



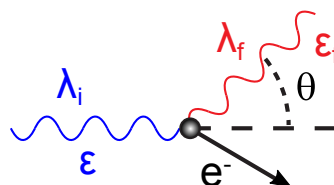
Compton-szórás tulajdonságainak vizsgálata koincidencia spektrométerekkel

A sugárzás és anyag kölcsönhatásának egyik legalapvetőbb formája a fotonok szóródása (szabad, ill. szabadnak tekinthető, a foton energiájához képest elhanyagolható kötési energiájú) elektronokon. Az effektust először Arthur H. Compton írta le, amiért 1927-ben Nobel-díjat is kapott.

A Compton-szórás további jelentősége, hogy bizonyítja a fény részecsketermészetét, mert pusztán hullámmoddellel nem lenne magyarázható a szórt foton energiájának (hullámhosszának) változása.

A Compton-szórás legelterjedtebb formulája, ami speciális relativitáselmélet alkalmazásával a megmaradási törvényekből levezethető, a következő:

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



ahol λ_i és λ_f a bejövő és kimenő foton hullámhossza, h a Planck-állandó, m_e az elektron nyugalmi tömege és c a fénysebesség. Nagy energiájú (pl. γ) fotonok esetén praktikusabb a foton energiájára vonatkozó képlettel dolgozni. Ha a bejövő és kimenő energiák $E_i = h\nu_i = hc/\lambda_i$, valamint $E_f = h\nu_f = hc/\lambda_f$, továbbá $\varepsilon = h\nu_i/m_e c^2 = E_i/m_e c^2$ a bejövő foton normált energiája (hasonlóképpen $\varepsilon_f = E_f/m_e c^2$), úgy:

$$E_f = \frac{E_i}{1 + \frac{E_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \implies \varepsilon_f = \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon (1 - \cos \theta)}. \quad (1)$$

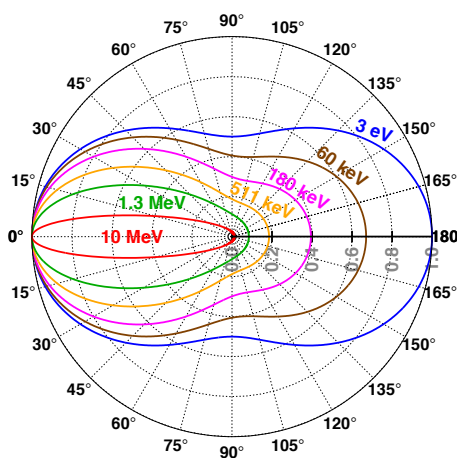
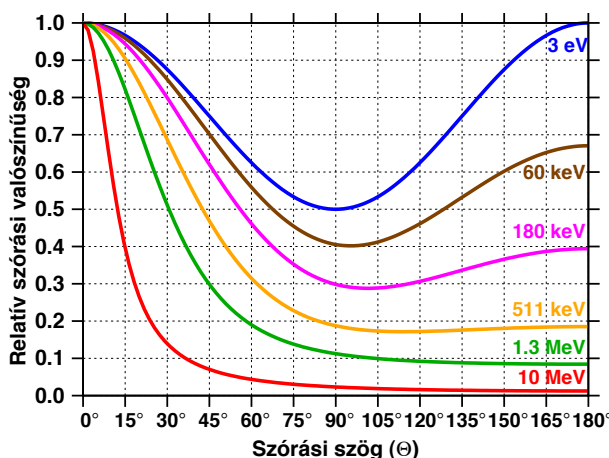
A szimulációs gyakorlat során fő feladatunk a szórási összefüggés (1) igazolása.

A kimenő és bejövő energiák $\varepsilon_f/\varepsilon$ aránya nem csak a θ szórési szögtől, hanem a bejövő ε energiától is függ: minél energikusabb a foton, annál nagyobb hányadát vesztheti el energiájának a szórás során.

A dolgunkat nehezíti, hogy a szórás valószínűsége szintén függ mind a szórési szögtől, mind a bejövő foton energiájától. Ezért egy fix energiájú és intenzitású bejövő nyaláb esetén különböző irányokban mérve nagyon eltérő lehet a szórt fotonok száma. Ennek leírására szolgál a *Klein-Nishina* formula.¹ Segítségével az ε bejövő energiájú, θ irányba ε_f energiával szórt fotonok relatív szórási valószínűségére írhatjuk, hogy (a szórási valószínűséget a 0° -nál mérhető valószínűséghez viszonyítjuk):

$$p(\theta, \varepsilon) \sim \frac{R^2}{2} \left[R + \frac{1}{R} - (\sin \theta)^2 \right], \quad \text{ahol} \quad R = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon} = \frac{1}{1 + \varepsilon (1 - \cos \theta)}. \quad (2)$$

Segítségképpen ábrázoltuk a (2) relatív szórási valószínűség szögfüggését néhány foton energiára.



¹A szövegben lévő leírás csak érzékelteti a folyamat lényegét. A pontos leírás olyan fogalmat (differenciális hatáskeresztmetszetet) használ, amely középiskolában még nem kerül elő.

A szimulációs program részletes használati utasítása a „Súgó” menüpont alatt érhető el. A szimulációs program jóval bonyolultabb mérések elvégzését is lehetővé teszi, mint amit most végezni fogunk, ezért nincs feltétlenül szükségünk minden funkciójára. Itt röviden összefoglaljuk a mérés végrehajtásához szükséges legfontosabb információkat.

Sugárforrásunk egy kevert forrás, két karakterisztikus gamma energiával: $E_1 = 312$ keV (20% gyakorisággal), $E_2 = 950$ keV (80% gyakorisággal). Ezáltal egyszerre két különböző energián is tudunk mérést végezni. Mivel $E_1 < E_2 < 2 \cdot 511$ keV, így a párkeltés jelenségével most nem kell foglalkoznunk.

A szimuláció során rendelkezésünkre áll **két γ -spektrométer**. Fontos tudni, hogy a spektrométerek detektorai a bennük leadott energiát mérik. Mivel párkeltés nem történhet, a fotonok a detektorok anyagával (NaI kristály) csak Compton-effektussal és fotoeffektussal léphetnek kölcsönhatásba. A fotoeffektusnál a foton a teljes energiáját leadja a kristálynak és megszűnik, míg Compton-szóródás során csak az energia egy része - a meglökött elektron energiája - marad a kristályban (feltéve, hogy a szóródott foton nem hoz létre újabb kölcsönhatást a detektorkristályban).

A képernyőn a kísérleti elrendezést felülről látjuk. Az egyik spektrométer detektora („álló detektor”) rögzített helyzetű függőleges henger, amelynek sugara és magassága állítható. A másik spektrométer detektora vízszintesen fekvő henger, szintén állítható hosszal és átmérővel („mozgó detektor”). A mozgó detektor távolsága és szöge az álló detektorhoz képest változtatható.

A kísérlet során az álló detektort használjuk „szóró” célpontként! A kristály anyagában Compton-szórást szenvedett fotonok elérhetik a mozgó detektort, és ott észlelhetjük őket. A mozgó detektor különböző szögekbe állításával kiválaszthatjuk, hogy milyen szögben szóródott fotonokat akarunk vizsgálni. Eközben információt nyerünk arról is, hogy mennyi energiát adott le a szórt foton az álló detektorban. Amennyiben például az álló detektorban egyszeres Compton-szórás után a foton egyből a mozgó detektorba szóródik (és ott fotoeffektussal minden energiáját leadja), így a mozgó detektorban mért fotonenergia és az álló detektorban mért (szórt elektron) energia összege ki kell adja a foton eredeti energiáját.

Ha a mozgó detektor méreteit és pozícióját úgy választjuk meg, hogy közvetlenül is éri sugárzás a forrásból, akkor az is lehetséges, hogy a mozgó detektorból az álló detektorba (vissza)szóródott γ -fotonokat is észleljük.

Koincidencia üzemmódban lehetőségünk van arra, hogy az adott spektrométerben csak azokat a beütéseket rögzítsük, amik egyidejűleg (nagyon kis időn belül) a másik detektorban is jelet adtak. A coincidencia kapcsolót külön-külön és egyszerre is használhatjuk, ezáltal külön is tanulmányozhatjuk a detektorokban a másik detektorban történő szórásból érkező fotonok spektrumát.

A spektrométerek már energiában kalibrálva állnak rendelkezésre. Ha *azonos fotonenergián*² szeretnénk beütésszámok összehasonlítását végezni, akkor figyelembe kell vennünk a **holtidő korrekciót** is. A holtidő fizikai oka, hogy a detektor egy-egy beérkező γ -foton jelét véges idő alatt tudja feldolgozni, és ha ez idő alatt újabb foton érkezik, úgy azt nem érzékeljük. A program becslést végez a – program megvalósításából adódóan a két detektorban *együttesen* fellépő – holtidőre. Ha dt [%] a holtidő százalékos értéke, segítségével kiszámíthatjuk a becsült valós beütésszámot:

$$N_{\text{igazi}} = \frac{N_{\text{mért}}}{1 - 0,01 \cdot dt \text{ [\%]}}$$

Fontos, hogy a mérés végrehajtásához elégséges statisztikára van szükségünk. Túl alacsony beütésszám mellett a csúcshely súlyozott átlagból történő automatikus meghatározása pontatlan lehet. Az adott θ szög alatt várható szórt fotonok számára iránymutatást ad a Klein-Nishina formulából származó (2) relatív valószínűség. Ugyanakkor, ha egy-egy mérés túl sokáig tart, úgy nem tudjuk befejezni a mérést, ezért szükséges kompromisszumot találni.

²A detektor érzékenysége energiafüggő. Ennek számszerű ismerete nélkül egymástól távol lévő energiákon észlelt beütésszámokat nem tudunk összehasonlítani.

Mérési feladatok

A [x] szögletes zárójelben feltüntetett számok az egyes részfeladatokra maximálisan adható részpontokat mutatják *tájékoztató jelleggel*. A maradék [2] pont a jegyzőkönyv általános érthetőségére, követhetőségére jár. A versenybizottság a beérkezett megoldások fényében (pl. ha van olyan részfeladat amire nem érkezett jó megoldás) ettől kis mértékben eltérő pontozást is alkalmazhat.

1) [0] Gondosan olvassuk végig a teljes mérésleírást!

A) Az álló detektor vizsgálata

2) [2] Ismerkedjünk meg a program és a spektrométerek kezelésével! Próbaképpen az álló detektor felhasználásával (koincidencia üzemmód *nélkül*) mérjük meg a forrás γ energiáit, és hasonlítsuk össze a megadott $E_1 = 312$ keV, $E_2 = 950$ keV értékekkel! Értelmezzük a látható spektrum "lapos" részeit is, ne csak a csúcsokat!

B) A mozgó detektor vizsgálata

- 3) [1] Hogyan állapíthatjuk meg, ha a mozgó detektorba közvetlenül is érkeznek fotonok a forrásból?
- 4) [3] Gondoljuk végig és *írjuk le*, milyen eredményt várunk, adott szög mellett milyen szórt γ -energiát és kb. mekkora szórási valószínűséget? (Ez hogy befolyásolja a geometriát & mérést?)
- 5) [2] Milyen mozgó detektor méretekkkel és távolsággal/okkal érdemes a mérést végezni? Van olyan paraméter ami pozitívan és negatívan is befolyásolhatja a mérést? Milyen geometriai hatásokat várunk?

C) A Compton-szórás energiafüggésének vizsgálata

- 6) [6] Mérjük meg a szórt γ -energia szögfüggését **legalább** 5 különböző szög mellett, és hasonlítsuk össze a várakozásunkkal. Ügyeljünk a kellő statisztikára, és mentsük el a végső spektrumo(ka)t.
- 7) [3] Készítsünk ábrát a **várt és mért** eredményekről! A (1) összefüggést kényelmesen ábrázolhatjuk, ha egyenesre transzformáljuk. Ehhez praktikus a bejövő és kimenő foton energiájának arányát felírni, ekkor ugyanis $\varepsilon/\varepsilon_f = 1/R$ a $(\cos \theta)$ függvényében egyenes kell legyen, ε meredekséggel:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_f} = \frac{1}{R} = 1 + \varepsilon(1 - \cos \theta) = (1 + \varepsilon) - \varepsilon(\cos \theta).$$

- 8) [2] Elemezzük a várt eredménytől való esetleges eltéréseket, és végezzünk hibaanalízist. Milyen hatások befolyásolhatják a mérést, ezekből melyik vezethet szisztematikus hibához?
- 9) [2] Figyeljük meg, hogy a szórt fotonok energiaeloszlása (a spektrumban mért csúcs alakja) hogyan változik a szög függvényében. Mi lehet ennek az oka? Hogyan befolyásolhatja ez a mérést?
- 10) [2] Egy kiválasztott szög mellett elemezzük a mozgó detektor távolságának hatását a mért szórt γ -spektrum alakjára és a beütésszámra. Mit várunk, illetve mit tapasztalunk, ha a detektort közelítjük vagy távolítjuk?

Tanácsok

- Ügyeljünk arra hogy ne keverjük össze a „csatornaszámban” és az energiában kiírt értékeket!
- Ne felejtjük el, hogy szimuláció (és a részecskék pályája) 3 dimenziós, mi azonban csak síkban tudjuk mozgatni a detektort.
- Ne ijedjünk meg, ha eltérést tapasztalunk a várt értéktől. Ilyenkor próbáljuk meg azonosítani az eltérés lehetséges okait vagy okait. Gondolatmenetünket rögzítsük a jegyzőkönyvben!
- A pontokat alapvetően a munka dokumentációja és a gondolatmenet határozza meg, nem pedig az irodalmi értékekkel való minél jobb egyezés.