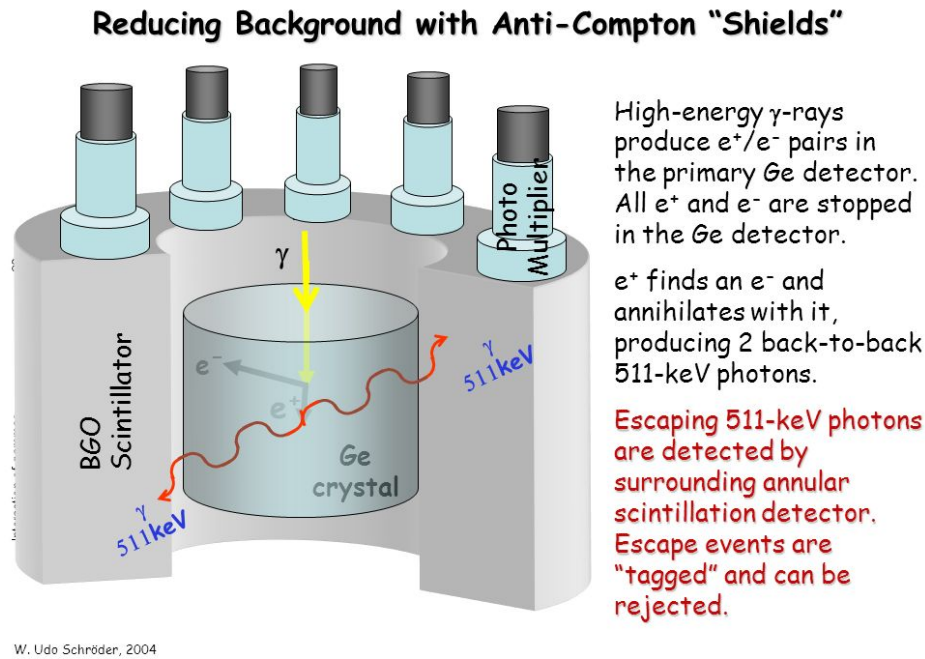
Jedná sa o polovodičový HPGe detektor obklopený scintilačným detektorom (NaI(Tl), BGO). HPGe má vysoké energetické rozlíšenie, zatiaľ čo scintilátor má vysokú účinnosť detekcie comptonovsky rozptýlených fotónov. Takouto kombináciou sme schopní potlačiť Comptonovské pozadie až o rád.

#### 2. Párové spektrometre

Párový spektrometer má rovnaké usporiadanie ako anticomptonovský, teda HPGe obklopený scintilátorom. Rozdiel je v tom, že sa hľadá koincidencia HPGe a dvoch 511 keV elektrónov v scintilátore. Tým dôjde k potlačeniu všetkého okrem píku dvojného výletu. Tento postup však možno použiť iba u liniek s dostatočne vysokou energiou, aby bola dostatočne vysoká pravdepodobnosť produkcie páru. Porovnanie spektra anticomptonovského a párového spektrometra je znázornené na obr. 1.7.

#### 3. Kryštálové gule pre štúdium jadrovej štruktúry

Tieto detektorové systémy slúžia na štúdium javov s malou pravdepodobnosťou, ako napr. vysoké energie budenia jadier, vysoké momenty hybnosti, dlhé kaskády, superdeformované

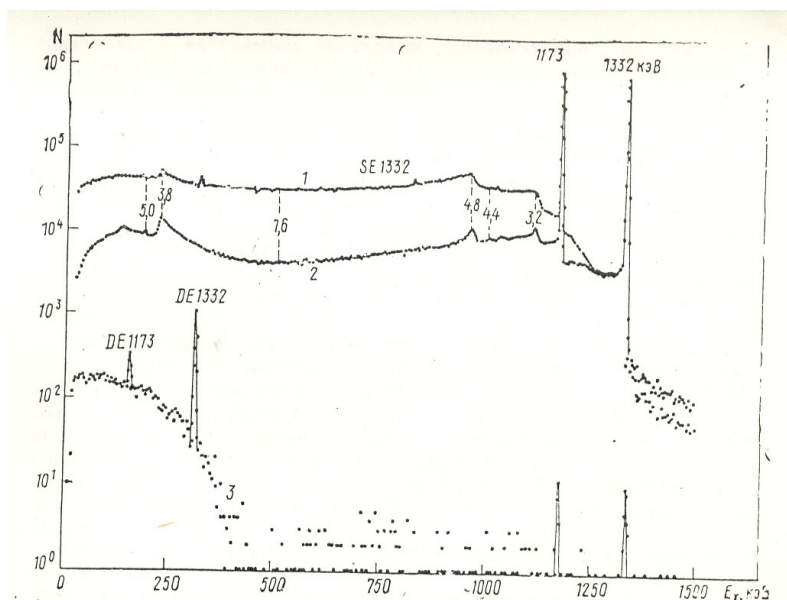


Obr. 1.6: Schéma anticomptonovského spektrometra.

stavy, gigantické rezonancie, exotické jadrá, ... Prvá generácia obsahovala 6-21 HPGe detektorov s anticomptonovským tienením, BGO zostavy a kombinácie polovodičových a scintilačných detektorov. Boli to napr. TESSA3 (UK), Chateau de Cristal (FRA), OSIRIS (GER), NORDBALL (DEN). Neskôr v druhej generácii sú známe GAMMASPHERE (USA) - 70-110 HPGe detektorov s BGO tienením a  $4\pi$  geometriou a európske EUROGAM a EUROBALL.

#### 4. Scintilačné steny

Slúžia na detekciu elektromagnetických spršiek a identifikáciu vysokoenergetických fotónov. Príklady: Darmstadt (162 NaI(Tl)), DESY (672 NaI(Tl)), CLEO II (8000 CsI(Tl)), TAPS (384 BaF<sub>2</sub>). Využívajú sa na detekciu fotónov od stoviek keV až po desiatky GeV. Na ALICi sa pripravuje fotónový spektrometer PHOS zostavený z kryštálov PbWO<sub>4</sub>.



Obr. 1.7: Porovnanie jednoduchého, anticomptonovského a párového spektra určeného anticomptonovým spektrometrom. Vidíme, že pri párovom spektre dôjde k potlačeniu všetkého pri dostatočne veľkej energii.

## 5. PET kamery

Pozitrónová emisná tomografia umožňuje urobiť 3D obrázky orgánov pacienta. Detektory zachytávajú koincidenciu dvojice anihilačných kvánt 511 keV. Dve súradnice sú dané polohou dopadu fotónu, tretia súradnica sa určí z rozdielu času detekcie dvojice fotónov.

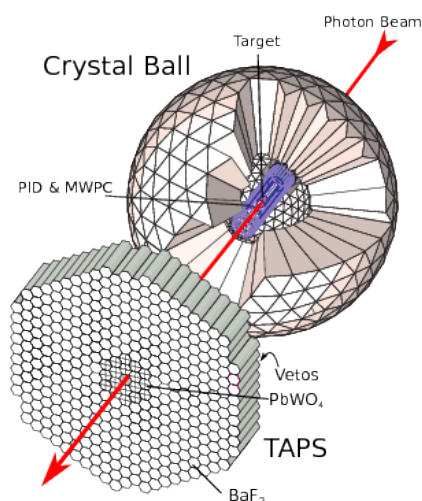
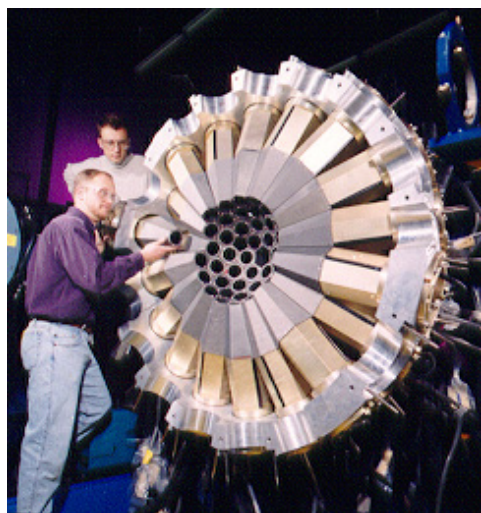
## 1.4 Spektrum gama žiarenia

Spektrum gama žiarenia má niekoľko charakteristických oblastí. Aby som to vysvetlil po lopate, takto vidí monofrekvenčné fotóny polovodičový detektor. Detektor nezaznamenáva energiu fotónu, ale energiu elektrónov. Nie vždy je všetka energia fotónu predaná elektrónu a preto vidíme v spektre oveľa viac ako len fotopík.

### 1. Pík úplného pohltienia (fotopík)

Pri fotoefekte je celá energia fotónu absorbovaná elektrónom pôvodne viazaným k atómu. Ten je vyrazený zo svojej pôvodnej dráhy a odnáša vo forme kinetickej energie takmer celú energiu absorbovaného fotónu. Atóm, z ktorého bol fotoelektrón vyrazený, emituje buď charakteristické žiarenie alebo Augerove elektróny. Absorpciou fotoelektrónu a vybudneného žiarenia alebo Augerových elektrónov vznikajú v rôznych miestach scintilátoru prakticky súčasne dve scintilácie, ktoré sú vyhodnotené ako jedna odpovedajúca ich súčtu a teda aj súčtu energií jednotlivých častíc. Odpovedajúce impulzy vytvárajú pík úplného pohltienia - práve tento pík je jediným nositeľom spektrometrickej informácie.

### 2. Comptonovské kontinuum a Comptonovská hrana



Obr. 1.8: Naľavo: kryštálová guľa GAMMASPHERE. Napravo: kombinácia kryštálovej gule a scintilačnej steny TAPS.

Pri Comptonovom jave interaguje fotón s voľným (slabo viazaným) elektrónom. Comptonovské elektróny sú v scintilátore zabrzdené a vyvolávajú scintilácie úmerné svojim energiám, rozptýlené fotóny ale nemusia interagovať a môžu z detektoru uniknúť. Comptonovské elektróny vytvárajú v spektre Comptonovské kontinuum, ktorá vyjadruje ich energetické rozlíšenie. Toto kontinuum je spojité a je zakončené Comptonovskou hranou. Jedná sa teda o energiu elektrónu, ktorú získa elektrón pri rozptyle. Comptonovská hrana tak značí maximálnu energiu, ktorú môže elektrón získať od fotónu (v prípade, že sa fotón rozptýli o maximálny uhol, teda  $180^\circ$ ) a rozdiel medzi fotopíkom a Comptonovskou hranou tvorí energia fotónu, ktorý zbytok energie môže odniesť preč bez ďalšej interakcie.

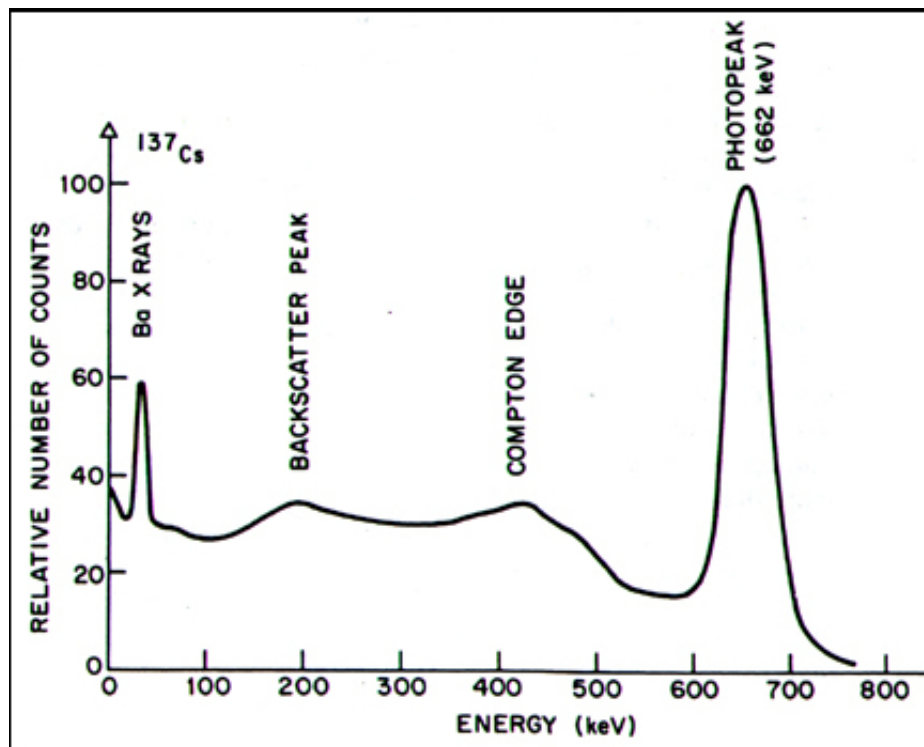
### 3. Anihilačné píky

Fotóny s energiou  $> 2 \cdot 511 \text{ keV}$  môžu vytvárať tiež pár elektrón-pozitrón. Kinetická energia páru je pri jeho zabrzdnení predaná scintilátoru. Dve anihilačné kvantá môžu so scintilátorom interagovať buď priamo pomocou fotoefektu alebo jedno- či viacnásobným Comptonovským rozptylom, alebo môžu zo scintilátoru uniknúť. V prvom prípade je odozva úmerná energii primárneho fotónu a dáva tak príspevok do píku úplného pohltienia. Ak je absorbované iba jedno anihilačné kvantum a druhé unikne, vzniká v spektre *prvý anihilačný pík*, ležiaci o 511 keV nižšie ako fotopík. V prípade úniku oboch kvánt v spektre pozorujeme druhý anihilačný pík, ktorý leží o 1022 keV nižšie ako fotopík.

### 4. Pík spätného rozptylu

Nízky pík uzatvárajúci Comptonovské kontinuum sa nazýva pík spätného rozptylu a odpovedá situácií, kedy detektor prijíma fotóny, ktoré neinteragovali v citlivej časti detektora, ale až za ním a rozptýlili sa pomocou Comptonovho rozptylu o uhol blízky  $180^\circ$ . Takýto fotón bude následne detekovaný ako nový fotón, pričom bude mať energiu odpovedajúcu rozdielu medzi Comptonovskou hranou a fotopíkom, pretože práve toto je energia, ktorú odnesie fotón pri maximálnom rozptyle.





Obr. 1.9: Typické spektrum gama žiarenia, konkrétne pre  $^{137}\text{Cs}$ .

#### 5. 511 keV

Ďalšia možnosť je vznik 511 keV píku. Ten môže vzniknúť v prípade, že fotón prejde citlivou časťou detektora bez interakcie a za ním vytvorí pár elektrón-pozitrón. Pozitrón potom v blízkosti citlivej časti detektora anihiluje a vytvorí pár dvoch fotónov s energiou 511 keV, ktoré vyletia presne v opačných smeroch, a tak je veľká pravdepodobnosť, že jeden z nich preletí opäť cez detektor a bude zaznamenaný.

## 1.5 Spektrometria vysokoenergetického gama žiarenia

Fotóny s energiou desiatok MeV až GeV vytvárajú elektromagnetickú spršku. My potrebujeme určiť celkovú energiu, smer a čas priletu pôvodného fotónu. Na to je vhodné použiť anorganické scintilátory (BGO,  $\text{BAF}_2$ ,  $\text{PbWO}_4$ ). Pre takto energetické fotóny je fotoefekt zanedbateľný.

Dôležitým pojmom je radiačná dĺžka. Je to charakterická konštanta závislá od materiálu spojená so stratou energie vysokoenergetických elektromagnetických častíc. Jej veľkosť možno určiť pomocou približného vzťahu

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z(Z+1)r_e^2 \log(183Z^{-1/3})}, \quad (1.14)$$

kde  $A$  a  $Z$  sú atómové a hmotnostné číslo,  $\alpha$  je konštanta jemnej štruktúry,  $N_A$  je Avogadrova konštanta a  $r_e$  je klasický polomer elektrónu. Radiačná dĺžka určuje vzdialenosť, v ktorej energia elektrónu poklesne na hodnotu  $1/e$ . Na zachytenie fotónu s energiou  $\sim 100$  MeV je treba detektor s dĺžkou  $15X_0$ .



Šírka elektromagnetickej spršky je daná Moliérovým polomerom. Podľa definície sa jedná o polomer valca obsahujúceho priemerne 90% energie spršky. Jeho veľkosť je rádovo v centimetroch a dá sa vypočítať z radiačnej dĺžky podľa vzťahu

$$R_M = 0,0265X_0(Z + 1,2). \quad (1.15)$$

Uvažujme teraz, že častica sa v materiály dostane do hĺbky  $x = tX_0$ . Počet častíc v kaskáde rastie geometricky ako  $N(t) = 2^t$ . Kritická energia  $E_c$  je definovaná ako energia, nad ktorou dominujú pri elektróne radiačné straty nad ionizačnými. Keď energia klesne pod túto hranicu, kaskády už nebudú ďalej vznikať. Celkovú energiu si tiež môžeme vyjadriť v násobkoch kritickej energie  $\epsilon = E/E_c$ . Maximálna hĺbka je potom  $t_{max} \sim \ln \epsilon$ .

Systém sa skladá zo segmentovaných detektorov z dlhých kryštálov a priemerom rovným dvojnásobku  $R_M$ . Energia sa následne sčítava z hlavného aj susedných detektorov a poloha sa určuje ako stredná hodnota súradníc.

## 1.6 Aplikácie spektroskopie gama žiarenia

### 1.6.1 Aktivačná analýza

Základná myšlienka: jadrové interakcie fotónov (alebo neutrónov či nabitých častíc) vedú na rade terčových nuklidov k vzniku rádionuklidov. Meraním ich žiarenia možno určiť prítomnosť a množstvo prvku z prítomnosti a množstva príslušného rádionuklidu. V zložitých materiáloch vzniká rada rôznych vzniklých aktivácií viacerých prvkov, ktoré sa v materiály nachádzajú, preto je nutná kvalitatívna aj kvantitatívna identifikácia rádionuklidov v zmesi.

Základný vzťah pre vzniknutú aktivitu je

$$A = \phi\sigma \frac{\Theta m N_A}{A_r} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (1.16)$$

kde  $\phi$  je príkon fluencie<sup>6</sup> bombardujúcich častíc,  $\sigma$  je účinný prierez,  $\Theta$  je zastúpenie terčového nuklidu v prírodnej zmesi izotopov,  $m$  je hmotnosť prvku vo vzorke,  $N_A$  je Avogadrova konštanta,  $A_r$  je molárna hmotnosť prvku a  $\lambda$  je premenová konštanta rádionuklidu.

Po dobe  $t'$  po skončení ožarovania, v ktorej sa vykonáva meranie, je aktivita sledovaného nuklidu vo vzorke  $A' = A \exp(-\lambda t')$ . Ak zmeriame aktivitu  $A'$ , môžeme si vypočítať hmotnosť daného prvku vo vzorke, pretože ostatné veličiny sú dané podmienkami experimentu.

Obvykle sa využíva porovnávacie meranie - súčasne so skúmanou vzorkou sa ožiaria štandardy obsahujúce známe množstvo sledovaných prvkov. Potom platí

$$m_x = \frac{A_x}{A_s} m_s. \quad (1.17)$$

---

<sup>6</sup>Fluencia častíc je definovaná ako podiel počtu častíc  $dN$ , ktoré dopadli v danom bode priestoru na infinitezimálnu guľu, a plochy hlavného rezu tejto gule  $dA$ . Príkon fluencie je časová derivácia fluencie. Zjednodušene si to možno predstaviť ako počet častíc, ktoré prechádzajú jednotkovou plochou terčiku za jednotkový čas.

### 1.6.2 Materiálový výskum na zväzku iónov

#### PIXE

(Particle-induced X-ray emission) je technika používaná na určenie elementárneho zloženia materiálu alebo vzorky. Keď materiál vystavíme pôsobeniu iónového zväzku (najčastejšie protónom), interakcie s atómom budú generovať röntgenové žiarenie. PIXE je silná, citlivá a nedeštruktívna metóda na analýzu prvkov, ktorá je v dnešnej dobe bežne používaná geológmi, archeológmi a ďalšími na pomoc pri určení veku a autenticity. Jej obrovskou výhodou je možnosť vykonávať merania pri atmosférickom tlaku. Technika bola prvýkrát popísaná v roku 1970 Svenom Johanssonom.

Dnes sa už používa aj rozšírenie tejto techniky, kedy sa zväzok fokusuje do veľmi úzkeho zväzku ( $\sim 1\mu\text{m}$ ), čo zvyšuje možnosti pri mikroskopickej analýze. Táto technika má označenie microPIXE a dokáže určiť distribúciu stopových prvkov v širokom spektre.

Z PIXE experimentu dokážeme určiť tri typy spektra:

#### 1. Röntgenová emisia

Bombardovaním atómu iónmi s dostatočnou energiou (niekoľko MeV) spôsobí vyrazenie elektrónu zo spodnej vrstvy elektrónového obalu. Následne sa na toto miesto dostane elektrón z vyššej vrstvy, čo spôsobí vyžiarenie fotónu s energiou odpovedajúcou röntgenovému žiareniu.

#### 2. Protónový spätný rozptyl

Protóny tiež môžu interagovať s jadrami pomocou elastických zrážok. Dôjde pritom k Rutherfordovmu rozptylu protónu do uhlov blízkyh  $180^\circ$ . Spätný odraz nám dáva informáciu o hrúbke a zložení vzorky.

#### 3. Prechod protónov

Prechod protónov cez vzorku nám taktiež dáva informácie o vzorke.

#### PIGE

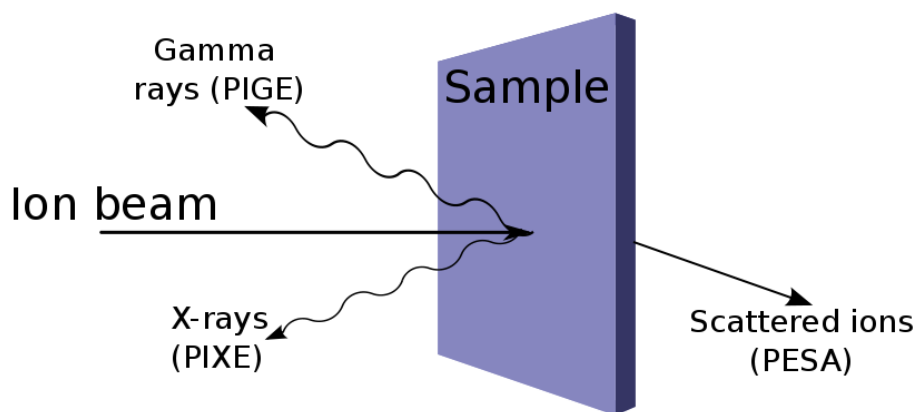
(Particle-induced gamma-ray emission) je veľmi podobná technika pri ktorej však namiesto röntgenového žiarenia vzniká  $\gamma$  žiarenie.

Opäť máme protónový zväzok s energiou niekoľko MeV, ktorým ožarujeme vzorku o hrúbke niekoľkých mikrónov. Rýchle protóny však tentokrát excitujú jadrá, a tie pri deexcitácií emitujú  $\gamma$  žiarenie. Dôležité sú pritom reakcie  $(p, \gamma)$ ,  $(p, p'\gamma)$  a  $(p, X\gamma)$ .

Okrem PIXE a PIGE poznáme ešte PESA (Proton elastic scattering analysis), ktorá meria rozptyl ťažkých iónov (viď obr. 1.10).

### 1.6.3 Röntgenová difrakčná kryštálografia

Jedná sa o analytickú metódu zaoberajúcu sa študovaním interakcií kryštalických vzoriek s röntgenovým žiarením, ktorá umožňuje určiť absolútnu štruktúru molekúl, t.j. polohy atómov, dĺžky väzieb a uhly v kryštálovej mriežke.



Obr. 1.10: Schéma iónového ožarovania

Pri prechode monochromatického röntgenového žiarenia látkou dochádza k difrakcii lúčov. Smer a intenzita difraktujúcich lúčov závisí na vnútornej štruktúre vzorky. V amorfnej vzorke sú atómy rozmiestnené nepravidelne a príspevky k celkovej intenzite difrakovaného žiarenia sa často vzájomne vyrušia. Naopak vzorka s periodickou štruktúrou (monokryštál) pôsobí ako difrakčná mriežka vo viditeľnom svetle. Príspevky k celkovej intenzite vzájomne interferujú a v určitých smeroch, špecifických pre konkrétnu kryštálovú štruktúru, sa sčítajú, inak sa vyrušia.

Smery a intenzity difrakovaného žiarenia sa pre vzorku zmerajú a po prevedení korekcie sa určuje absolútna štruktúra. Pri riešení sa najskôr určí hrubý model štruktúry a postupným pridávaním parametrov (anizotropia termálnych kmitov, poloha ľahkých atómov) sa optimalizuje zhoda experimentálnych dát s dátami vypočítanými podľa modelu. Miera zhody modelu s experimentálnymi dátami sa hodnotí podľa R-faktoru ale vždy je treba kritické zhodnotenie modelu človekom.

#### 1.6.4 Štúdium štruktúry jadier, jadrových premien a jadrových reakcií

Základné metódy používané pri štúdiu štruktúry jadier sú:

##### 1. určenie energií hladín a rozpadových schém

- čo najpresnejšie určenie energie prechodu
- koincidenčné meranie - určenie umiestnenia prechodu v kaskáde prechodov
- energie hladín z reakcií

##### 2. určenie spinov a parít hladín, multipolarity prechodov

- využitie výberových pravidiel pre elektromagnetické prechody - využitie výberových pravidiel a znalosti spinu niektorej z hladín, ktoré prechod spája
- využitie pomeru medzi pravdepodobnosťou  $\gamma$  prechodu a vyžiarovania konverzného elektrónu
- využitie uhlového rozdelenia  $\gamma$  žiarenia voči spinu jadra

- uhlová korelácia dvoch fotónov vyžiarených za sebou v kaskáde
- údaje o spine z reakcií - rôzne reakcie budia hladiny s rôznym spinom

### 3. určenie pravdepodobnosti prechodu

- elektronické metódy - meranie krivky rozpadu
- využitie Dopplerovho javu
- využitie Coulombovského budenia

Pomocou týchto metód sa skúmajú aj niektoré veľmi zaujímavé príklady

#### 1. štúdium stavov s veľmi vysokým spinom

Jedná sa o stavy so spinom  $I \geq 40\hbar$ . Najskôr vytvoríme zložené jadro. Z neho sa vyparí niekoľko nukleónov (prevažne neutrónov) a dôjde k rýchlemu úbytku energie ( $\sim 8 \text{ MeV/n}$ ) ale malému úbytku momentu ( $\sim 1 \hbar/n$ ).

#### 2. superdeformované stavy

Sú to stavy s vysokou deformáciou (teda s pomerom os 2:1 a viac). Sú predpovedané vrstvom modelom - medzery medzi vrstvami pre deformovaný potenciál.

#### 3. gigantické rezonancie

Jedná sa o vysokofrekvenčný vzájomný korelovaný pohyb nukleónov v jadre. Pri tejto excitácii sa pohybujú vo fáze alebo v protifáze pohybujú nukleóny s rôznym spinom (spiny hore proti spinom dole) alebo izospinom (protóny proti neutrónom).