



**UNIVERSITATEA POLITEHNICA DIN BUCUREŞTI  
FACULTATEA DE ȘTIINȚE APLICATE**

**Programul de studii: Inginerie Fizică**

**Aprobat decan,  
Prof. dr. Emil PETRESCU**

**PROIECT DE DIPLOMĂ  
Simulări Monte Carlo ale detectorilor de radiații  
gamma folosind pachetul GEANT4**

**ABSOLVENT,  
Iulian Florin ANDREICOVICI**

**ÎNDRUMĂTOR ȘTIINȚIFIC,  
Ş.L. Andrei Alexandru GEANTĂ**

**BUCUREŞTI, 2023**

# Cuprins

<b>Glosar</b>	<b>3</b>
<b>Introducere</b>	<b>1</b>
<b>1 Interacțiunea radiației gamma cu materia</b>	<b>4</b>
1.1 Caracteristicile radiației gamma . . . . .	4
1.1.1 Efectul fotoelectric . . . . .	5
1.1.2 Efectul Compton . . . . .	6
1.1.3 Producerea de perechi electron-pozitron . . . . .	8
1.1.4 Conversia internă și radiația X caracteristică . . . . .	9
1.1.5 Fotodezintegrarea . . . . .	10
1.1.6 Împrăștieri Coerente . . . . .	10
1.2 Interacția electronilor cu atomii . . . . .	11
1.3 Atenuarea radiațiilor gamma . . . . .	12
1.4 Legea dezintegrării radioactive . . . . .	14
1.5 Legea pătratului invers . . . . .	15
1.6 Radionuclizi emițători gamma . . . . .	15
<b>2 Detectori de radiații gamma</b>	<b>17</b>
2.1 Clasificarea detectorilor de radiații gamma . . . . .	17
2.2 Fizica detectorilor . . . . .	18
2.2.1 Detectorul scintilator NaI(Tl) . . . . .	18
2.2.2 Detectorul cu semiconductori - HPGe . . . . .	19
2.2.3 Detectori cu ionizare în gaz . . . . .	21
2.3 Lanțul spectrometric experimental . . . . .	24
2.4 Parametrii care cuantifică eficiența detectorului . . . . .	27
<b>3 Instrumente software de analiză și prelucrare a datelor din fizica nucleară</b>	<b>28</b>
3.1 Metode Monte Carlo . . . . .	28
3.2 Noțiuni de Geant4 . . . . .	31
3.2.1 Caracteristici generale . . . . .	31
3.2.2 Elementele unei simulări Geant4 . . . . .	31
3.3 Logica simulării create . . . . .	35
3.4 ROOT . . . . .	37
<b>4 Rezultate finale</b>	<b>38</b>
4.1 Rezultatele experimentale . . . . .	38
4.1.1 Determinarea activității surselor . . . . .	38
4.1.2 Interpretarea spectrelor energetice experimentale . . . . .	39
4.1.3 Determinarea rezoluției energetice . . . . .	43
4.2 Rezultatele simulării în Geant4 . . . . .	45
4.2.1 Reproducerea și analiza spectrelor în Geant4 . . . . .	45
4.2.2 Determinarea eficacității reale și a PTR-ului . . . . .	47
4.2.3 Identificarea unei surse necunoscute . . . . .	49
4.2.4 Determinarea eficacităților relative în cazul unui detector HPGe . . . . .	51
4.3 Calculul abaterilor standard . . . . .	54
<b>Bibliografie</b>	<b>57</b>

## Glosar

**împrăștiere inelastica** o ”ciocnire” între două particule și care decurge cu schimbarea energiei cinetice a particulelor implicate în procesul de interacțiune. [6](#)

**împrăștierea Compton** este ciocnirea inelastica a unui foton cu un electron liber, decurgând prin transfer de energie către electron. [4](#)

**Ajustarea fină** din engleză FINE GAIN, având un range între 0.5 și 1.5 - este un parametru de ajustare mai precisă/fină a amplificării semnalului. [25](#)

**Ajustarea grosieră** din engleză COARSE GAIN, având un range între 5 și 1K - este un parametru reglabil din amplificator pentru ajustarea grosieră a nivelului de amplificare. [25](#)

**anihilarea** evenimentul de interacție între o particulă și antiparticula ei din care rezultă o cantitate de energie echivalentă cu energie egală cu energia de repaus a sistemului. [9](#)

**BC** banda de conducție este acea bandă unde se află electronii liberi ejectați din banda de valență ca urmare a evenimentelor de ionizare. [18](#)

**boson** particulă care se supune statisticii Bose Einstein, având spinul întreg - în cazul de față este vorba de foton. [8](#)

**BV** banda de valență este analoagă orbitalului de valență, fiind locul în care se află electronii de valență ai atomului. [18](#)

**CAD** Convertorul Analog-Digital reprezintă dispozitivul care digitizează un semnal analogic pentru a fi reprezentat pe calculator. [26](#)

**Calibrarea energetică** stabilirea unei relații de legătură între scara canalelor și scara energiilor - pentru a gestiona corect energiile. [40](#)

**caracter dual** reprezintă natura cuantică a particulelor care se comportă atât corpuscular cât și onulatoriu. [4](#)

**cation** ion cu sarcină pozitivă, având un deficit de electroni - mai puțini electroni în înceliș decât protoni în nucleu. [7](#)

**coeficientul liniar de atenuare** este o mărime de material ce caracterizează indirect capacitatea de absorbție pe unitatea de lungime într-un material. [13](#)

**configurația** reprezintă o stare particulară a unui sistem cuantic, caracterizată de anumite proprietăți. [5](#)

**conversie internă** este un proces în competiție cu dezintegrarea gamma - constă în expulzarea unui electron din înceliș ca urmare a interacției cu nucleul excitat (proces neradiativ). [40](#)

**cristal scintilator** substanță anorganică care emite fotoni ca urmare a expunerii sale la radiații ionizante - sau care manifestă luminescență, cum este în cazul NaI(Tl). [5](#)

**densitatea volumică** este numărul de atomi pe unitatea de volum dintr-un material. [13](#)

**dezintegrare gamma** tranziția radiativă a unui nucleu dintr-o stare excitată pe starea fundamentală. [4](#)

**dinodă** electrod din tubul PMT unde are loc multiplicarea numerică a electronilor sub forma unei emisii secundare. [25](#)

---

**Efectul Fotoelectric** expulzarea unui electron dintr-un orbital prin absorbtia completa a unui foton cu energia mai mare decat energia de legatură. [4](#)

**electron de recul** acel electron rezultat dintr-o imprăștiere Compton - poate fi chiar un electron relativist. [7](#)

**electroni Auger** sunt electronii rezultați din generarea efectului fotoelectric de către fotonii de radiație X caracteristică, emiși din tranzițiile altor electroni din înveliș. [9](#)

**electronii primari** sunt electronii rezultați din evenimentele principale de ionizare, cauzate de fotonii incidenti. [16](#)

**Electronul periferic** sau electronul de valență - este electronul de pe ultimul nivel al învelișului atomic. [6](#)

**emisie secundară** fenomenul de emisie a unor electroni ca urmare a interacției lor repulsive cu alți electroni liberi care au energia cinetică mai mare decât energia de legatură. [25](#)

**energia fotonului** este produsul dintre impulsul fotonului și viteza lui de propagare în vid c - se poate calcula ca produsul dintre constanta lui Planck h și frecvență. [5](#)

**energia de legatură a electronului** echivalează cu energia minimă care trebuie furnizată electronului pentru a evada din orbitalul atomic. [5](#)

**eV** electron-Volt este o unitate de măsură pentru energie - definită drept energia cinetică câștigată de un electron accelerat la o diferență de potențial de 1V, între plăcile unui condensator. Multiplii frecvență întâlniți în fizica energiilor joase sunt keV și MeV. [4](#)

**evenimente de ionizare** procesele în decursul cărora radiația gamma generează ioni ca urmare a producerii celor 3 efecte principale de interacție cu electronii atomici. [18](#)

**Factorul de câștig** sau "gain factor", reprezintă raportul dintre amplitudinea de ieșire și respectiv cea de intrare, fiind o caracteristică atât a preamplificatorului cât și a amplificatorului. Practic este o măsură a eficienței de amplificare a semnalului electric. [26](#)

**FEPE** Full Energy Peak Efficiency (Eficacitatea Vârfului de Energie Completă)- numărul de fotoni detectați din numărul fotonilor de același fel emiși de sursă. [47](#)

**forța electromagnetică** este forța care se manifestă între particulele cu sarcină electrică și este mediată de fotoni virtuali. [4](#)

**Fotonii** bosoni de spin 1 și fără sarcină electrică - fotonii virtuali mediază interacțiile electromagnetice. [4](#)

**FWHM** "Full width at half maximum" sau lărgimea la jumătate din înălțimea unui peak. [43](#)

**Golul electronic** locul liber rămas într-un orbital ca urmare a ejectionii unui electron prin diverse procese. [6](#)

**ionizare** constă într-un proces prin care atomii câștigă sau pierd electroni din înveliș, devenind ioni încărcăți. În contextul radiațiilor ionizante se referă la smulgerea electronilor din înveliș. [5](#)

**mecanismul luminescenței** succesiunea tuturor proceselor care amorsează emisarea unor scintilații din cristalul activ al detectorului, ca urmare a excitării induse de către radiația incidentă. [18](#)

**natură stochastică** se referă la caracterul statistic al proceselor cuantice de interacție, implicate în absorbția radiației gamma de către materie. [4](#)

---

**nivele energetice** acestea sunt modele simplificate ale orbitalilor electronici. 18

**nivele intermediare** acei orbitali creați între BV și BC a cristalului de NaI, corespunzând nivelelor energetice ale atomilor de Tl - centrii activatori. 18

**numărul atomic** notat cu Z, reprezintă numărul de protoni din nucleu atomic și în același timp numărul de electroni din învelișul unui atom neutru. 6

**pereche** ansamblu de două particule, de regulă un lepton (ex: electronul) și antiparticula lui (ex: pozitronul). 8

**PTR** sau Peak-to-Total Ratio - raportul dintre numărul înregistrărilor dintr-un peak și numărul înregistrărilor din tot spectrul energetic. 48

**radiativ** se referă la un proces de emisie a unor fotoni. 5

**radiație X** constă din fotoni emiși la nivelul învelișului electronic, ca urmare a unordezexcitații electro-nice. 6

**radionuclid** nucleu care posedă un exces energetic și este instabil. 9

**Rezoluția energetică** capacitatea detectorului de a discrimina două peak-uri de energii apropriate. 43

**scara energetică** se reprezintă pe axa Ox și reunește energiile asociate fiecărui eveniment înregistrat. 38

**scintilare** este o formă de luminescență care constă în emisia unor fotoni de joasă energie dintr-un material care a fost expus la radiații ionizante. 18

**secțiune eficace** mărime geometrică ce caracterizează statistic probabilitatea ca o interacțiune să aibă loc între particule care se întâlnesc într-o zonă din spațiu. 12

**serie primară de ionizări** totalitatea evenimentelor de ionizare induse de către fotonii gamma prin interacțiuni cu atomii din detector. 18

**slab legături** termenul se referă la electronii de valență - fiind chiar electronii cu cea mai mică energie de legătură. 7

**spectrometrie gamma** tehnică de măsurare a spectrelor gamma. 5

**spectroscopie gamma** tehnică de interpretare a efectelor din spectrele gamma. 5

**Spectrul energetic** reprezintă distribuția frecvențelor de numărare a evenimentelor, grupate în funcție de energiile lor. 38

**starea fundamentală** reprezintă starea de cea mai joasă energie a unui sistem. 4

**stare stabilă** este practic starea fundamentală a unui sistem fizic. 4

**stare excitată** o stare de energie superioară stării fundamentale și instabilă. 4

**Timpul de modelare** sau "SHAPING TIME", având un răspuns între 0.5 și 10  $\mu s$  - este timpul necesar amplificatorului să modeleze forma finală a semnalului. 26

**transmutație** proces de transformare a unui nucleu într-un alt nucleu, prin schimbarea numărului atomic. 4

**transmutație nucleară** proces care implică transformarea unui nucleu într-un alt nucleu ca urmare a unor procese nucleare. 10

**tranzitie izomerică** saltul între două stări nucleare izomere - adică între stări nucleare cu diverse grade de excitare ale nucleonilor compoziției. 4

**tranzitii electronice** salturi ale electronilor între două nivele energetice. Se manifestă atunci când electronii absorb (excitare) sau emit (dezexcitare) energie sub formă de fotoni. 6

## **Introducere**

Manipularea surselor puternice de radiații ionizante implică adesea riscuri majore asupra sănătății umane și a mediului înconjurător. Inclusiv efectuarea unor experimente simple poate avea impact negativ de lungă durată dacă sursele de radiații sunt manipulate necorespunzător. Aceasta este și motivul pentru care se caută un mod alternativ de investigare a fenomenelor nucleare, în condiții mai sigure și ușor de manipulat. Unul dintre aceste moduri optează pentru crearea de simulări destinate unor estimări riguroase privind riscurile asociate cu expunerea la diverse doze de radiații. Simularea este opțiunea forte și atunci când vine vorba de efectuarea unui experiment costisitor, ale cărui etape necesită cunoașterea unor detaliilor despre comportamentul sistemelor folosite. Aceasta este abordarea care face rostul lucrării de față. Crearea proiectului a necesitat dobândirea unor cunoștințe rudimentare de programare și fizică pentru a simula și evalua răspunsul unui detector scintilator NaI(Tl) și a unuia de tip HPGe. Prin rezultatele simulării înțeleg reproduserea spectrelor energetice măsurate cu un detector real dar într-un mediu virtual ușor de controlat și analizat. Modelul virtual se impune doar ca o replică a detectorului experimental, departe de a fi copia sa ideală. Cele mai importante aspecte ale lucrării nu vizează doar simularea în sine ci și interpretarea succintă a fenomenelor de interacțiune între radiațiile gamma și atomii unui material detector. Pasiunea pentru studiul efectelor radiațiilor ionizante rămâne un factor decisiv privind alegerea subiectului tratat. Activitatea mea de cercetare a presupus atât programarea aplicației cât și interpretarea fizică a rezultatelor experimentale, prin argumentarea solidă a ideilor. Din acest cadrul nu lipsește nici partea experimentală de laborator. Subliniez că am desfășurat experimentul în cadrul proiectului de la disciplina „Tehnici Nucleare”.

Un aspect pozitiv al simulărilor Monte Carlo rezidă în posibilitatea de a projecța și optimiza eficient un detector, fără a construi fizic acel detector. Simulând interacțiunea între radiații și o anumită configurație se preconizează o serie de rezultate experimentale posibile, adaptând convenabil condițiile de desfășurare a experimentului. Analiza și reproducerea multor fenomene din fizica energiilor joase sau înalte implică utilizarea platformei Geant4. În calitate de suită software bazată pe limbajul C++, Geant4 oferă o modalitate eficientă și precisă de a modela interacțiunile particulelor cu alte materiale, permitând investigarea în amănunt a impactului pe care radiațiile îl au asupra unor structuri. Proprietățile materialelor și efectele radiațiilor sunt investigate într-un mod care ar fi dificil sau chiar imposibil de realizat în condiții de laborator. Geant4 reproduce în amănunt răspunsul unui detector fără a mai efectua experimentul de laborator care presupune de multe ori montarea a numeroase aparate laborioase sau irosirea resurselor tehnice disponibile. Experimentul fizic are rol de validare a predicțiilor din Geant4.

Lucrarea urmărește măsurarea și reproducerea cât mai detaliată a spectrelor energetice specifice unor radionuclizi emițători gamma. Pe scurt: simularea răspunsului detectorului NaI(Tl) din laboratorul LaMAR și explicarea fenomenelor de interacție reperate. Pentru îndeplinirea acestui obiectiv a fost necesar atât suportul experimental cât și ajustarea constantă a codului de simulare. A doua parte se axează pe implementarea și simularea unui detector de tip HPGe. În Geant4 am făcut o serie de predicții legate de geometria acestui detector - prin obținerea curbei de variație a eficacităților relative. Am comparat mai multe curbe de eficacitate relativă în cazul a 4 înălțimi diferite ale detectorului simulat.

## **Obiectivele proiectului de licență**

1. Evidențierea, explicarea și înțelegerea fizicii implicate în studiul interacțiunilor radiației gamma cu materia.
2. Explicarea modului în care detectorii generează semnale (modurile lor de funcționare), pe baza fenomenelor de interacție cu radiația gamma.
3. Configurarea și documentarea funcționării aparatelor din lanțul spectrometric caracteristic unui detector scintilator din LaMAR. Efectuarea experimentului de laborator.

- 
4. Simularea în Geant4 a unui scintilator NaI(Tl) cât și a unui detector HPGe - prin definirea geometriei, sursei și a proceselor fizice implicate.
  5. Calibrarea și interpretarea spectrelor experimentale - explicarea modului în care se obțin peak-urile și determinarea funcțiilor de variație a rezoluțiilor energetice.
  6. Determinarea PTR-ului și a eficacității relative. Reprezentarea variațiilor eficacităților simulate ca funcții de energie - pentru un detector HPGe.
  7. Compararea spectrelor experimentale cu cele obținute din simularea în Geant4 și identificarea diferențelor.

### **Structura proiectului de licență**

Conținutul lucrării de licență se desfășoară în cadrul a patru capitole principale. Scopul lor este de a lămuri fizica aflată la baza funcționării detectorilor cât și rezultatele din Geant4.

Primul capitol intitulat „*Interacțiunea radiației gamma cu materia*” - pune bazele fundamentelor esențiale pentru a înțelege natura interacțiunilor principale dintre fotonii gamma și electronii atomilor din materialul detector. Accentul pică asupra celor mai relevante fenomene: efectul Compton, producerea de perechi și efectul fotoelectric. În decursul acestui capitol sunt prezentate concepte fundamentale, precum natura dezintegrărilor gamma, atenuarea radiațiilor gamma, legea dezintegrării radioactive și logica schemelor de dezintegrare a radionuclizilor - aspecte pur teoretice.

Al doilea capitol numit „*Detectori de radiații gamma*” include o clasificare succintă a detectorilor de radiații gamma, cu specificarea particularităților constructive ale fiecărei clase. În acest capitol sunt dezbatute informații legate de modul în care funcționează principalii detectori de radiații gamma și anume: detectorul scintilator NaI(Tl), detectorul cu semiconductor HPGe și detectorii cu ionizare în gaz. Aceste secțiuni conțin explicații detaliate despre cum fotonii ajung să amorseze un semnal în detector, pe baza modurilor lor de interacțiune cu materialul detector. Sunt menționate unele caracteristici tehnice legate de funcționarea fiecărui tip de detector. Ultima parte din capitol urmărește elucidare lanțului spectrometric al scintilatorului NaI(Tl) din laboratorul LaMAR. Aici se detaliază rolurile fiecărui aparat din sistem: tubul fotomultiplicator, preamplificatorul, amplificatorul și analizorul MCA.

Al treilea capitol se intitulează „*Instrumente software de analiză și prelucrare a datelor din fizica nucleară*” și începe cu prezentarea detaliilor comune specifice simulărilor Monte-Carlo, precum logica sau aplicabilitatea acestor modele. Într-o formă condensată sunt enunțate detalii legate de structura logică a claselor, respectiv a obiectelor din spatele unei simulări în Geant4. Scopul este de a clarifica în amănunt etapele simulării, fiind mai mult o familiarizare cu logica programului. Pe scurt se descrie logica fiecărui fișier, prezentând o serie de informații (mai mult sub forma unor analogii între experiment și simulare). La final câteva cuvinte despre ROOT - ca sistem de stocare și reprezentare a datelor.

Al patrulea capitol și cel important se numește „*Rezultate finale*” - această secțiune începe cu detalierea rezultatelor obținute experimental, mai exact; determinarea activității surselor, reprezentarea spectrelor experimentale, explicarea originii fiecărui peak și aflarea rezoluției energetice pentru aceste peak-uri. Se calculează rezoluțiile energetice în funcție de energiile peak-urilor, făcând o comparație între variațiile rezoluțiilor în cadrul a doi timpi diferenți de modelare (reglați din amplificator). În partea rezultatelor din Geant4, se reprezintă spectrele celor două surse de  $^{137}\text{Cs}$  și  $^{60}\text{Co}$ , reproduse prin implementarea funcției experimentale de variație a rezoluției în programul de simulare. Aici se compară spectrele simulate cu cele experimentale - pentru un număr comun de înregistrări. Sunt evidențiate diferențele și asemănările. O altă sarcină a fost identificarea unei surse necunoscute - atât experimental, prin raportarea la un standard de calibrare cunoscut, cât și prin compararea cu spectrul simulat.

Ultima sarcină implică determinarea eficacităților relative în cazul spectrului unei surse de  $^{152}\text{Eu}$ . Simularea a fost adaptată încât să includă un detector sub formă de cristal cilindric din Ge. Pe baza datelor obținute din Geant4 am reprezentat curbele eficacităților relative în funcție de energiile câtorva peak-uri

---

alese, atât în cazul experimental cât și pe baza datelor simulate - pentru a determina dimensiunile detecto-  
rului real în Geant4. Am reprezentat modurile în care variază eficacitățile relative pentru mai multe  
înălțimi ale detectorului - strict pe baza simulării.

„Codurile” sunt accesibile într-un fișier postat pe Google Drive, unde se află toate datele proiec-  
tului. Limbajul MATLAB a fost utilizat atât în reprezentarea grafică a datelor experimentale cât și a  
rezultatelor din simulare (spectrele simulate). Datele obținute în Geant4 sunt exportate în fișiere text fo-  
losind ROOT. Tot pe Google Drive se găsesc fișierele sursă/antet ale codului de simulare Geant4. Codul  
simulării este adaptat la o configurație experimentală rudimentară, având ca modele anumite exemple  
deja implementate în baza Geant4. Secțiunea Anexe a fost astfel înlocuită cu un director care cuprinde  
toate pachetele (pe Google Drive) [6].

„Glosarul” are rolul unui dicționar explicativ, menit să clarifice în detaliu anumiți termeni mai  
mult din nomenclatura ingineriei și a fizicii nucleare. Acest dicționar cuprinde inclusiv paginile la care  
se găsesc termenii în cauză. Definițiile multora sunt incluse și în conținutul lucrării.

„Bibliografia” lucrării listează totalitatea surselor consultate în redactarea lucrării de licență - mare  
parte dintre ele fiind site-uri web și articole de unde au fost preluate imagini, coduri și informații, cu  
respectarea drepturilor de autor. Aceste referințe sunt sortate alfabetic, având numele autorilor, titlurile,  
link-urile și datele la care au fost accesate ultima oară. Fiecare referință este specificată în conținutul  
capitolelor.

*Observație:* Utilizarea și configurarea adecvată a unor experimente serioase în Geant4 necesită cunoștințe  
foarte avansate de programare, fizică și inginerie. Această lucrare nu se dorește a fi un curs de programare  
în Geant4. Tema conturează un model care include aspecte generale despre ceea ce presupune simularea  
unui detector în Geant4. Este o lucrare de fizică iar programarea trebuie tratată strict ca instrument necesar  
înțelegerei fenomenelor implicate în detectarea fotonilor gamma. Geant4 are speranța de a oferi un mijloc  
pentru validarea și aprofundarea unor modele teoretice și practice. Printr-un mod inovativ de a concepe  
experimente și acoperind o gamă largă de particule și procese fizice, Geant4 devine un laborator virtual  
autentic. Familiarizarea cu acest instrument mi-a ocupat inclusiv o bună parte din stadiul de practică.  
Sunt la începutul domeniului și am speranță de a oferi cărăuș o vagă idee privind utilitatea simulărilor în  
cercetare.

# Interacțiunea radiației gamma cu materia

## 1.1 Caracteristicile radiației gamma

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [30, 9, 31, 32, 47, 88, 55, 108].

Atunci când un nucleu atomic se află într-o **stare excitată**, fie ca rezultat al unor forme de **transmutație** sau ca urmare a participării la reacții nucleare, acesta va tinde spontan să ajungă într-o **stare stabilă** și de energie mai redusă. De regulă stările nucleare excitate sunt generate prin dezintegrările alfa și beta suferite de un radionuclid părinte. Procesul prin care se poate produce relaxarea energetică a unui nucleu excitat implică eliberarea energiei lui excedentare sub formă unor fotoni radiați în spațiu. Acest tip de transformare se numește **dezintegrare gamma**, și are loc fără modificarea efectivă a compoziției nucleului părinte. **Fotonii** proveniți dintr-un proces de „dezexcitare nucleară gamma” se încadrează într-un interval energetic de la câțiva zeci de keV până la câțiva zeci de MeV. Asemenea energii corespund nivalelor tipice de energie ale nucleonilor din compoziția radionuclizilor emițători gamma. Întrucât radiația gamma poartă excesul energetic enorm al nucleului, ea posedă cea mai înaltă frecvență ( $>3 \cdot 10^{19}$  Hz) din întregul spectru electromagnetic - practic este radiația electromagnetică cea mai penetrantă. Deși radiația gamma are un **caracter dual**, natura ei corpusculară este cu mult mai relevantă în studiul proceselor din aria fizicii nucleare [30].

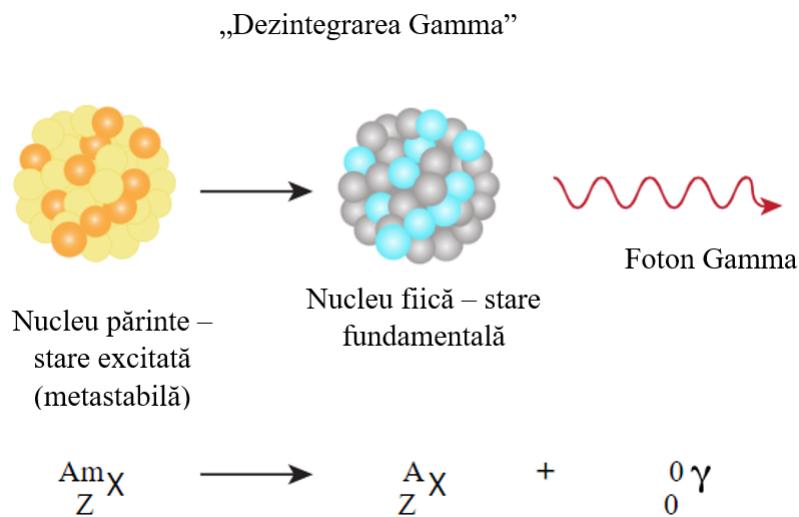


Figura 1.1: Dezintegrarea gamma privită ca **tranzitie izomerica** a nucleului de pe o stare energetică excitată pe starea fundamentală [88].

Procesele de interacțiune ale fotonilor gamma cu atomii unei substanțe sunt de **natură stochastică**, fiind mediate de **forța electromagnetică**. În acest sens, fiecare tip de interacțiune are o probabilitate asociată care depinde de energia fotonului, compoziția atomică a substanței și alte caracteristici care influențează comportamentul particulelor. Deși există diverse moduri posibile prin care pot debuta interacțiunile fotonilor gamma cu atomii substanței, cele mai relevante în majoritatea cazurilor sunt:

1. **Efectul Fotoelectric** - la energii mici, de până la 200-300 keV.
2. **Împrăștierea Compton** - la energii medii de la 300 keV și până la câțiva MeV.
3. **Producerea de perechi electron-pozitron** - la energii înalte, de peste 1.022 MeV.

Probabilitățile de producere a efectelor menționate anterior pot fi determinate experimental sau teoretic - înțelegerea și cuantificarea acestora sunt necesare în privința detectării radiațiilor gamma pe baza semnalelor formate în detectori. Excedentul de energie care derivă din nucleul excitat este transferat **radiativ** către electronii atomilor dintr-un material țintă. Ca atare și **configurația electronică** a învelișului atomic va fi modificată prin diverse evenimente de ionizare induse de fotonii gamma. Cele trei procese de interacțiu reprezintă mecanismele principale de **ionizare** - prin intermediul lor putem detecta indirect radiațiile gamma, analizând fluxul de electroni. Printre factorii care influențează probabilitatea ca un foton să sufere o interacțiu specifică cu materia se numără inclusiv energia fotonului și proprietățile atomilor care formează materialul, multe dintre ele fiind în mare măsură determinate de numărul atomic  $Z$  care oferă numărul electronilor din învelișul atomic [47]. Conceptul numit secțiune eficace exprimă geometric probabilitatea de interacțiu a fotonilor gamma cu atomii, printr-un anumit efect.

Abordarea practică în obținerea unei măsurători cantitative a spectrelor de radiații gamma este numită **spectrometrie gamma** în timp de abordarea teoretică se dedică mai mult analizei interacțiunilor dintre materie și fotonii gamma, aceasta fiind numită **spectroscopie gamma**. Detectarea energiilor fotonilor gamma este posibilă folosind un detector cu **cristal scintilator**, cum este în cazul lucrării de față. Obiectivul meu central constă în modelarea printr-o simulare Monte Carlo a răspunsului unui detector NaI(Tl), respectiv a unui detector HPGe - pentru reproducerea spectrelor energetice pe baza efectelor de interacție a fotonilor gamma [31, 32]. Lucrarea aparține mai mult domeniului spectroscopiei gamma, prin interpretarea succintă a fenomenelor reperate. Descrierea efectelor de interacțiu a radiației gamma cu atomii este prioritată pentru înțelegerea modului în care se formează un semnal la nivelul detectorului expus radiațiilor.

### 1.1.1 Efectul fotoelectric

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [76, 17, 86, 107].

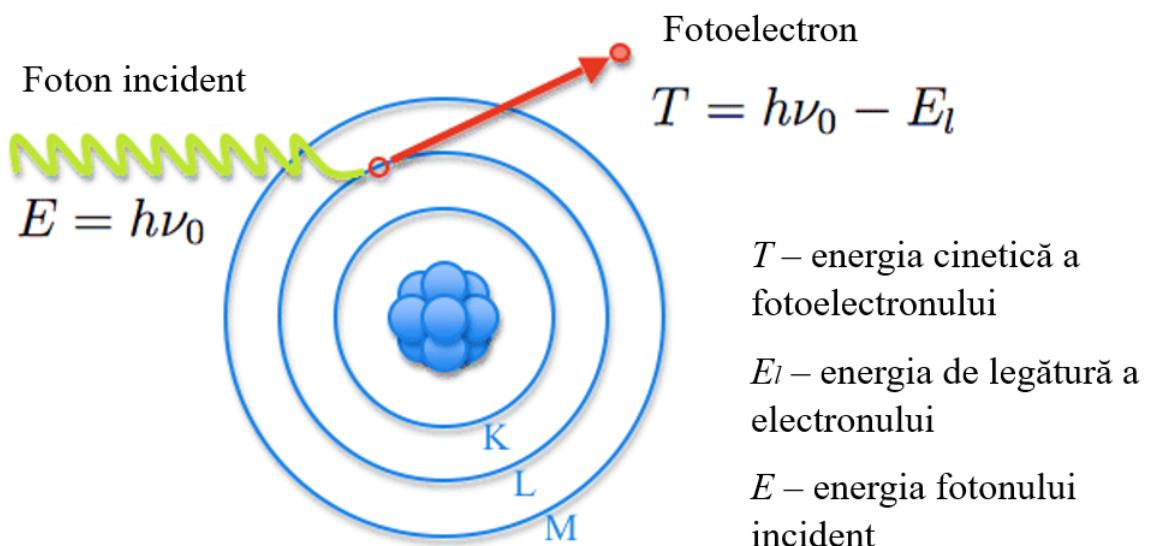


Figura 1.2: Generarea efectului fotoelectric în pătura L [76, 98].

Constă în expulzarea unui electron dintr-un orbital al învelișului electronic ca urmare a interacțiunii acestuia cu un foton incident - Figura 1.2. Dacă fotonul are energie mai mare decât o valoare de prag care este **energia de legătură a electronului** din atom, acesta va fi absorbit complet de către electron. Ceea ce rezultă ulterior este un electron liber numit fotoelectron care provine dintr-un atom aflat în interiorul materialului. Energia cinetică a fotoelectronului ejectat va fi diferența dintre **energia fotonului** incident și

energia de legătură a electronului ţintă. Efectul fotoelectric domină frecvent în intervalul energiilor joase, de până la cel mult 200-300 keV. În cazul razelor gamma cu energii considerabil mai mari decât energia de legătură a electronului, fotoelectronul ejectat transportă cea mai mare parte a energiei fotonului incident sub formă de energie cinetică - aşa cum reiese din formula 1.1.

$$E_{\text{fotoelectron}} = E_{\text{foton}} - E_{\text{leg}} \quad (1.1)$$

Atunci când un foton interacționează cu un atom, transferul complet al energiei sale către un electron urmat de ejectiona lui ca fotoelectron este mai probabil să aibă loc atunci când energia fotonului este comparabilă cu energia de legătură a electronului din pătura respectivă. Datorită faptului că energia de legătură a electronilor din pătura L este mai mică decât cea a electronilor din pătura K, fotonii cu energii mai mari sunt mai susceptibili să interacționeze cu electronii din pătura K. Dacă un electron de pe păturile interioare este expulzat prin efect fotoelectric, redistribuirea celorlalți electroni din înveliș va fi însorită de emisia unor fotoni de **radiație X** ca urmare a unor **tranziții electronice radiative**. **Golul electronic rămas** în pătura interioară este ocupat astfel de către un electron de pe o pătură superioară. La finalul redistribuirii electronilor din învelișul electronic, atomul va avea cu un electron în minus. Secțiunea eficace asociată producției efectului fotoelectric are expresia 1.2.

$$\sigma_f = ct \cdot \frac{Z^n}{E_f^{3.5}} \quad (1.2)$$

Legendă: Z este **numărul atomic**, n - un exponent care variază între 4 și 5, ct o constantă iar  $E_f$  - energia fotonului incident. Pe baza formulei 1.2 efectul fotoelectric este mai probabil la energii scăzute ale fotonilor sau pentru atomii absorbanți cu Z mare, cum ar fi Iodul din cristalul de NaI [76].

### 1.1.2 Efectul Compton

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [17, 12, 105, 107, 57].

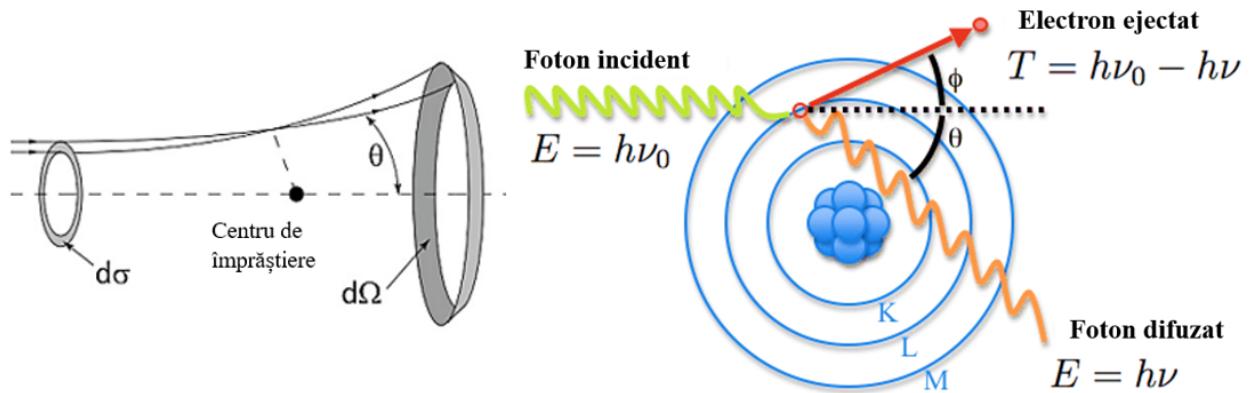


Figura 1.3: **Electronul periferic** împrăștie fotonul  $\gamma$  incident. Alături este secțiunea eficace diferențială [57, 100].

Este un tip de **împrăștiere inelastică** a unui foton de către un electron liber sau slab legat, situat adesea în orbitalul de valență al unui atom - Figura 1.3. Fotonul este deviat sub un anumit unghi de împrăștiere și partajează o fracțiune din energia sa electronului ţintă. Energia transferată de foton electronului va fi cu atât mai mare cu cât unghiul sub care are loc împrăștierea este semnificativ mai mare.

Energia transferată electronului ţintă poate varia de la zero la o fracțiune mare din energia fotonului incident, toate unghiurile de împrăștiere fiind posibile. Scăderea impulsului și deci a energiei fotonului împrăștiat se traduce într-o scădere a frecvenței și o creștere a lungimii de undă comparativ cu cea a fotonului incident. Efectul Compton are loc frecvent într-un interval energetic mediu de la 300 keV până la aproximativ 3-4 MeV. Fotonii gamma pot furniza suficientă energie electronilor periferici slab legați astfel încât ei să fie smulși din orbitalul de valență. Rezultă un **cation** și respectiv un **electron de recul liber**. Energia  $E_f$  fotonului împrăștiat sub un unghi  $\theta$  va depinde de energia inițială a fotonului incident  $E_i$  cât și de energia de repaus a electronului  $m_0c^2$ , conform formulei 1.3.

$$E_f = \frac{E_i}{1 + \frac{E_i}{m_0c^2} \cdot (1 - \cos(\theta))} \quad (1.3)$$

Fotonul incident trebuie să-i transfere electronului de valență o cantitate de energie mai mare decât energia lui de legătură, astfel încât el să fie ejectat ca electron de recul liber. Dacă fotonul incident de energie  $E_i$  va interacționa cu un electron periferic având energia de legătură  $E_{leg}$ , atunci unghiul de împrăștiere  $\theta_m$  sub care trebuie deviat fotonul astfel încât electronul implicit să fie smuls efectiv din înveliș va respecta condiția 1.4.

$$\theta_m > \arccos \left( 1 - \frac{E_{leg} \cdot m_0 c^2}{E_i^2 - E_i \cdot E_{leg}} \right) \quad (1.4)$$

Formula Klein-Nishina oferă o aproximație la secțiunea eficace diferențială pentru împrăștierea fotonilor pe un electron liber, fiind valabilă în special la energii mari;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \cdot r_e^2 \cdot \left( \frac{\lambda}{\lambda'} \right)^2 \cdot \left[ \frac{\lambda}{\lambda'} + \frac{\lambda'}{\lambda} - \sin^2(\theta) \right] \quad (1.5)$$

Legendă:  $r_e$  este raza clasiceă a electronului - aproximativ  $2.8 \cdot 10^{-13}$  cm și  $\theta$  unghiul de împrăștiere al fotonului iar  $\lambda, \lambda'$  - lungimile de undă înainte și după împrăștiere. Formula 1.5 indică secțiunea eficace  $d\sigma$  de împrăștiere în unghi solid  $d\Omega$ , la un unghi  $\theta$  față de direcția de mișcare - Figura 1.3 [105].

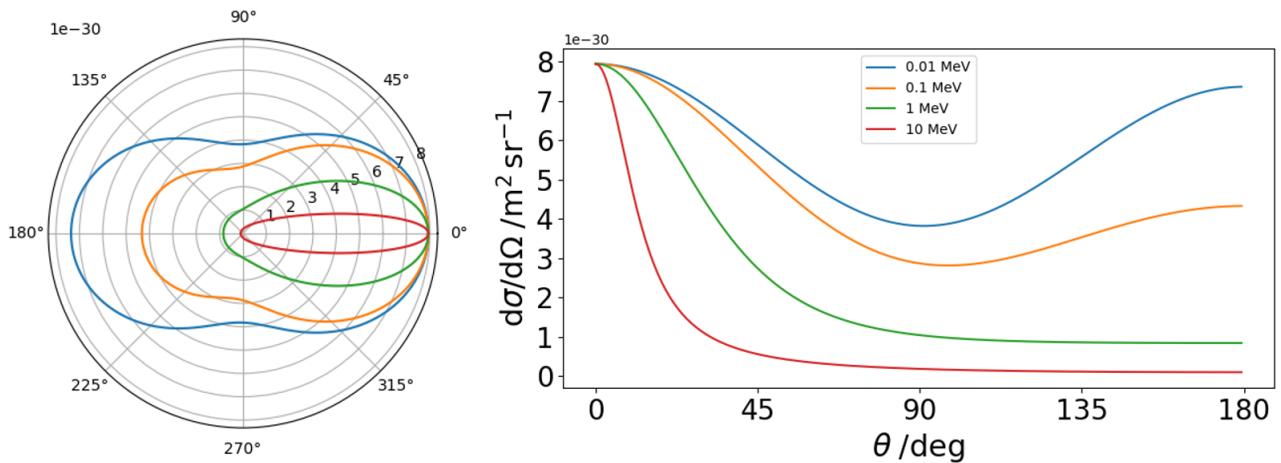


Figura 1.4: Dependența unghiulară a secțiunii eficace diferențiale în raport cu energia fotonului [105].

Probabilitatea împrăștierii Compton este influențată de mai mulți factori, inclusiv unghiul de împrăștiere și energia fotonului incident. Mai mult, conform formulei Klein-Nishina 1.5, cu cât este mai mare energia fotonului incident cu atât există o probabilitate mai semnificativă ca el să fie împrăștiat sub unghiuri mici,

transferându-i astfel o mare cantitate de energie electronului de recul sub formă de energie cinetică. Însă la energii mici asociate fotonului, el va fi împrăștiat la fel de probabil atât sub unghiuri mai mari cât și sub unghiuri mai mici.

### 1.1.3 Producerea de perechi electron-pozitron

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [79, 17, 74, 101]

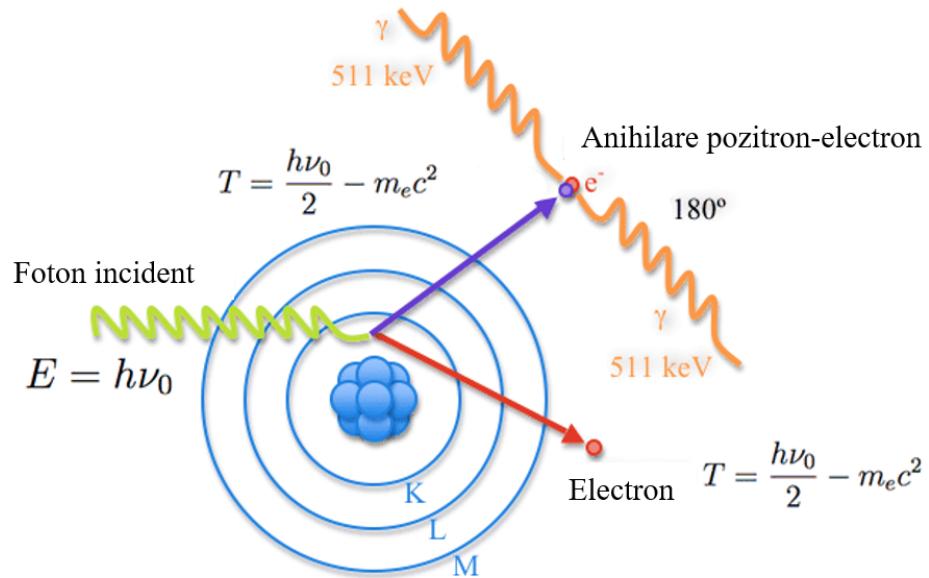


Figura 1.5: Producerea de perechi electron-pozitron dintr-un foton este un fenomen care implică interacția între câmpul electric nuclear și cel al fotonului incident [101].

Generarea perechilor este un efect relativist bazat pe conversia energiei în particule materiale. Implică crearea unei particule subatomice cât și a antiparticulei asociată acesteia dintr-un **boson** - fotonul în situația din Figura 1.5. În general se referă la generarea unei perechi electron-pozitron de către un foton aflat în proximitatea unui nucleu atomic, atunci când acesta are o energie de cel puțin dublul energiei de repaus a electronului ( $2E_0 = 1.022 \text{ MeV}$ ) și sunt respectate legile de conservare ale energiei și impulsului. Diferența dintre energia fotonului incident și dublul energiei de repaus a electronului este furnizată ca energie cinetică atât pozitronului cât și electronului pereche. O mică parte din energie este receptată de către nucleul de recul ca energie cinetică. Datorită necesității de conservare a impulsului, procesul de transformare a fotonului într-o **pereche** trebuie să aibă loc în câmpul electric al unui nucleu atomic. Prin urmare, generarea de perechi în spațiul liber nu poate avea loc de la sine însă se poate produce și în câmpul electric al electronilor, cu conservarea impulsului [74]. Este un efect dominant la energii înalte, de peste 1.022 MeV. Efectul invers este cel de anihilare a unui electron cu un pozitron - din această interacție vor rezulta doi fotoni, fiecare având energie de  $E_0 = 511 \text{ keV}$ . Secțiunea eficace a producerii de perechi este de forma 1.6 [74].

$$\sigma_p = \alpha \cdot r_e^2 \cdot Z^2 \cdot F(E, Z) \propto Z^2 \quad (1.6)$$

Legendă:  $r_e$  este raza clasică a electronului iar  $\alpha$  constanta structurii fine. Secțiunea eficace  $\sigma_p$  crește proporțional cu pătratul numărului atomic  $Z$  cât și cu energia  $E$  a fotonului. În cadrul procesului de producere a perechilor electron-pozitron, întreaga energie a fotonului  $E_f$  este convertită în materie;

$$E_f = E_{e^+} + E_{e^-} + K_{e^+} + K_{e^-} \quad (1.7)$$

Electronul  $e^-$  din pereche capătă suficientă energie cinetică  $K_{e^-}$  astfel încât să interacționeze prin ciocniri cu alți electroni din învelișul atomic - asemenea evenimente pot conduce inclusiv la ionizări succesive ale mai multor atomi. Pozitronul  $e^+$  va interacționa eventual cu un alt electron dintr-un orbital atomic, provocând **anihilarea** lui într-un proces din care rezultă doi fotoni cu energii de ordinul a 511 keV - atomul poate fi astfel ionizat prin procesul de anihilare electron-pozitron.

### 1.1.4 Conversia internă și radiația X caracteristică

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [47, 107].

Conversia internă se manifestă atunci când un **radionuclid** suferă odezexcitare nucleară neradiativă și interacționează direct cu un electron din straturile interioare ale învelișului, transferându-i excesul de energie prin câmp electromagnetic - Figura 1.6. Astfel nu se mai emite un foton gamma, ci un electron de conversie internă. Nucleul excitat poate interacționa electromagnetic cu un electron din pătura K sau L iar electronul este expulzat și induce la rândul lui ionizări secundare prin dislocarea altor electroni ca urmare a interacțiilor electromagnetice repulsive. Schimbarea configurației învelișului electronic va debuta cu rearanjarea electronilor care tind să ocupe golul rămas ca urmare a ejetării electronului prin conversie internă - acești electroni produc radiații X caracteristice prin tranziții radiative successive - Figura 1.6. Efectul este mai pronunțat în cazul elementelor cu  $Z$  mare. Ca urmare a tranzițiilor radiative a electronilor, radiația X caracteristică poate interacționa eventual cu un electron de pe o pătură superioară, conducând la ejetarea lui prin efect fotoelectric. Prin acest mecanism, redistribuirea electronilor din învelișul atomic și ocuparea golului dintr-un orbital interior conduce adesea la formarea unui alt gol electronic într-un orbital exterior. Electronii ejetăți astfel se numesc **electroni Auger** și pot induce la rândul lor alte ionizări [107].

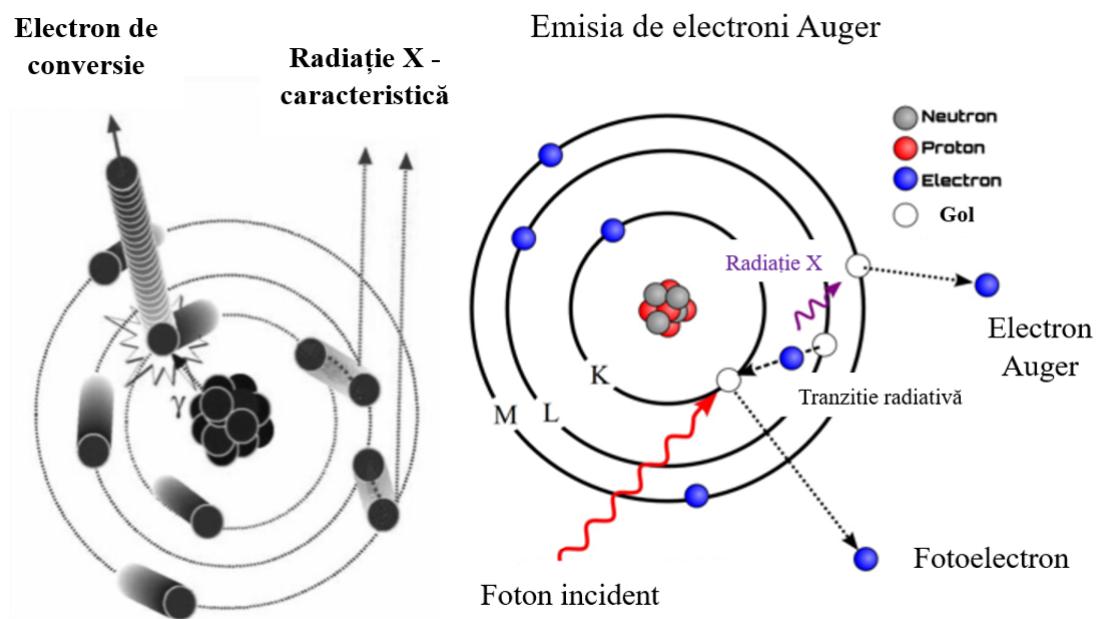


Figura 1.6: Conversie internă și respectiv generarea de electroni Auger [107, 47].

Energia radiației X caracteristice este dată de diferența dintre energia nivelului superior  $E_{sup}$  pe care se află electronul și energia nivelului inferior  $E_{inf}$  pe care se află golul care urmează să fie ocupat de electron.

$$E_X = E_{sup} - E_{inf} \quad (1.8)$$

Energia cinetică a electronului Auger va fi diferența dintre energia radiației X caracteristice  $E_X$  și energia de legătură a electronului din înveliș  $E_{leg}$ .

$$Ec_{Auger} = E_X - E_{leg} \quad (1.9)$$

Fotonii își depozitează astfel o fracțiune din energie în material, transferând-o electronilor atomici - mai precis energia fotonilor este convertită în energie cinetică, transferată electronilor cu care interacționează. Legile de conservare sunt satisfăcute în fiecare proces de interacție.

### 1.1.5 Fotodezintegrarea

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [74, 47].

Este un proces de **transmutație nucleară** și are loc atunci când un foton cu energie foarte mare este absorbit de către un nucleu atomic. Nucleul intră astfel într-o stare foarte excitată și se scindează, emițând particule subatomice. Acest efect apare rar întrucât doar fotonii care posedă energii de ordinul a 8-10 MeV sunt capabili să rupă legăturile nucleonilor, generânddezintegrări nucleare. Cele mai multe aplicații de laborator se încadrează în domeniul energiilor joase și nu presupun asemenea transformări ale structurii nucleare [74, 47].

### 1.1.6 Împrăștieri Coerente

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [47, 89, 106].

Se desfășoară atunci când un foton participă la un eveniment de împrăștiere elastică prin interacțiunea cu electronii atomilor unui material țintă sau cu electronii liberi. Împrăștierea fiind elastică, fotonul incident va fi deviat fără a transfera energie particulei care îl împrăștie. Atât frecvența cât și energia fotonului împrăștiat sunt egale cu cele ale fotonului incident - se menține o relație de coerență. Împrăștierile elastice sunt mai frecvente în rândul fotonilor de energii mult mai mici decât ale fotonilor gamma. Aceste procese nu schimbă structura învelișurilor atomice [47]. Fotonii implicați în astfel de interacțiuni (de regulă) posedă energii mai mici decât energiile de legătură ale electronilor din atomi și nu pot genera ionizări.

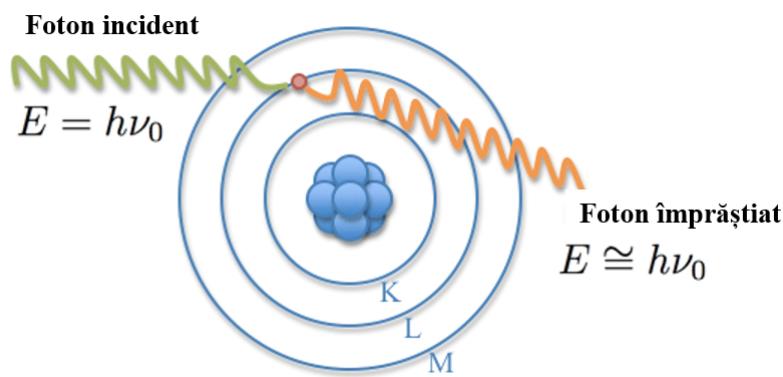


Figura 1.7: Împrăștierea Rayleigh pe un electron din atom [99].

Prima este împrăștierea Rayleigh - sau împrăștierea elastică a fotonilor pe particule mai mici decât lungimile lor de undă, precum electronii individuali din înveliș. A doua este împrăștierea Thomson sau împrăștierea elastică a radiației electromagnetice de către o particulă liberă și cu sarcină - cum ar fi un

electron liber. Câmpul electric oscilant al unui foton va acționa asupra particulelor încărcate cu sarcină, antrenându-le într-o mișcare de oscilație cu aceeași frecvență. Particulele respective devin astfel dipoli radianți, a căror radiație emisă reprezintă undă împrăștiată. Probabilitatea de producere împrăștierilor elastice scade cu creșterea energiei  $E_f$  a fotonului dar crește cu numărul atomic  $Z$  după o lege de forma:

$$\sigma_{co} \propto \frac{Z}{E_f^2} \quad (1.10)$$

Efectele coerente nu joacă un rol semnificativ în detectarea radiațiilor gamma comparativ cu împrăștirea inelastica Compton care are o influență remarcabilă asupra formei semnalului detectat. Totuși, în anumite situații fotonii pot fi împrăștiati elastic și scapă din detector. Evadarea fotonilor din detector va reduce amplitudinea semnalului detectat, ceea ce poate fi un neajuns de natură experimentală.

## 1.2 Interacția electronilor cu atomii

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [52, 8].

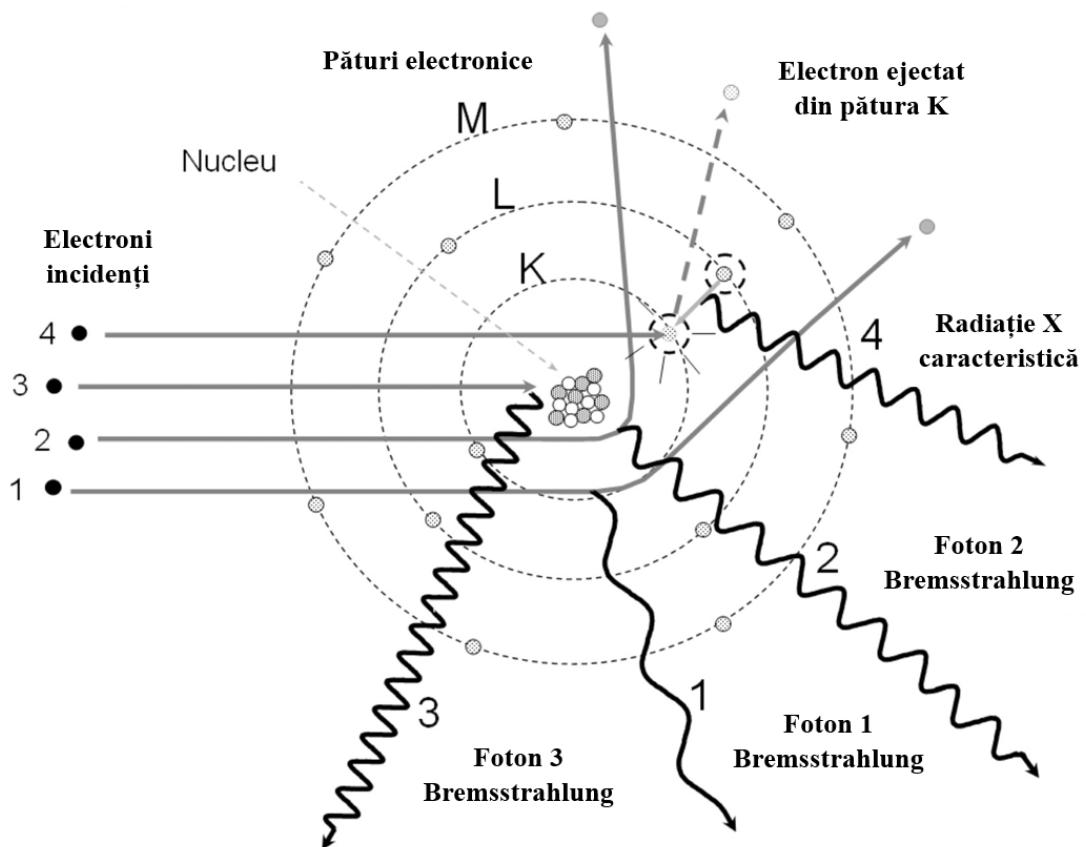


Figura 1.8: Interacțiile electronilor cu nucleul atomic și învelișul electronic [52].

Electronii liberi pot interacționa la rândul lor cu alți electroni din învelișul electronic sau chiar cu nucleul atomic, prin intermediul câmpului electric. Electronul care interacționează cu nucleul atomic este decelerat și pierde astfel o fracțiune din energia sa cinetică - această fracțiune este convertită în fotoni de radiație X, rezultând ceea ce se cheamă radiație de frânare sau Bremsstrahlung. Electronii sunt deflecți de nucleu și își schimbă direcția, respectiv impulsul - energia cinetică pierdută de ei va fi eliberată sub forma unor fotoni X. Radiația de frânare are un spectru continuu care se întinde de la 0 la energia cinetică a electronului, în funcție de măsura în care electronii sunt deviați de nucleu. Cazurile 1, 2 și 3 ilustrează devierea unui electron în câmpul electric al nucleului, la diferite distanțe - Figura 1.8.

Evenimentul 4 implică o ciocnire între electronul incident și un alt electron situat în pătura K. Electronul incident are energia cinetică mai mare decât energia de legătură a electronului din pătura K cu, care interacționează Coulombian. Ca urmare a interacției, electronul țintă este ejectat din atom și rezultă un gol care va fi ocupat de către un alt electron din pătura L, într-un proces de tranziție radiativă.

### 1.3 Atenuarea radiațiilor gamma

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [27, 63, 27, 28, 22].

Procesele de interacție între fotoni și electroni nu se manifestă într-o manieră clasic deterministă. Exprimăm probabilitatea unei interacții prin noțiunea de **secțiune eficace** iar aceasta depinde în special de energia fotonului incident și alți parametrii cum ar fi numărul atomic Z al materialului absorbant. Secțiunea eficace totală ( $\sigma_t$ ) a interacțiunii razelor gamma cu un atom este egală cu suma tuturor celor trei secțiuni eficace de interacție prin cele trei efecte predominante: fotoelectric, Compton și producerea de perechi;

$$\sigma_t = \sigma_F + \sigma_C + \sigma_P \quad (1.11)$$

Graficul din Figura 1.9 ilustrează intervalele în care predomină cele trei interacții principale la diverse energii ale fotonilor incidenti și în funcție de numărul atomic Z al elementului absorbant. Efectul fotoelectric și producerea de perechi sunt comune în cazul elementelor având numărul atomic Z ridicat, precum Iodul cu Z = 53.

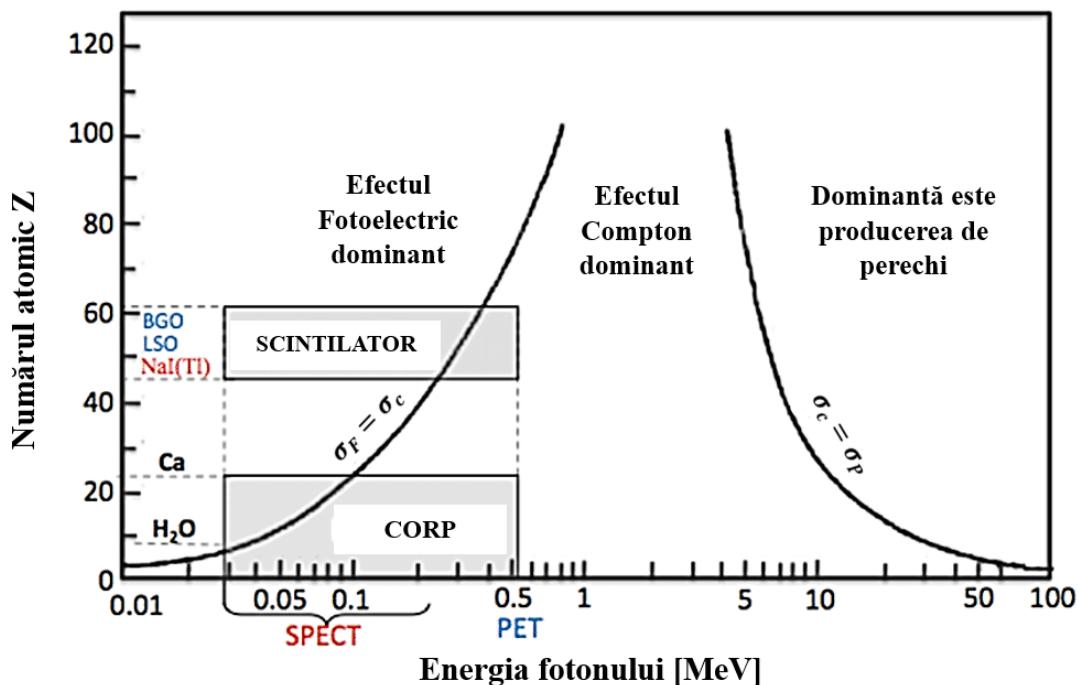


Figura 1.9: Reprezentarea secțiunilor eficace specifice celor trei efecte - ca funcții de energia fotonilor  $\gamma$  și numărul atomic Z al mediului absorbant [27].

Efectul fotoelectric are o probabilitate mai mare pentru atomii cu mai mulți electroni iar producerea de perechi este favorizată inclusiv de mărimea nucleului - prin numărul Z de protoni. Mai mult, producerea de perechi persistă la energii foarte mari când s-ar putea crea și alte particule mai masive decât electronul. Condiția este ca fotonul să posedă o energie de cel puțin dublul energiei de repaus a particulei create. Secțiunea eficace cuantifică probabilitatea de interacție a fotonilor cu atomii, printr-un anumit efect. Există o mulțime de probabilități asociate unui efect pe unitatea distanței parcursă de foton în material. În acest

sens, **coeficientul liniar de atenuare** notat cu  $\mu_l$  exprimă probabilitatea aproximativă de absorbție a fotonului pe unitatea de lungime în materialul absorbant. Această probabilitate de absorbție depinde de compoziția și proprietățile materialului atenuator. Relația de legătură dintre secțiunea eficace totală  $\sigma_t$  și coeficientul liniar de atenuare  $\mu_l$  este:

$$\mu_l = \sigma_t \cdot n \quad (1.12)$$

Legendă:  $n$  este **densitatea volumică** a materialului. Ca alternativă practică se utilizează inclusiv coeficientul masic de atenuare  $\mu_m$  - acesta reprezentând raportul dintre coeficientul liniar de atenuare și densitatea materialului în cauză. Coeficientul masic de atenuare poate oferi o perspectivă mai clară asupra atenuării în raport cu densitatea materialului. El este asemănător cu o secțiune eficace de absorbție totală în care aria efectivă de interacție este definită mai mult pe unitatea de masă. Este corelat cu secțiunea eficace totală  $\sigma_t$  în conformitate cu relația 1.13.

$$\mu_m = \frac{\mu_l}{\rho_m} = \frac{\sigma_t \cdot n}{\rho_m} = \frac{\sigma_t}{m_{atom}} \quad (1.13)$$

Reprezentarea coeficientului masic ca funcție de energiile fotonilor ne oferă o imagine de ansamblu privind ponderile efectelor în cadrul diverselor intervalor energetice [63, 27, 28]. Graficul din 1.10 arată contribuțiile relative specifice atenuărilor masice prin intermediul proceselor de interacție, în diverse domenii energetice. Curbele reflectă practic probabilitatea de atenuare a radiației pe unitate de masă a materialului, prin intermediul efectelor dominante. Vârfurile de rezonanță asociate efectului fotoelectric sunt datorate fotonilor cu energie foarte apropiată de energia de legătură a electronilor de valență - aceștia măresc mult probabilitatea de absorbție prin efect fotoelectric. În proximitatea acelor energii fotonice apropiate de energiile de legătură ale electronilor, apare o creștere semnificativă a secțiunii eficace de interacție prin efectul fotoelectric [47, 63]. Când secțiunea eficace aferentă unui efect este mare, spunem că prin acel efect o bună parte din radiația incidentă suferă interacționi și va fi absorbită în material.

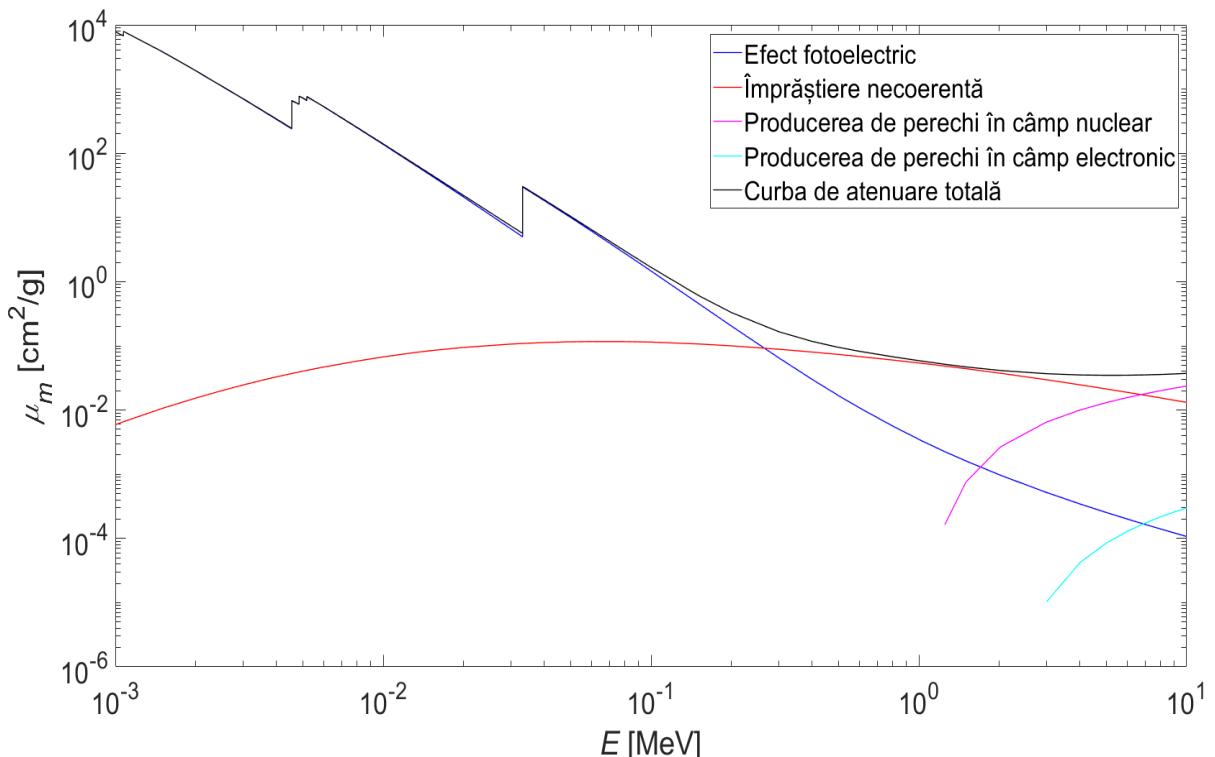


Figura 1.10: Coeficientul masic de atenuare în funcție de energiile fotonilor incidenti pentru fiecare efect de interacție [22].

---

## 1.4 Legea dezintegrării radioactive

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [46, 43, 87].

Dezintegrările radioactive sunt transformări cu evoluție treptată în timp. Din moment ce nu se poate prezice care atom individual se va dezintegra într-un anumit moment de timp, devine necesară formularea unor legi statistice spre a descrie distribuția dezintegrărilor suferite de o sursă în decursul timpului. Legea dezintegrării radioactive oferă un cadru matematic esențial pentru a estima cum variază rata dezintegrărilor unui radionuclid în raport cu timpul. Stabilirea acestei legi pornește de la premisa că pentru un nucleu radioactiv oarecare, se va dezintegra în unitatea de timp doar o fracție constantă din numărul de nuclee radioactive prezente inițial în probă. Probabilitatea ca un nucleu să sedezintegreze în unitatea de timp este o constantă independentă de timp numită constantă dezintegrării radioactive  $\lambda$ . Activitatea sursei va fi rata de dezintegrare sau mai precis numărul de nuclee dintr-o probă care sedezintegrează în unitatea de timp. Rata dezintegrării unei specii radioactive este direct proporțională cu numărul  $N(t)$  de nuclee radioactive prezente la momentul  $t$  în probă, conform ecuației diferențiale:

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \lambda \cdot N(t) [Bq] \quad (1.14)$$

Legendă:  $\lambda$  reprezintă constanta de dezintegrare și este o constantă de material specifică fiecărui radionuclid. Legea dezintegrării face o corespondență între numărul inițial de nuclee radioactive  $N_0$  și respectiv numărul  $N(t)$  de nuclee radioactive rămase nedezinTEGRATE după un timp  $t$ :

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (1.15)$$

Variatia în timp a activității  $\Lambda(t)$  unei surse se exprimă în conformitate cu aceeași lege exponentielle, depinzând de activitatea  $\Lambda_0$  la momentul inițial  $t_0$  a sursei;

$$\Lambda(t) = \Lambda_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} [Bq] \quad (1.16)$$

Constanta de dezintegrare  $\lambda$  se poate calcula pe baza timpului de înjumătărire  $t_{1/2}$ , acesta fiind intervalul de timp în care numărul inițial  $N_0$  de nuclee radioactive din probă se reduce la jumătate ca urmare a dezintegrărilor. Astfel;

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}} = \frac{1}{\tau} [1/s] \quad (1.17)$$

Variabila  $\tau$  mai este numită și timp mediu de viață - sau durata de timp după care numărul inițial de nuclee radioactive dintr-o probă se reduce de  $e$  ori. Dezintegrările sunt procese prin care nucleele trec dintr-o stare instabilă într-o stare mai stabilă.  $\tau$  este și un indicator privind gradul de stabilitate al unei stări, fiind asociat cu lărgimea liniei spectrale  $\Delta E$  a stării conform relației de incertitudine.

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\tau} \quad (1.18)$$

O stare stabilă are un timp mediu de viață care tinde la infinit iar lărgimea liniei sale spectrale  $\Delta E$  este zero. Dacă starea este instabilă, lărgimea liniei spectrale  $\Delta E$  devine nenulă și finită. Majoritatea nucleelor radioactive sedezintegrează în multiple moduri posibile, fiecare tranziție specifică fiind caracterizată printr-o constantă de dezintegrare proprie. Pentru orice tranziție se va defini o intensitate  $I_\gamma$  corelată cu probabilitatea de dezintegrare a radionuclidului pe calea respectivă. Mai precis,  $I_\gamma$  este activitatea parțială a sursei datorate tranziției raportată la activitatea totală a sursei care este suma tuturor activităților parțiale.

## 1.5 Legea păratului invers

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [58, 28]

Dacă sursa gamma emite uniform și izotrop radiație, numărul fotonilor care loveste o țintă pe unitatea de suprafață se reduce proporțional cu inversul păratului distanței de la sursă până la țintă [28]. Fluxul și intensitatea radiației emise de sursa punctiformă S variază invers proporțional cu păratul distanței întrucât energia radiată se împrăștie pe o suprafață din ce în ce mai mare pe măsură ce se propagă prin spațiu - Figura 1.11. Această suprafață sferică are forma  $4\pi r^2$ , unde  $r$  reprezintă distanța în raport cu sursa. Legea păratului invers va determina doar o reducere a fluxului de fotoni pe unitatea de suprafață - intensitatea radiației se estompează pe măsură ce ea se propagă în spațiu, fără a pierde efectiv energie cum este în cazul atenuării propriu-zise printr-un material dissipativ. Datorită energiilor înalte ale fotonilor gamma, aceștia parcurg distanțe mari prin aer înainte de a fi absorbiți în mediu. Dacă distanța dintre sursă și detector este relativ mare, atunci numărul fotonilor detectați în zona sensibilă se va reduce considerabil pe unitatea de suprafață iar acest lucru implică diminuarea în amplitudine a semnalului receptat [58]. Experimental se pot utiliza detectorii cu simetrie cilindrică în incinta cărora se plasează sursa, pentru a reduce influența negativă a legii păratului invers asupra amplitudinii semnalului.

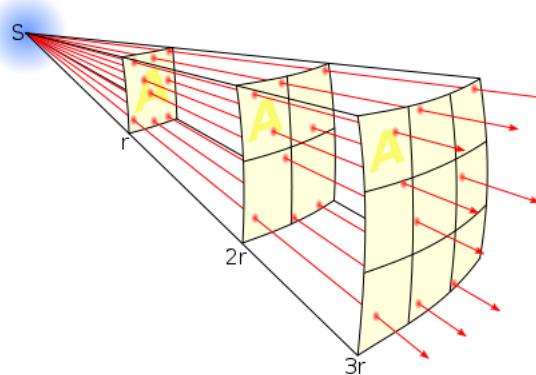


Figura 1.11: Densitatea liniilor de flux este invers proporțională cu păratul distanței până la sursa S - deoarece aria suprafeței sferice crește cu păratul razei sale [58].

## 1.6 Radionuclizi emițători gamma

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [16, 60].

Toate dezintegrările nucleare sunt transformări care respectă anumite reguli de selecție bazate pe legile fixe de conservare ale unor mărimi fizice precum: momentul cinetic, energia totală, numărul atomic și numărul de masă. Schema de dezintegrare este o reprezentare grafică care reunește canalele permise de dezintegrare - adică modurile specifice în care un radionuclid poate ajunge la starea stabilă. Acest tip de diagramă înfățișează nivelele energetice implicate în diverse tranziții, tipul de radiații emise precum și probabilitățile asociate unor canale de dezintegrare. La baza diagramei se află un sistem în care axa Ox este corelată cu numărul de protoni din nucleu iar axa Oy cu energia nivelelor nucleare. Schemele dedezintegrare sunt utile atunci când se dorește identificarea vârfurilor de energie din spectrele unor surse sau reperarea surselor radioactive necunoscute pe baza unor vârfuri de energii cunoscute [16]. În domeniul detectării radiațiilor, diagramele de dezintegrare sunt necesare pentru interpretarea semnalelor obținute de la detector. Principalele surse de radiații gamma utilizate în experimentele de laborator sunt radionuclizii  $^{137}_{55}\text{Cs}$  și  $^{60}_{27}\text{Co}$ .

Astfel de instrumente sunt necesare pentru a evalua modurile în care un radionuclid se poate dezintegra și energiile radiațiilor emise din respectivele dezintegrări. Săgețile verticale roșii indică fotonii gamma

și energiile aferente lor. În cazul ambilor radionuclizi stările nucleare excitate apar în cadrul unor nuclee cu un proton în plus față de nucleele părinte, fiind rezultate din dezintegrările  $\beta^-$  ale acestora din urmă.

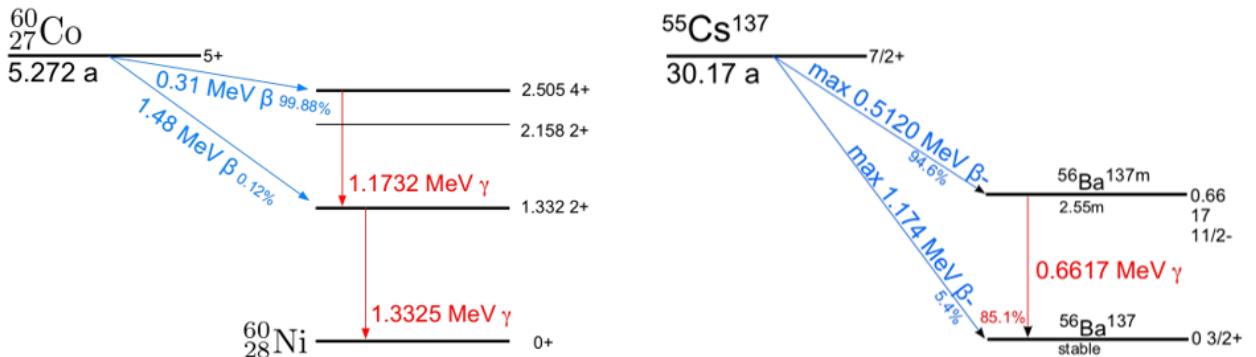


Figura 1.12: Schemele de dezintegrare cuprind informații despre timpii de înjumătărire și probabilitățile canalelor de dezintegrare [60].

Interpretările mecanismelor de dezintegrare - Figura 1.12:

1. Procesul de dezintegrare a izotopului  $^{60}\text{Co}$  implică două canale principale de dezintegrare beta. El se dezintegrează  $\beta^-$  în cca. 99.88 % din cazuri direct într-o stare nucleară cu energia de 2505 keV și respectiv în 0,12 % din situații direct pe o stare nucleară cu energia de 1332 keV - ambele stări corespunzând speciei  $^{60}\text{Ni}$ . Aceste nivele excitate nu sunt stabile iar nucleul excitat de  $^{60}\text{Ni}$  va emite un foton gamma de 1173 keV, făcând saltul de pe nivelul  $E_2 = 2505$  keV pe nivelul  $E_1 = 1332$  keV și ulterior se vadezexcita de pe nivelul  $E_1$  pe nivelul  $E_0$ , emițând astfel un foton de 1332 keV.
2.  $^{137}\text{Cs}$  se dezintegrează  $\beta^-$  în majoritatea cazurilor (94.6%) pe o stare metastabilă  $^{137m}\text{Ba}$  iar în puține cazuri (5.4%) direct pe starea fundamentală. Nucleul excitat de  $^{137m}\text{Ba}$  va emite un foton cu energia de 662 KeV pentru a putea ajunge în starea fundamentală stabilă  $^{137}\text{Ba}$  - în 85% din cazuri. S-ar putea produce conversia internă însă doar în restul de 15% din cazuri.

### Sinteza informațiilor relevante

Un foton gamma pătrunde în cristalul detector unde interacționează cu atomii materialului și transferă acestora o fracțiune din energia sa sub formă de energie cinetică, ionizând astfel unii atomi. Ejectarea electronilor primari din orbitalii atomici are loc în principal prin cele trei efecte: fotoelectric, Compton și producerea de perechi. La rândul lor electronii primari posedă suficientă energie cinetică încât să poată ioniza și alți atomi prin interacțiuni electrostatice repulsive, generând electroni liberi secundari. Depozitarea energiei radiației gamma în materialul detectorului se realizează în decursul interacțiunilor succesive care au loc cu partajarea energiei de la fotoni la electroni și respectiv între electroni - se formează astfel un flux de electroni liberi.

Doar cantitatea de energie a fotoniilor stocați în detector se va reflecta în amplitudinea semnalului receptat. Cu cât este mai mare parcursul fotoniilor prin detector, cu atât mai mare probabilitatea ca ei să genereze un semnal mai amplu în decursul mai multor interacții. În realitate toți fotoni au o probabilitate specifică de a evada din materialul detector, fără a mai transfera energie atomilor. Depozitarea completă a energiei fotoului incident și receptarea lui în detector se reflectă strict în amplitudinea semnalului analogic detectat, depinzând atât de material cât și de dimensiunile acestuia [84].

## Detectori de radiații gamma

### 2.1 Clasificarea detectorilor de radiații gamma

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [75].

Detectorul de radiații reprezintă un dispozitiv proiectat să identifice caracteristicile diverselor particule ionizante pe baza unor schimbări provocate de acestea în proprietățile unui mediu absorbant. Schimbările induse de radiații pot fi înregistrate și măsurate pentru a obține informații despre caracteristicile particulelor ionizante emise de o sursă. Poate fi vorba, spre exemplu, de un material care emite fotonii sau electroni ca urmare a interacțiunilor cu alte particule. Detectarea și interceptarea diverselor radiații se bazează astfel pe răspunsul oferit de un material odată expus la un anumit tip de radiație. Tocmai acest răspuns constituie semnalul care cuantifică proprietățile radiațiilor măsurate, precum energia sau intensitatea. Detectarea radiațiilor gamma presupune în principal manipularea unor materiale cu o serie de caracteristici remarcabile dintre care cele mai importante sunt:

1. Conținut de elemente cu număr atomic ridicat, având probabilitate mare să interacționeze cu fotonii gamma de energii înalte - acestea asigură sensibilitate mare la radiații de energii înalte.
2. Densitate mare și un coeficient de atenuare ridicat pentru detectarea unei fracțiuni semnificative din numărul de fotonii proveniți de la sursă - eficiență mare de absorbtie pentru multe energii.
3. Stabilitate la anumiți factori de mediu precum umiditatea și temperatura. Timp relativ scurt de răspuns și capacitatea de formare a unor semnale cât mai clare [57].

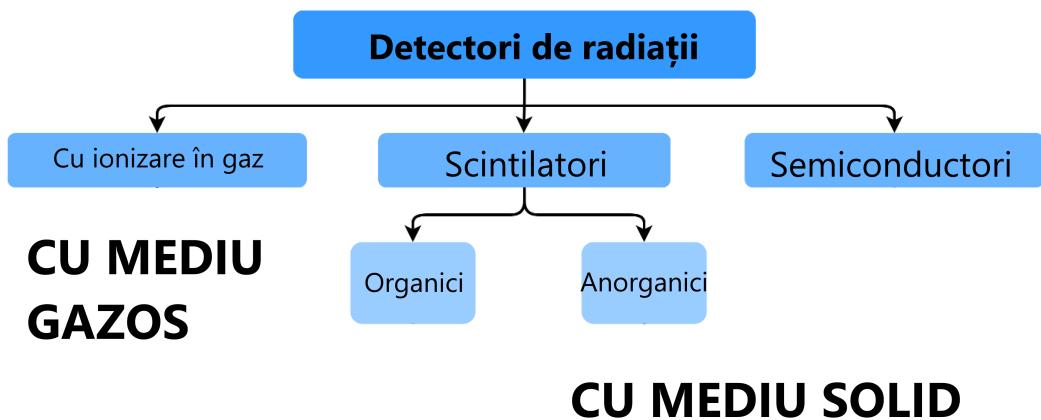


Figura 2.1: Categoriile detectorilor principali [75, 67].

Clasificarea detectorilor se face adesea în funcție de tipul radiațiilor pe care trebuie să le detecteze. În același timp contează și starea de agregare a materialelor folosite ca medii active, respectiv modul în care se formează un semnal prin captarea radiațiilor în aceste materiale - Figura 2.1. Mai exact natura semnalului care se formează în material. Fiecare clasă are o serie de particularități caracteristice iar în acest sens nu se vor prezenta prea multe detalii de natură inginerescă. Scintilația absorbe energia radiației gamma și o convertește într-un număr mare de fotonii cu energii mai joase. Semiconductorii transformă radiația gamma într-un număr semnificativ de perechi electron-gol. Detectorele cu ionizare în gaz convertesc radiația gamma în perechi cation-electron. Numărul fotonilor sau purtătorilor generați este în mod necesar proporțional cu energia radiației ionizante depozitată în detector.

## 2.2 Fizica detectorilor

### 2.2.1 Detectorul scintilator NaI(Tl)

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [10, 60, 102, 109]

Cristalul de NaI este relativ dens și totodată un bun absorbant în special datorită atomilor săi de iod. Atomii de iod au cea mai mare sansă de interacție cu radiația gamma, în special prin efect fotoelectric la energii mai joase. Atomii de natriu oferă doar matricea suport pentru susținerea celorlalți atomi și sunt mai puțin relevanți în procesul de scintilare. Emisia scintilațiilor are legătură cu dinamica electronilor liberi rezultați în urma amorsării acelor evenimente de ionizare a unor atomi din calea fotonilor gamma. Pentru a putea explica principal mecanismul luminescenței, se adoptă un model simplificat de benzi energetice. În cristalul de NaI există două benzi separate iar ele se formează prin combinarea orbitalilor electronici ai atomilor de Na și I. Prima bandă este numită și banda de valență (analoagă orbitalului de legătură) iar a doua bandă este banda de conducție (analoagă orbitalului de anti-legătură). Aceste două benzi sunt separate printr-o bandă intermediară numită bandă interzisă, cu energia de 3.9 eV. În această bandă se pot forma alte stări energetice intermediare, sub forma unor nivele atribuite impurităților conținute [60].

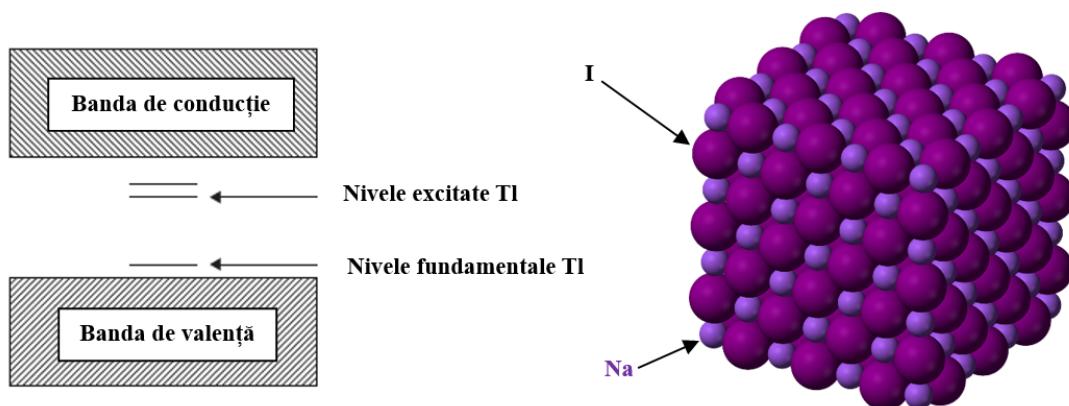


Figura 2.2: Dispunerea benzilor și nivelelor energetice din rețeaua cristalină a NaI(Tl) [60, 95].

Cristalul de NaI nu este în formă pură ci ușor dopat cu atomi de taliu - în jur de 1 din 1000 de atomi de Na este înlocuit cu unul de Tl care modifică local structura energetică a cristalului prin crearea unor nivele intermediare - Figura 2.2. Aceste nivele contribuie semnificativ la sporirea eficienței de scintilare a întregului material. Atomii de Tl sunt numiți și centri activatori întrucât creează nivele energetice intermediare între BV și BC - numite centre de activare. În starea fundamentală BV și nivelul stării fundamentale specific fiecărui centru de activare sunt ocupate cu electroni. În schimb, BC și nivelurile energetice excitate ale centrilor de activare nu au electroni în absența radiației ionizante care să le alimenteze cu electroni din BV [60, 109]. Dacă un electron liber ar efectua o tranziție din BC în BV, atunci s-ar emite un foton de 320 nm care poartă diferența energetică dintre BC și BV - adică valoarea benzii interzise a NaI [102].

Dar cristalul va emite scintilații ca urmare a unui lanț de evenimente inițiate odată cu depozitarea energiei radiației incidente - Figura 2.3. Fotonul gamma pătrunde în cristalul NaI(Tl) unde amorsează o serie primă de ionizări, pe măsură ce interacționează cu atomii cristalului. Unii electroni sunt excitați suficient încât să facă saltul din BV în BC, după ce au interacționat cu fotonul incident - traseul a. În BV rămâne o vacanță ce va fi ulterior umplută cu un electron care migrează din orbitalul fundamental al atomului de Tl, rezultând un ion  $Tl^+$  - traseul b. Electronii liberi din BC vor căuta să ocupe cele mai apropiate nivele energetice disponibile care sunt fix nivelele excitate ale centrului de activare - traseul d. Electronul ajunge din BC pe un nivel excitat al ionului de  $Tl^+$  și îl neutralizează. Atomul de Tl este acum neutru și în stare excitată  $Tl^*$  - electronul va trece de pe nivelul superior excitat pe nivelul fundamental

al centrului de activare pentru a umple golul - traseul c. Acest ultim proces este o tranziție radiativă din care se eliberează un foton cu energia de aproximativ 3 eV, având o lungime de undă maximă în jur de 410 nm. Scintilațiile emise din tranziții ale electronilor între nivelele centrelor activatoare au energii mai mici decât BI a NaI [60, 109, 102].

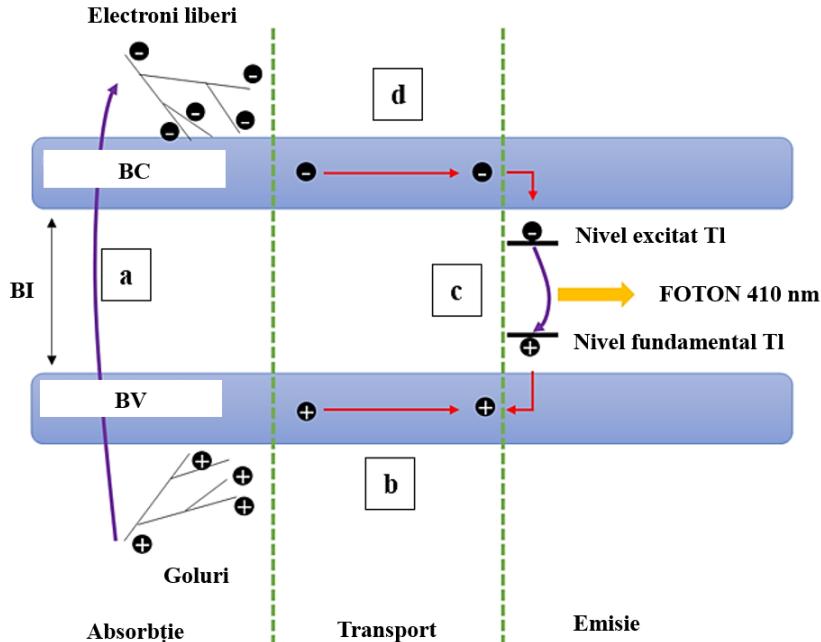


Figura 2.3: Mecanismul ilustrativ al etapelor implicate în emisia de fotoni scintilatori [10].

Cristalul preia radiația gamma de energie înaltă și ca răspuns emite numeroși fotoni de joasă energie. Statistic, rezultă în medie 38000 de scintilații per MeV de radiație gamma depozitată în cristal. Fluxul de scintilații este practic semnalul luminos ce urmează să fie convertit într-un semnal electric.

### 2.2.2 Detectorul cu semiconductori - HPGe

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [81, 66, 33, 81, 56, 65, 93, 73, 40, 35].

Detectorii cu Germaniu hiperpur sunt adesea utilizati când se dorește atingerea unei rezoluții energetice superioare - sunt deosebit de folosiți în spectrometria gamma de înaltă precizie. Fiind un semiconductor cu numărul atomic mare, germaniul are un coeficient liniar de atenuare semnificativ și ca atare s-ar putea utiliza drept detector cu absorbție totală pentru radiațiile gamma de până la câțiva MeV [81]. Detectorul HPGe este practic o diodă semiconductoare cu structură stratificată de tip „P-I-N”, în care regiunea intermediară I este cea sensibilă la radiațiile ionizante - sau mai bine spus cristalul de Ge intrinsec.

Straturile exterioare P și N sunt electrozi plasați la suprafața cristalului de Ge sub forma unor cilindrii concentrici. De exemplu, contactul interior poate fi bazat pe un dopaj superficial al cristalului cu atomi de tip n care oferă un exces de sarcini negative. Contactul exterior va fi obținut implantând atomi de tip p la suprafața cristalului - aceștia oferind un surplus de goluri. Cele două straturi trebuie să formeze o joncțiune PN cu proprietăți esențiale în detectarea fotonilor gamma. Cu ajutorul acestei joncțiuni sunt dirijați și captați purtătorii rezultați din ionizări, la aplicarea unei diferențe inverse de potențial între electrozi. Electronii din zona n tind să difuzeze în zona p, atrăși de gurile pozitive iar gurile din regiunea p tind de asemenea să difuzeze în zona n, fiind atrase de electroni astfel că între cei doi electrozi apare o diferență de potențial. Când radiația gamma pătrunde în cristalul de Ge, un număr considerabil de atomi sunt ionizați, fiind generate perechi electron-gol prin ejectarea electronilor din banda de valență a cristalului

de Ge și formarea unor goluri în locul lor. Numărul de perechi electron-gol va fi proporțional cu energia radiației care este depozitată în detector. Purtătorii de sarcină sunt transportați printr-un câmp electric către electrozi p și n - rezultând un flux de sarcini electrice redirectate prin circuitul exterior. Acesta este semnalul electric analogic, sub forma unor sarcini electrice care formează un curent cu intensitatea de ordinul nA. Acest curent va fi convertit de aparatura electronică într-un puls de tensiune care poartă informații despre energia radiației gamma [81].

Există două tipuri principale de detectori HPGe: p și n - Figura 2.4, în funcție de natura dopajelor din zona activă. Selectarea unei configurații particulare va depinde inclusiv de intervalul energetic al radiațiilor detectate:

1. Detectori HPGe de tip p cu dopaje acceptoare în zona activă - acești detectori au la exterior un strat gros de tip n (negativ) și la interior un strat de tip p (pozitiv).
2. Detectori HPGe de tip N cu dopaje donoare în zona activă - acești detectori au la exterior un strat foarte subțire de tip p (pozitiv) și la interior stratul gros de tip n (negativ) [104].

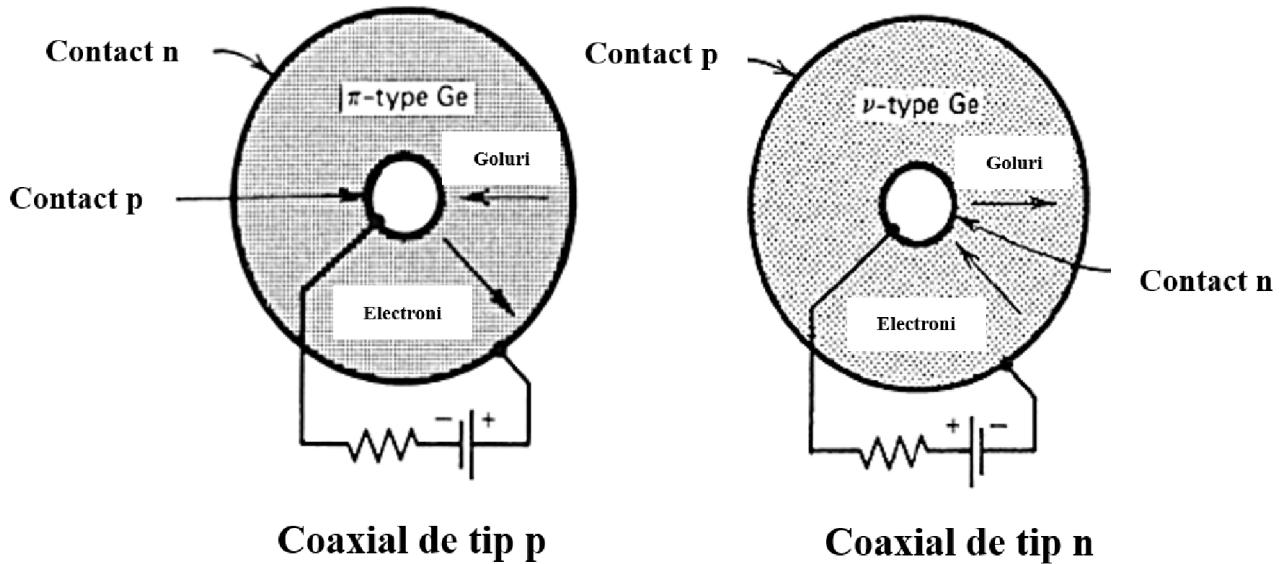


Figura 2.4: Secțiunile detectorilor HPGe coaxiali cu dopaje de tipul p (pozitiv) și n (negativ) în zona activă [93, 73].

Detectorii HPGe coaxiali de tip P sunt folosiți pentru detectarea radiațiilor gamma cu energii mai mari de 40 keV, având o rezoluție energetică excelentă și eficiență ridicată. Detectorii HPGe coaxiale de tip N sunt folosiți în spectroscopia gamma de înaltă performanță, la detectarea eficientă a radiației gamma cu energii mai joase, de peste 3 keV [40, 35].

Dopajele inserate permit controlul fluxului de purtători generați precum și a direcției currentului electric în dispozitivele semiconductoare. În ciuda puritatei sale deosebite, cristalul de Ge mai conține aproximativ  $10^{10}$  impurități pe  $cm^3$  care pot ocupa diverse locuri în rețeaua cristalină, generând nivele energetice discrete și suplimentare, situate în proximitatea benzilor energetice. Aceste nivele influențează negativ proprietățile electrice ale cristalului - Figura 2.5. Probabilitatea ca o pereche electron-gol să fie generată termic în unitatea de timp, într-un semiconductor este dată de expresia 2.1.

$$P = C \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{Eg}{2kT}\right) \quad (2.1)$$

Această probabilitate depinde puternic de temperatura  $T$  a semiconductorului.  $Eg$  este valoarea benzii interzise,  $k$  constanta Boltzmann și  $C$  o constantă de material [65]. La temperatura camerei exci-

tațile termice ale electronilor din cristalul de Ge sunt semnificative astfel încât aceștia au o șansă mare de a trece din BV în BC, peste banda interzisă de 0.67 eV a atomilor de Ge. Semiconductorul trebuie răcit cu azot lichid la 77 K, pentru reducerea semnificativă a „zgomotului termic” care perturbă semnalul odată cu generarea unor perechi secundare de joasă energie și nedorite. În plus, adăugarea a cca. 0.001 % de As (donor de tip n) mărește conductivitatea electrică cu un factor de până la 10.000 și îmbunătățește considerabil raportul semnal-zgomot. Acest donor oferă un exces de electroni care se distribuie pe un nivel energetic din apropierea BC, putând fi excitați ușor. Din punct de vedere statistic, absorbția totală a unui foton cu energia de 1 MeV ar produce aproximativ  $3 \cdot 10^5$  perechi iar As adaugă un surplus de încă aproximativ  $10^{17}$  electroni liberi pe  $cm^3$ , capabili să participe la conducție [81].

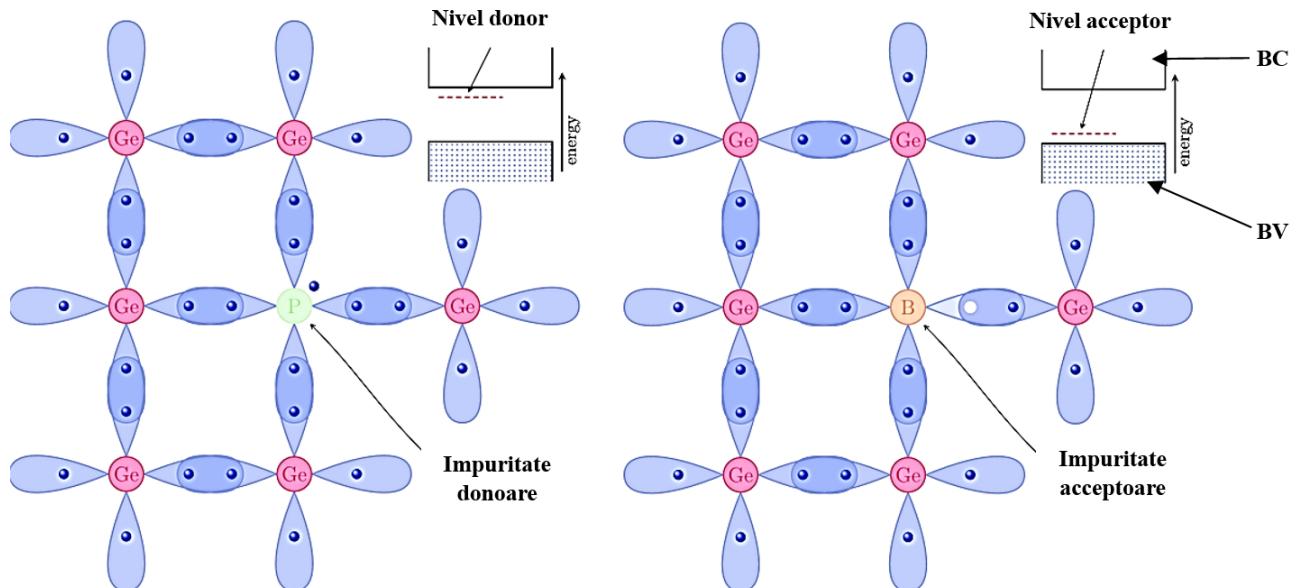


Figura 2.5: În funcție de tipul atomilor de substituție pot fi create atât nivele energetice acceptoare cât și nivele donoare [66].

### 2.2.3 Detectori cu ionizare în gaz

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [51, 36, 72, 61, 36, 111].

Detectorii cu ionizare în gaz sunt de trei tipuri: camere de ionizare, contoare proporționale și tuburi Geiger-Müller. Aceste dispozitive sunt alcătuite în principiu din doi electrozi coaxiali sau plan paraleli, între care se aplică o diferență de potențial. Între cei doi electrozi este introdus un anumit gaz, sistemul fiind în principiu un condensator cu dielectric gazos. Atomii de gaz sunt ionizați de radiații iar electronii eliberați sunt colectați la electrodul pozitiv (anod), rezultând un curent electric redirectat prin circuitul extern. În general gazul se află la presiune relativ ridicată pentru a maximiza șansa de generare a perechilor de ioni prin interacțiunea atomilor cu radiația gamma [51].

#### Camera de ionizare:

Funcționează la o diferență relativ mică de potențial între electrozii săi paralelipipedici. Curentul ionic este generat prin crearea de perechi electron-cation sub acțiunea radiației incidente. Ionii pozitivi sunt dirijați către catod iar electronii liberi către anod, sub acțiunea câmpului electric dintre electrozi. Semnalul electric final nu va depinde de tensiunea aplicată între electrozi, deoarece valoarea acestuia nu este suficientă pentru a genera alte perechi secundare, prin accelerarea electronilor primari. Deși răspunsul final rămâne relativ uniform, semnalul electric necesită amplificare pentru a putea fi detectat [36]. Camera de ionizare este configurată adesea din electrozi paralelipipedici - Figura 2.6.

### Contorul proporțional:

Comparativ cu camera de ionizare, funcționează pentru valori mari ale tensiunii dintre anod și catod, astfel încât să fie inițiate descărcări secundare în gaz. Electronii din cadrul perechilor primare sunt accelerati rapid în câmp electric și induc alte evenimente de ionizare în proximitatea firului anodic. Practic electronul fiecarei perechi este accelerat și câștigă suficientă energie cinetică pentru a ioniza alți atomi de gaz, generând astfel descărcări secundare. Contorul proporțional este mai sensibil decât o cameră de ionizare deoarece semnalul final este amplificat tocmai prin multiplicarea purtătorilor în descărcări secundare [36]. Radiația gamma produce o serie de ionizări și un număr specific de perechi electron-cation. Configurația frecventă a unui contor constă într-un fir axial, încărcat electric pozitiv și respectiv cilindrul exterior, încărcat electric negativ. Cu ajutorul diferenței de potențial generată între cei doi electrozi, electronii liberi vor migra rapid către firul anodic iar ionii pozitivi către cilindrul exterior. Colectarea purtătorilor de sarcină de la electrozii dispozitivului va duce la formarea unui semnal electric detectabil în circuitul exterior [51].

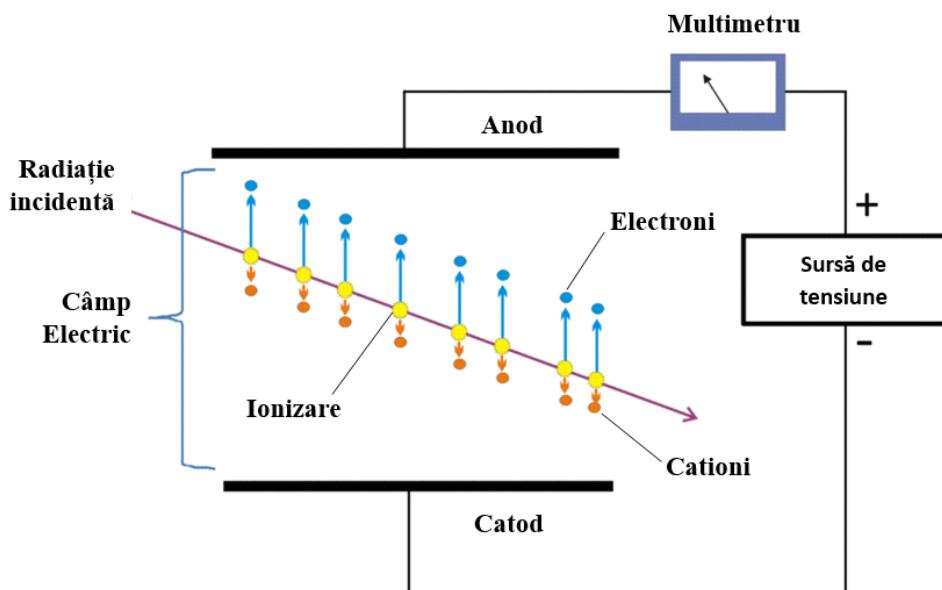


Figura 2.6: Datorită maselor lor, electronii sunt de 1000 de ori mai rapizi decât ionii [36].

### Contorul Geiger–Müller:

Funcționarea contorului Geiger–Müller implică tensiuni foarte mari aplicate între electrozii coaxiali. Tensiunea este suficientă pentru ca electronii primari, odată accelerati, să poată ioniza și alți atomi. Descărcarea în avalanșă se intensifică, electronii secundari generând la rândul lor alte ionizări prin interacțiuni cu atomii de gaz. Atomii excitați în avalanșă originală pot emite fotonii UV care ionizează un surplus de atomi iar electronii secundari accelerati în câmp electric vor genera avalanșe Townsend. Pulsurile de tensiune formate au o amplitudine de ordinul câtorva volți și pot fi contorizate ușor, fără a mai fi necesară o amplificare suplimentară a semnalului [61, 36]. Regiunile caracteristice funcționării unui detector cu ionizare în gaz se pot înscrie pe anumite paliere sau regiuni, caracterizate de un regim particular - Figura 2.7.

**Regiunea de recombinare** - în acest interval de tensiune, câmpul electric nu are valoarea necesară pentru a accelera electronii și ionii formați iar aceștia se pot recombină la scurt timp - doar o mică parte din ei ajung la electrozi. Această regiune nu prezintă un interes practic.

**Regiunea de ionizare** - pe acest platou, o creștere a tensiunii nu determină o creștere mare a numărului de perechi de ioni colectate la electrozi, astfel că numărul perechilor de ioni colectate este egal cu numărul perechilor de ioni produse de radiația incidentă. Pe de altă parte, tensiunea nu este suficient de mare

pentru a produce amplificarea gazului prin ionizări secundare însă regiunea se află dincolo de tensiunea la care perechile de ioni disociați se pot recombină.

**Regiunea proporțională** - este platoul în care dimensiunea pulsului electric final este proporțională cu energia depusă per ionizare. Aici numărul de sarcini colectate va crește cu mărirea diferenței de potențial dintre electrozi. Odată cu creșterea tensiunii, electronii primari sunt accelerati suficient de repede pentru a ioniza alți atomi din gaz. Ionii secundari sunt accelerati și ei, provocând astfel un efect cunoscut sub numele de avalanșe Townsend prin care se produce un singur impuls electric colectiv. Semnalul electric final este amplificat, reducând raportul semnal-zgomot. Contoarele proporționale care funcționează în această porțiune vor opera la o tensiune constantă. Numărul perechilor de ioni colectate la electrozi raportat la numărul perechilor de ioni generate în ionizarea primară reprezintă factorul care rămâne constant pentru contorul proporțional.

**Regiunea proporțională limitată** - punctul în care se formează o densitate semnificativă de ioni pozitivi în apropierea catodului, conducând la distorsiuni în multiplicarea purtătorilor din gaz. Cum electronii sunt captăți de anod mult mai rapid, câmpul electric din cameră va fi distorsionat de ionii pozitivi rămași.

**Regiunea Geiger–Müller** - palierul unde tensiunea este atât de mare încât duce la apariția unor avalanșe secundare. Atomii excitați într-o avalanșă principală emit fotoni UV care ionizează alți atomi, inducând avalanșe secundare. Semnalul electric final generat de avalanșe este puternic, având un factor de amplificare de până la  $10^{10}$ . Forma acestui semnal este independentă de energia fotonului captat. Contorul Geiger–Müller nu diferențiază între diversele radiații măsurate pe când contorul proporțional poate distinge tipul radiației prin analiza înălțimii pulsului.

**Regiunea de descărcare** apare la tensiuni și mai mari - unde câmpul electric generează o descărcare continuă în mediu iar detectorul își pierde sensibilitatea la ionizări. Dacă tensiunea crește dincolo de palierul Geiger–Müller, rata de numărare crește rapid până la debutul descărcării continue, unde tubul nu mai poate detecta radiațiile [72].

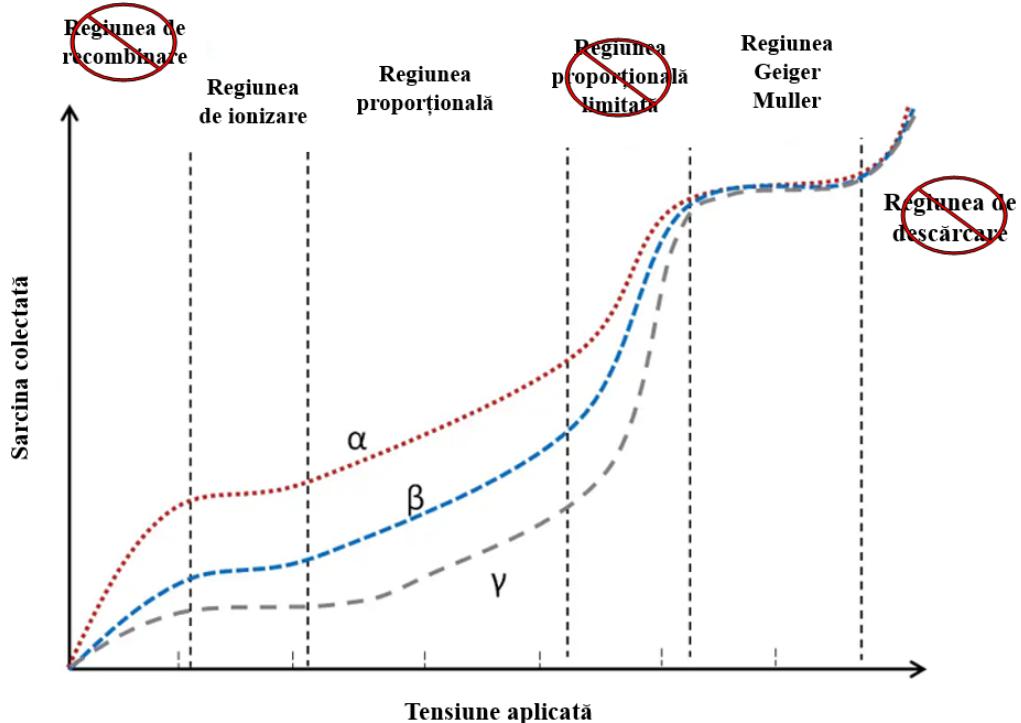


Figura 2.7: Regiunile de funcționare și regiunile excluse [36].

Detectorii cu ionizare în gaz sunt folosiți pentru urmărirea particulelor - cu ajutorul lor se pot obține informații legate de parcursul particulelor, pe baza caracteristicilor semnalului receptat. Nu se va simula un asemenea detector în lucrarea de față.

## 2.3 Lanțul spectrometric experimental

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [92, 94, 109, 102, 77, 14, 97, 13, 21, 85, 19].

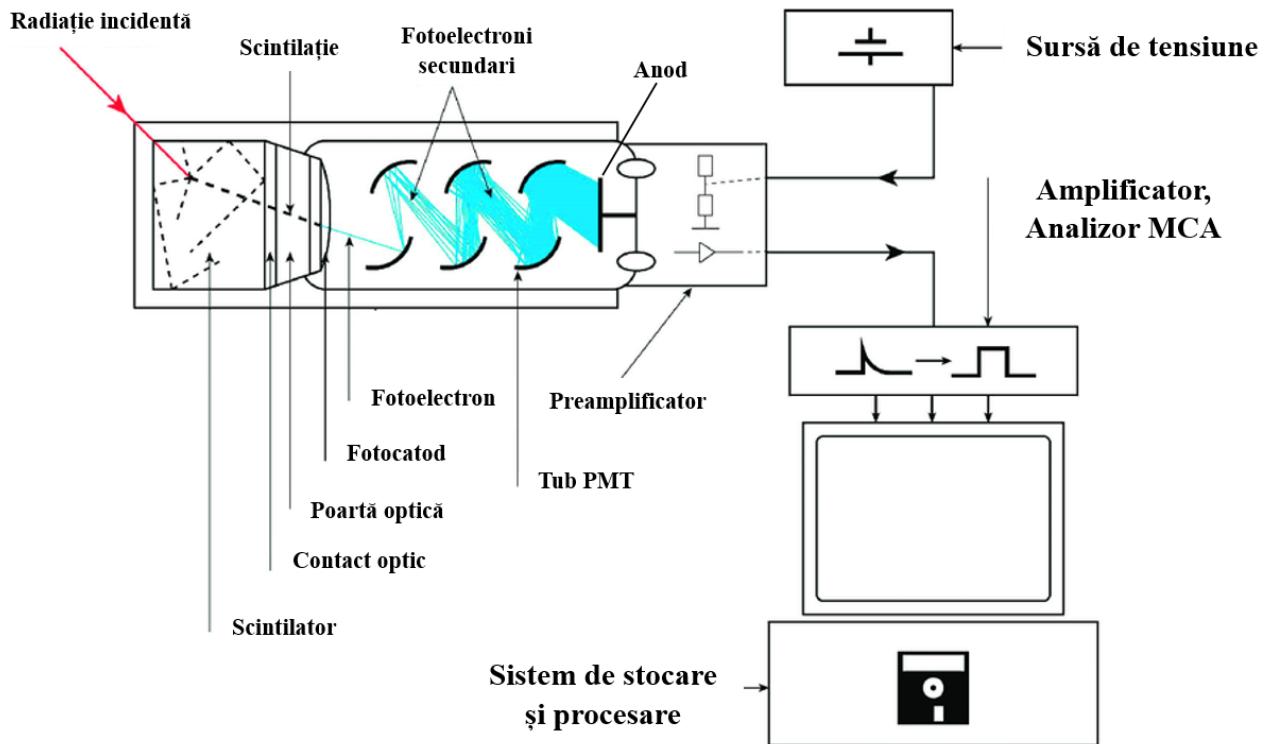


Figura 2.8: Lanțul spectrometric al unui scintilator tipic [92].

Figura 2.8 - fluxul scintilațiilor emise din cristalul NaI(Tl) trebuie convertit într-un puls de tensiune care să poată fi citit și modelat prin intermediul electronicelor auxiliare. Acest semnal electric poartă informații utile despre proprietățile radiației detectate însă decodificarea lui necesită mai multe etape de amplificare și modelare. În primă fază scintilațiile emise din detectorul iradiat sunt direcționate printr-o poartă optică către un fotocatod plasat la legătura dintre detector și tubul fotomultiplicator PMT. Acești fotoni au energia necesară pentru a genera efect fotoelectric extern în materialul fotocatodului. Fotocatodul emite ca răspuns fotoelectroni, sub diverse unghiuri. Fotoelectronii ciocnesc electroziile din tubul PMT și produc alți electroni secundari în cascadă, rezultând în final un număr semnificativ de electroni colectați la anodul tubului unde apare un puls discret de sarcini. Ulterior pulsul format este amplificat prin componente electronice adecvate, cum ar fi un preamplificator și un amplificator. Odată amplificat și filtrat, pulsul de tensiune format poate fi citit și reprezentat. Eventual prin utilizarea unui analizor MCA se vor obține informații digitale despre caracteristicile radiației incidente, precum distribuția energetică a fotonilor.

Orice detector de radiații are în alcătuire două module comunicante: prima parte constă dintr-un material sensibil care emite semnale sub formă de fotoni sau purtători atunci când este expus la radiații iar a doua secțiune este un ansamblu electronic destinat pentru a prelua, modela și reprezenta semnalele măsurate [85]. Fiecare componentă din sistemul detector are un rol bine definit în structurarea informațiilor achiziționate. Următoarele componente care urmează după detector în lanțul spectrometric sunt:

### Tubul fotomultiplicator

Tubul fotomultiplicator (PMT) este primul dispozitiv care vine în contact cu detectorul. Această componentă are rolul de a converti scintilațiile într-un flux amplu de electroni, multiplicând numărul fotoelectronilor generați de fotocatod prin captarea scintilațiilor. Fotoelectronii sunt focalizați asupra unui

prim electrod numit dinodă - pentru un electron care ciocnește dinoda rezultă în medie alți 5-10 electroni de joasă energie, ca urmare a unui proces de [emisie secundară](#) în cascadă. Electronii extrași din prima **dinodă** sunt accelerati electrostatic către a doua dinodă, la o diferență de potențial de ordinul sutelor de volți - ceea ce face posibilă menținerea emisiei secundare de electroni pe următoarea dinodă, procesul repetându-se pentru toate dinodele. Electronii accelerati au suficientă energie cinetică pentru a extrage alți electroni din atomii materialului dinodei. Numărul de electroni ajunși la anod este proporțional cu numărul de fotoelectroni emisi de fotocatod însă de cel puțin  $10^4$  ori mai amplu. Amplitudinea pulsului de tensiune final este proporțională cu energia radiației gamma stocată în detector iar numărul de pulseni înregistrate în unitatea de timp oferă informații despre intensitatea radiației detectate - adică despre numărul de fotoni captați în detector [109, 102, 77].

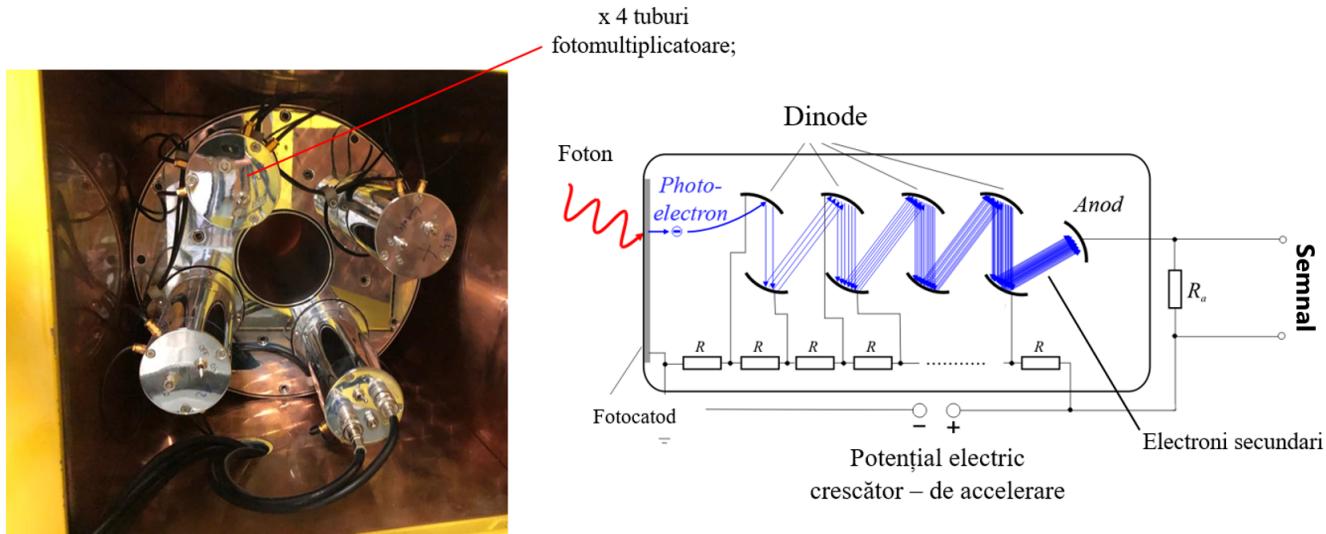


Figura 2.9: Cele 4 tuburi PMT ale detectorului NaI(Tl) din incinta cu fond redus [LaMAR] [78]

## II) Aparatura electronică auxiliară

### Preamplificatorul

Preia semnalul electric analogic format la anodul fotomultiplicatorului și realizează un cuplaj optim între detector și restul dispozitivelor electronice din circuit. Este componenta care asigură transmisia optimă a semnalului prin cablul de conexiune cu restul aparaturii. Funcția principală a unui preamplificator este de a extrage semnalul electric de la detector fără a degrada semnificativ raportul intrinsec semnal-zgomot. Este componenta care transmite semnalul către amplificator, minimizând zgomotul de fundal și eliminând interferențele nedorite. Semnalul este puțin amplificat dar nu suficient încât să poată fi reprezentat [14].

### Amplificatorul (ORTEC 671)

Asigură o amplitudine pozitivă și reglabilă a impulsurilor cuprinsă între 0 și 10 V, având funcții de filtrare și modelare a formei pulsului - mai exact de scurtare a pulsului. Ajustarea formei pulsului este posibilă tocmai datorită amplificatorului. Aceasta permite calibrarea precisă a relației dintre amplitudinea impulsului și energia radiației absorbită [14].

Parametrii reglabili din amplificator (principali):

1. **Ajustarea grosieră** a câștigului permite amplificarea pulsurilor pe o gamma largă de amplitudini, până la capacitatea maximă de ieșire a amplificatorului [21].
2. **Ajustarea fină** a câștigului permite calibrarea precisă a relației dintre amplitudinea pulsului de ieșire a amplificatorului și energia radiației absorbită. Un raport convenabil ar putea fi 10 V de amplitudine a impulsului per 1 MeV de energie absorbită în detector [21].

3. **Timpul de modelare** este un parametru care asigură obținerea unei rezoluții energetice optime. Formal reprezintă timpul necesar pentru ajustarea, procesarea și modelarea corespunzătoare a formei semnalului. O constantă de timp mai lungă oferă informații mai bune despre amplitudinea pulsului. O constantă de timp mai scurtă este preferată în aplicațiile care necesită viteze mai mari de numărare [13, 21].

**Factorul de câștig** al amplificatorului ORTEC 671 variază de la  $\times 5$  la  $\times 1000$ . Ambele tipuri de câștig sunt măsuri de amplificare a semnalului pentru obținerea unei rezoluții convenabile. Amplificatorul modelează pulsul, furnizând impulsuri separate, chiar dacă impulsurile provenite de la preamplificator se suprapun [21].

### Analizorul MCA (ORTECT 927)

Este un sistem încorporat într-un bloc unitar, permitând achiziția și prelucrarea complexă a datelor. Analizorul multicanal sortează pulsurile și contabilizează numărul de pulsuri în intervalele individuale, fiind un dispozitiv electronic destinat selectării unor variații mici ale tensiunii pulsurilor receptate. El înregistrează aceste variații într-un canal specific unui interval energetic. Rezultatul analizei este o histogramă cu axa Oy asociată frecvenței de numărare a evenimentelor detectate și axa Ox corelată cu un alt parametru precum timpul sau energia. Informația analogică care provine sub forma unui puls de tensiune de la amplificator este digitizată cu ajutorul unui **CAD** fixat în aceeași unitate [14, 97].

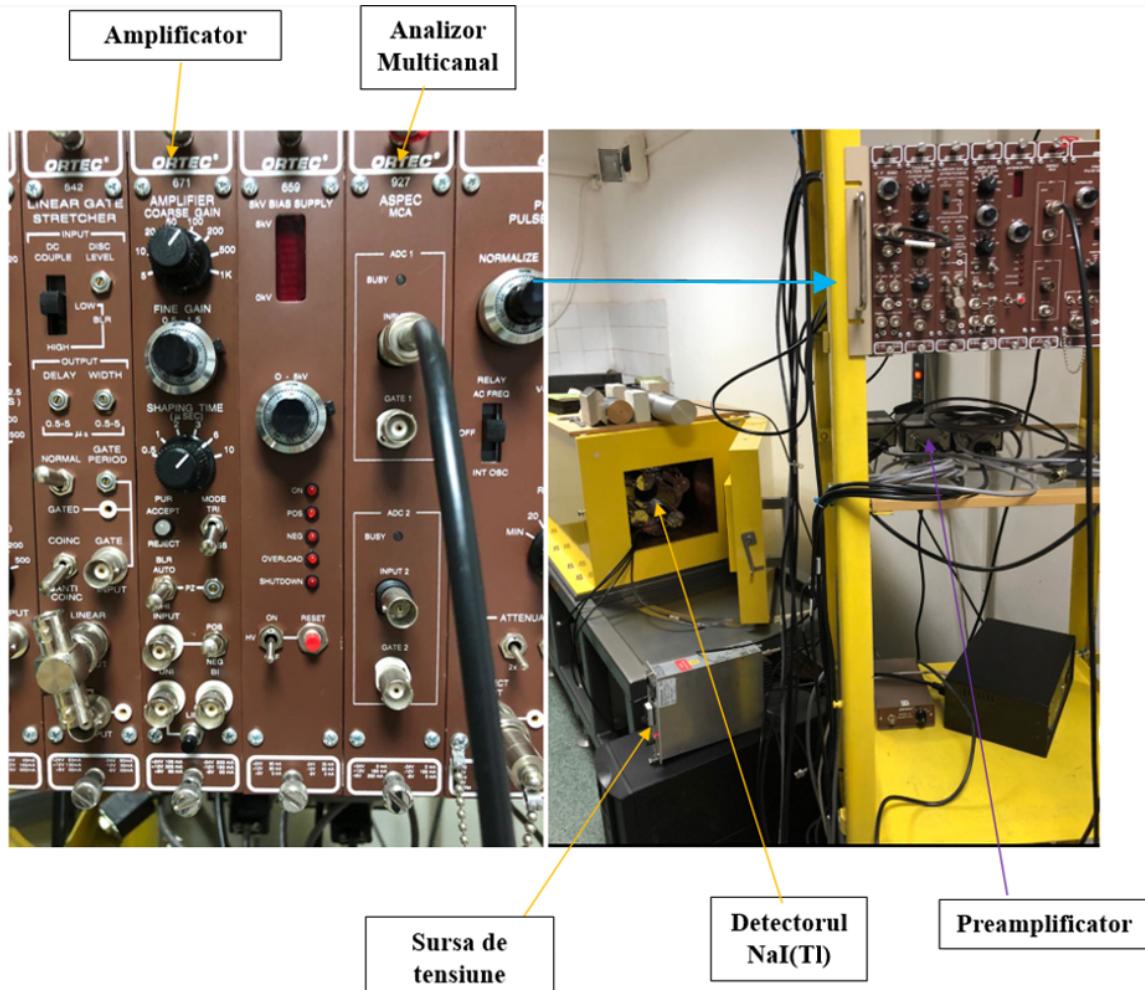


Figura 2.10: Lanțul spectrometric al scintilatorului NaI(Tl) din laboratorul LaMAR [19].

Lanțul spectrometric specific unui detector HPGe (Figura 2.11) se bazează pe o configurație similară în principiu cu arhitectura lanțului NaI(Tl) din Figura 2.10. Atomii din cristalul HPGe interacționează cu fotonii gamma iar din ionizări sunt generate multiple perechi electron-gol. Un foton de energie mare va

generă mai multe perechi, deci un semnal mai amplu. Respectivii purtători de sarcină formează semnalul analogic, amplitudinea acestui semnal fiind proporțională cu energia fotonilor gamma detectați. Semnalul electric direcționat prin circuit este încă prea slab și zgomots pentru a fi decodificat sau reprezentat. Preamplificator îi asigură acestuia o primă amplificare minimă, însăși de reducerea zgometului. Ca interfață permite cuplarea detectorului cu amplificatorul. La rândul său amplificatorul captează semnalul și modelează formă pulsului de tensiune, asigurând amplificarea și discriminarea pulsurilor de tensiune. Permite setarea unor funcții de control și stabilizare a semnalului amplificat. După ce semnalul a fost amplificat trebuie colectat de analizorul multicanal. Acesta convertește semnalul analogic în semnal digital cu ajutorul unui convertor analog-digital. Datele înregistrate de analizorul MCA sunt grupate într-o serie de canale. Fiecare canal corespunde unui anumit interval energetic aferent evenimentului. În funcție de energia fotonilor detectați, aceștia sunt încadrați într-un anumit canal iar frecvența lor de înregistrare va fi distribuită pe canalele corespunzătoare.

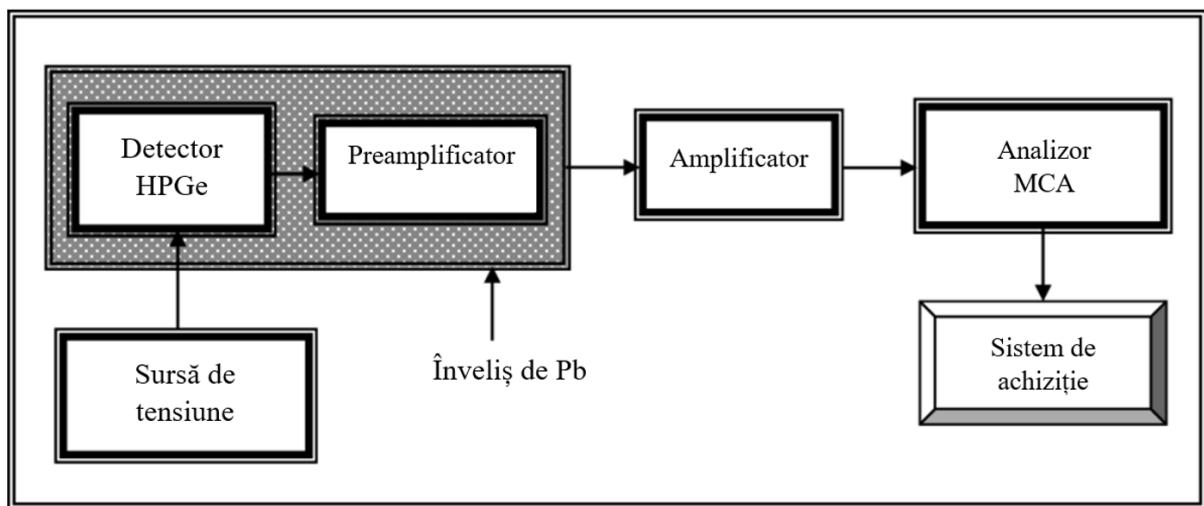


Figura 2.11: Componentele din lanțul spectrometric al unui detector HPGe [19].

## 2.4 Parametrii care cuantifică eficiența detectorului

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [42, 15, 18].

1. Eficacitatea detectorului - reprezintă raportul dintre numărul de fotonii detectați și numărul fotonilor emisi de sursă radioactivă în același interval de timp. Altfel spus, câți fotonii cu o anumită energie sunt detectați din totalul fotonilor emisi de sursă.
2. Rezoluția energetică - este raportul dintre lărgimea fotopeak-ului la semi-înălțime (FWHM) și energia respectivelui fotopeak. Reprezintă capacitatea detectorului de a discinde între doi fotoni de energii apropiate.
3. Timpul de răspuns - este durata de timp scursă de la momentul în care radiația interacționează cu detectorul și până la formarea semnalului analog. Amplitudinea acestui puls este proporțională cu energia radiației gamma depozitată în materialul detector.
4. Timpul mort - se referă la fereastra de timp în care detectorul nu mai înregistrează radiație ulterior înregistrării unui eveniment. Este practic intervalul de timp care desparte înregistrarea a două evenimente.

Mărimile enumerate sunt caracteristice oricărui detector de radiație. Prin intermediul acestora putem evalua performanța detectorului într-o aplicație de laborator. Implementarea acestor mărimi în cadrul unei simulări este utilă în reproducerea cât mai fidelă a spectrelor experimentale.

## Instrumente software de analiză și prelucrare a datelor din fizica nucleară

### 3.1 Metode Monte Carlo

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [2, 26, 110, 53, 50, 103, 38, 3]

Majoritatea proceselor naturale evoluează incert dar în acord cu diverse distribuții de probabilitate. Chiar dacă s-ar cunoaște condițiile inițiale, există multiple posibilități privind evoluția ulterioară a procesului, unele scenarii fiind mai probabile decât altele. De multe ori se dorește identificarea probabilităților de evoluție în conformitate cu anumite scenarii. În acest sens, metodele Monte Carlo sunt acei algoritmi în cazul cărora se generează eșantioane de numere aleatorii pentru a soluționa probleme complexe precum modelarea proceselor fizice stohastice. Mai exact generarea de numere aleatoare și observarea unor tipare în acele seturi de valori care satisfac o proprietate sau mai multe. Categoriile de probleme întâia sunt cele non-deterministe. Toate simulările Monte Carlo sunt modele virtuale care evoluează aleatoriu pentru a imita o situație reală în principiu. Ca metode statistice sunt frecvent utilizate și în tratarea problemelor deterministe ale căror abordări analitice sunt laborioase sau imposibile prin alte mijloace. Astfel de tehnici își găsesc utilitatea în partea de proiectare, optimizare și analiză a configurațiilor experimentale. Devine posibilă estimarea în timp util a rezultatelor unor fenomene statistice care necesită procesarea a mii de date, ca de exemplu interacțiile dintre particule și un material detector. Efortul computațional ar fi drastic diminuat pentru probleme extrem de complicate, care depind de numeroși factori impredictibili. Simulările Monte Carlo oferă un cadru aplicativ util în testarea sau validarea unor modele teoretice, dincolo de evaluarea răspunsului unui detector tipic - Figura 3.1.

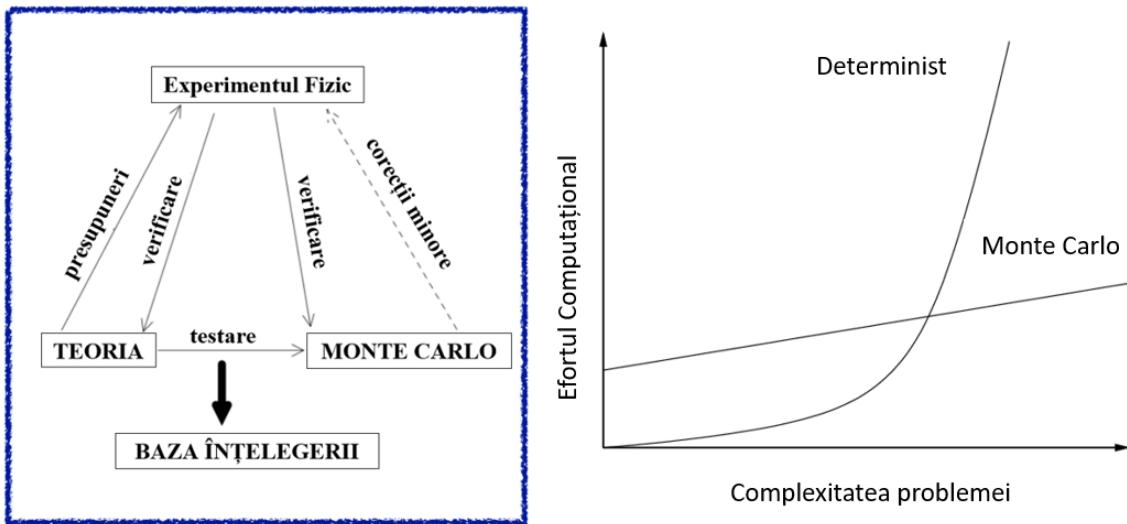


Figura 3.1: Utilitatea simulațiilor Monte-Carlo: dezvoltarea, testarea sau verificarea unor modele experimentale și teoretice [2, 26].

Există o varietate de metode Monte Carlo însă procedura lor generală se axează pe 4 etape. În prima etapă se stabilește modelul matematic care va corela datele de intrare cu datele de ieșire. Scopul acestui model este de a explica comportamentul sistemului fizic analizat. A doua etapă implică generarea unui eșantion numeros de valori numerice aleatorii, pe baza unor distribuții de probabilitate. Urmează a treia etapă, de aplicare a modelului matematic pe setul datelor aleatorii de intrare. A patra etapă se concentrează pe determinarea și evaluarea datelor de ieșire în funcție de setul datelor aleatorii de intrare [110].

În materie de fizică experimentală, metodele Monte Carlo sunt implementate adesea pentru simularea comportamentului unor particule individuale sau a sistemelor dinamice de particule supuse unor interacții. Primul pas presupune modelarea evoluției stărilor și caracteristicilor unor particule rezultate în cadrul proceselor fizice. Al doilea obiectiv practic este de a simula interacțiunile între detectori și particule - pentru estimarea informațiilor și rezultatelor derivate din experiment. Există o mare flexibilitate și adaptabilitate a acestor metode la numeroase experimente. În simularea interacțiunilor dintre materialul detector și radiația incidentă, determinarea rezultatelor finale trebuie să țină cont de evoluția statistică a proceselor care conturează acțiunea evenimentelor [53, 50]. Asemenea simulări implică transport de particule, având în comun câteva aspecte remarcabile:

1. Acțiunea constă dintr-un număr semnificativ de evenimente care includ diverse schimbări în configurația dinamică a sistemului. Aceste evenimente sunt tratate individual iar schimbările sunt înregistrate secvențial.
2. Simularea debutează cu generarea aleatorie a unor particule în cadrul unui prim eveniment. Fiecare particulă deține un registru de proprietăți fizice caracteristice. Aceste proprietăți conturează decursul statistic al interacțiunilor.
3. Orice particulă generată se deplasează liber până când interacționează la primul pas - după care comportamentul ei se modifică și trebuie reevaluat după fiecare interacție.
4. Procesul care provoacă interacționează este selectat dintre toate procesele fizice posibile, în funcție de probabilitatea acestuia. Probabilitățile sunt calculate ținând cont de tabelele cu secțiuni eficace de interacție.
5. Secțiunile eficace de interacție sunt preluate din baze de date sau pot fi estimate prin evaluarea informațiilor experimentale. Metodele adoptate au ca substrat anumite modele teoretice sau empirice.
6. Starea cinematică se schimbă în diverse interacțiuni și trebuie reactualizată de fiecare dată. Istoricul interacțiunilor generate va fi monitorizat în cadrul parcursului secvențial al oricărei particule.
7. Uneori numărul interacțiunilor din calea particulei este foarte mare astfel încât efectele multora trebuie condensate sau mediate prin adoptarea unui model ceva mai simplificat (condensarea istoriei particulei).
8. În unele cazuri numărul evenimentelor necesare pentru o anumită precizie statistică este atât de mare încât sunt adoptate tehnici de simplificare sau reducere a complexității [53].

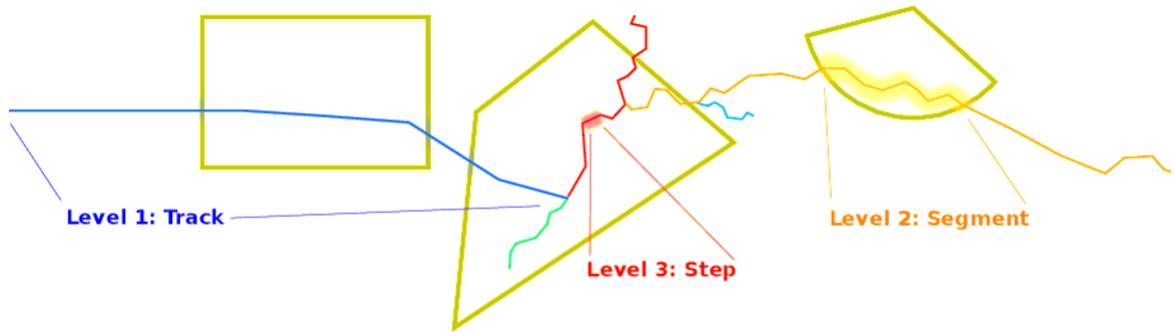


Figura 3.2: Geometria fracționară a parcursului unei particule prin materiale [103].

Un cadru de instrumente software destinate simulării detectorilor de radiații este pachetul Geant4. În Geant4 toate particulele sunt tratate clasic, ca entități punctuale cu impuls și poziție bine definite în fiecare moment al mișcării lor. Procesarea evenimentelor se face secvențial, „pas cu pas” și „particulă cu particulă” - în acest sens nu sunt generate sau procesate evenimente concomitente. Acest tip de abordare

în procesarea evenimentelor permite un control precis și analiza detaliată a fiecărui eveniment în parte, respectiv gestionarea informațiilor despre particule. Particulele sunt propagate în cadrul unor pași discreți care interconectează nodurile de interacție - Figura 3.3. Nodurile desemnează punctele în care particula își schimbă proprietățile prin diverse interacțiuni fizice cu alte particule din material. Particula tranzitează o succesiune de noduri pe o distanță condiționată în special de natura interacțiunilor suferite. Pașii stochează informații despre schimbările în proprietățile particulei, cum ar fi variația de impuls și viteză sau energia cinetică cedată. Traекторia este o imagine statică a întregului traseu al particulei prin detector, începând de la generarea și până la epuizarea parcursului său. Ea se actualizează cu fiecare pas și se sterge atunci când: particula evadează din zona sensibilă a detectorului, își cedează complet energia cinetică și este absorbită în material sau suferă o dezintegrare. Traекторia (Track) devine un identificator al particulei - ea stochează informații curente despre proprietățile și stările ei pe întregul traseu, inclusiv lungimea traseului, interacțiile amorsate sau numărul pașilor intermediari. O panoramă a părților dintr-o simulare Geant4 este Figura 3.5, unde sunt prezentate concepțile esențiale în propagarea și simularea discretă a particulelor. Modelarea grafică a transportului unor particule printr-un material trebuie să ia în calcul toate procesele fizice posibile și în realitate.

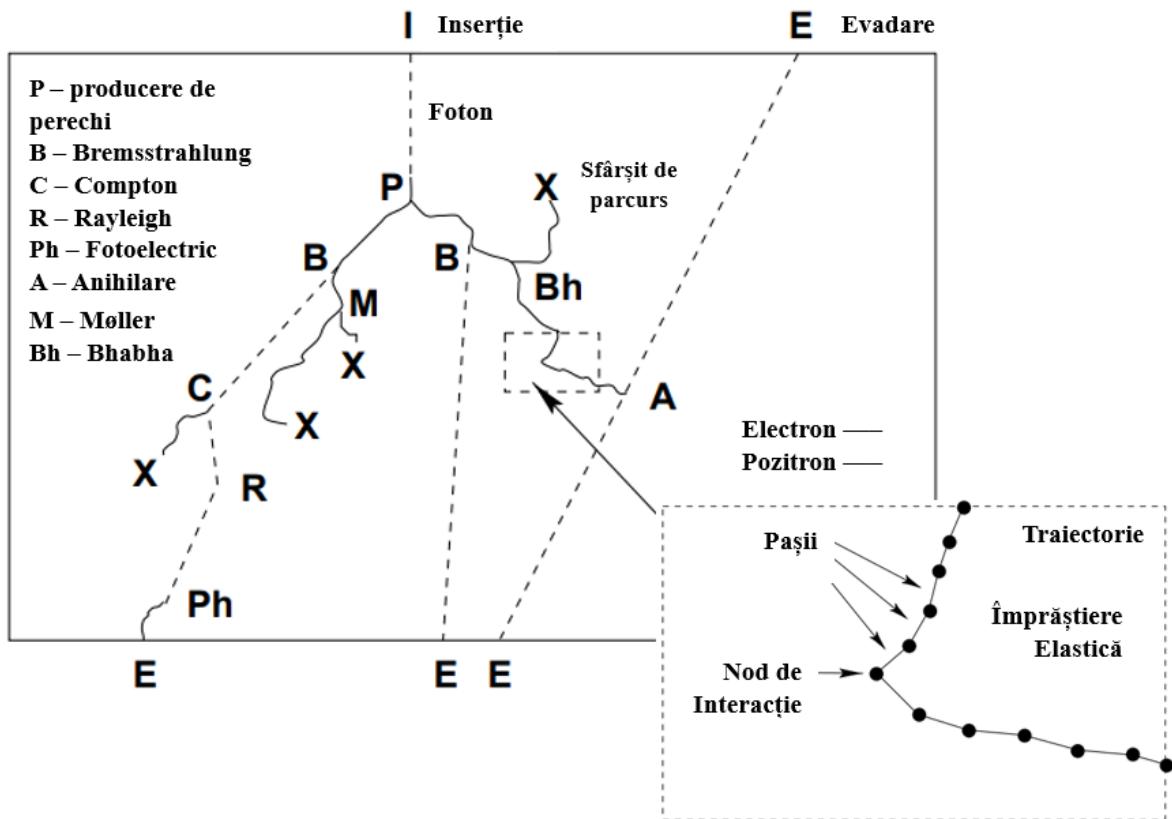


Figura 3.3: Simularea grafică a proceselor implicate în transportul electronilor din Geant4 [3].

Simularile Monte Carlo implementate în Geant4 joacă un rol aparte privind configurarea incipientă a unui experiment de laborator. Prin simulare s-ar putea testa diferite configurații alternative pentru a evalua eficiența acestora în detectarea fenomenelor caracteristice, în variii condiții. Folosind simulari în Geant4 se estimează performanțele unor configurații experimentale, prezicând anumite rezultate care urmează a fi obținute pe cale practică. Există posibilitatea de a simula sisteme experimentale complexe, imposibil de construit manual. Mai mult decât atât, evaluarea comportamentului unor detectori devine factorul cheie pentru ajustarea sau alegerea lor într-o situație particulară. Prin urmare Geant4 rămâne alternativa secundară în testarea, optimizarea și dezvoltarea unui design potrivit cerințelor de laborator. Este un mod de testare a capacitaților unui detector care urmează a fi proiectat. Simularea contribuie la identificarea unor discrepanțe între rezultatele obținute și predicțiile teoretice, indicând eventual anumite efecte nedetectate.

---

## 3.2 Noțiuni de Geant4

### 3.2.1 Caracteristici generale

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [5, 39, 54].

Geant4 (GEometry AND Tracking) reprezintă o bibliotecă de instrumente software destinate simulării transportului de particule prin diverse configurații. Acest cadru a fost creat pentru a utiliza programarea orientată pe obiecte în limbajul C++. Este vorba de o paradigmă care permite definirea și împrumutarea unor obiecte preexistente în baza de date a pachetului, fără a mai fi necesară conceperea lor de la zero. Practic dispune de o arhitectură modulară în care fiecare clasă servește unui scop specific, conținând informațiile necesare pentru dezvoltarea părților și acțiunilor unui experiment în toată regula. Aceste clase oferă mijloacele și informațiile esențiale în implementarea, dezvoltarea sau evaluarea unui experiment virtual. Avantajul constă în numeroasele moduri de ajustare a surselor, detectorilor, materialelor, particulelor și mediului prin care particulele se propagă. Există un suport vast care cuprinde proprietățile fizice și geometrice ale materialelor sau particulelor simulate. Aceste proprietăți sunt esențiale pentru a evalua evenimentele și schimbările suferite de particule în decursul propagării. Geant4 urmărește o abordare semi-clasică unde chiar dacă particulele sunt tratate clasic, evoluțiile și interacțiunile lor urmăresc legi de natură cuantică [5]. Există o bază uriașă de date în conținutul căreia sunt trecute informații legate de proprietățile fiecărei particule, dintre care și secțiunile lor de interacție. Geant4 utilizează atât modele teoretice cât și modele bazate pe date empirice reale - pentru a putea descrie cât mai bine varietatea interacțiilor.

În primul rând există suficiente resurse necesare pentru crearea unei geometrii customizabile a detectorului. Se pot defini configurații geometrice oricât de complexe în principiu. Geant4 permite setarea condițiilor inițiale, cum ar fi prezența unor câmpuri magnetice și electrice externe. Evoluția evenimentelor va fi modelată și pe seama acestor condiții. Un alt aspect foarte important vizează existența unei varietăți de particule - o multitudine de surse radioactive. În Geant4 se poate modela inclusiv dezintegrarea radioactivă a unuia sau mai multor radionuclizi, cu respectarea schemelor de dezintegrare. Un grad sporit de control există în ceea ce privește distribuția particulelor - prin modul în care ele sunt emise. Geant4 modelează transportul fiecărei particule printr-un mediu iar acest lucru implică estimarea traseelor particulelor prin material, calculul variațiilor unor mărimi cinematice sau memorarea interacțiilor la fiecare pas. Un alt aspect remarcabil: înregistrarea datelor în cadrul fiecărui eveniment simulat. Datele obținute din simulare pot fi ulterior exportate pentru a fi prelucrate în alte limbi. Geant4 deține un mod interactiv de procesare a evenimentelor, printr-o interfață grafică cu utilizatorul. În această interfață sunt afișate traectoriile particulelor, geometria detectorului, evenimentele sau alte informații - Figura 3.9

### 3.2.2 Elementele unei simulări Geant4

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [49, 113, 112, 4, 91, 7, 38, 80, 45, 92].

Tehnicile specifice de programare sunt cele din C++, având la bază clase, obiecte și funcții pentru a reprezenta componente și fizica acțiunilor. În Geant4, avantajul principal ar fi posibilitatea de împrumutare și utilizare a obiectelor gata făcute - toate aspectele fizice necesare procesului de simulare au fost incluse în trusa platformei. Dezavantajele majore: complexitatea algoritmilor cât și resursele alocate în aprofundarea limbajului, dat fiind numărul vast de clase. De cele mai multe ori documentația este dispersată și dificil de parcurs în timp util. Geant4 rămâne doar o trusă cu diverse funcționalități care nu garantează dobândirea rezultatelor experimentale reale, în ciuda preciziei. Cele mai importante concepte dintr-o simulare sunt:

1. Particulele generate, cu seturile lor de atrtribute.
2. Geometria sistemului și materialele de lucru.

3. Propagarea particulelor și generarea evenimentelor principale de interacțiune.
4. Fizica din spatele interacțiunilor între particule - inclusiv secțiunile de interacție și diverse modele experimentale.
5. Urmărirea parcursului particulelor prin materiale și vizualizarea traiectoriilor lor.
6. Răspunsul componentelor sensibile ale detectorului - inclusiv depozitarea energiei sau numărul de particule receptate.
7. Generarea datelor din procesarea evenimentelor și înregistrarea schimbărilor suferite de particule.
8. Analiza și reprezentarea datelor numerice rezultante din simulare [49].

Geant4 încorporează o bună parte din tot ceea ce se cunoaște în legătură cu teoriile din fizica particulelor, cuprindând un set de modele destinate studiului interacțiunilor radiației cu materia. Fiecare model fizic are propria gamă energetică de aplicabilitate. Combinând mai multe date empirice, procesele fizice pot fi simulate în orice situație extremă. Simularea este divizată într-o serie de evenimente, fiecare eveniment implicând particule transportate în mai mulți pași prin diverse medii. Pe parcursul propagării unei particule sunt simulate și gestionate procese precum: crearea de particule secundare, dezintegrări, împrăștieri, absorbtii sau alte fenomene. Părțile simulării aparțin unor clase organizate în categorii generale și dispuse într-o structură ciclică. Categoriile plasate la baza ierarhiei sunt cele mai importante întrucât ele oferă fundația pentru restul categoriilor care încapsulează clasele de obiecte și acțiuni. O descriere succintă a categoriilor de clase din Figura 3.4:

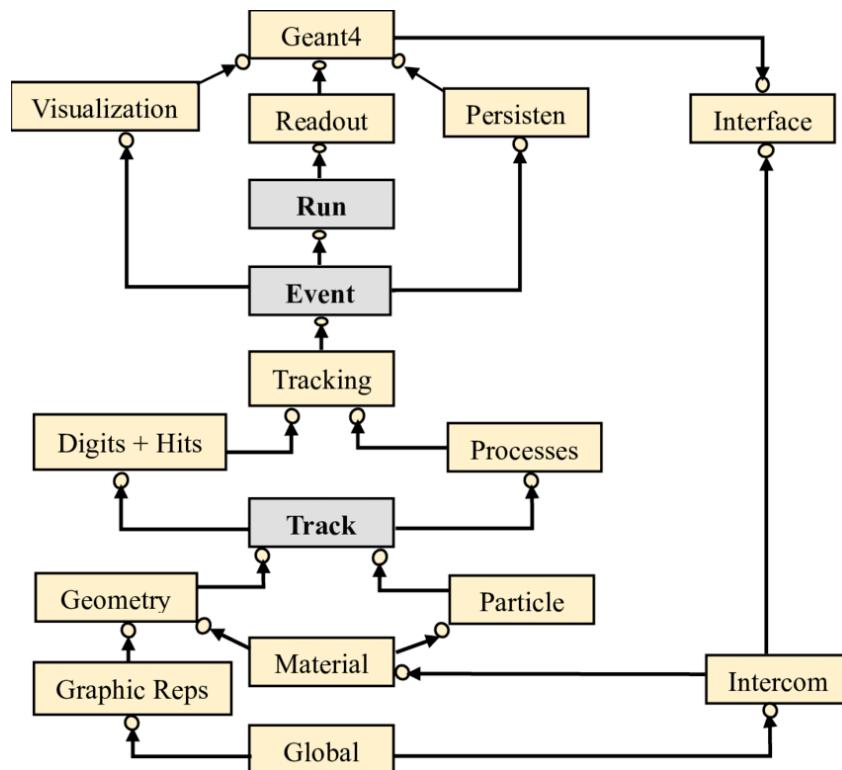


Figura 3.4: Diagrama ierarhiei categoriilor de clase din Geant4 [45].

1. „Global” - categoria care acoperă sistemul de unități, numere aleatoare și constante numerice necesare în definirea mărimilor și afișarea rezultatelor.
2. „Material” - modulul care implementează facilitățile esențiale în descrierea proprietăților fizice ale materialelor din componența detectorului. Constituie și baza pentru elementele geometrice sau particulele simulate.

3. „Particle” - înglobează datele necesare pentru a defini și stabili natura diverselor particule implicate în evenimente. În Geant4, o particulă se reprezintă prin intermediul a 3 clase principale:
- 1) G4Track - încapsulează informațiile necesare pentru a reprezenta poziția geometrică a particulei cât și urma ei care trebuie trasată prin spațiu, adică „track-ul”.
  - 2) G4DynamicParticle - oferă informații legate de proprietățile dinamice ale particulei, cum ar fi impulsul sau energia. Fiecare obiect din clasa G4Track are un corespondent unic din G4DynamicParticle. Această clasă reprezintă particulele individuale.
  - 3) G4ParticleDefinition - încorporează proprietățile statice ale particulei, precum: sarcină, canale de dezintegrare, timpi de viață, mase de repaus, etc. Această clasă este necesară în definirea identității unei particule.

4. „Geometry” - pachetul pune la dispoziție resursele necesare pentru a descrie o structură geometrică ierarhizată. Orice structură va avea un volum geometric definit în trei „straturi” distințe:

Volumul solid: cuprinde forma și dimensiunea unei componente geometrice.

Volumul logic: definește atributele fizice precum compozиție, sensibilitate, prezența câmpurilor electromagnetice sau alte caracteristici de material.

Volumul fizic: definește poziția spațială sau amplasarea volumului logic în raport cu un sistem de referință.

În absența acestor clase nu s-ar putea defini concret detectorul și sursa de particule. Dincolo de acestea se află categoriile necesare pentru a descrie transportul particulelor și procesele fizice pe care le suferă acestea pe durata propagării.

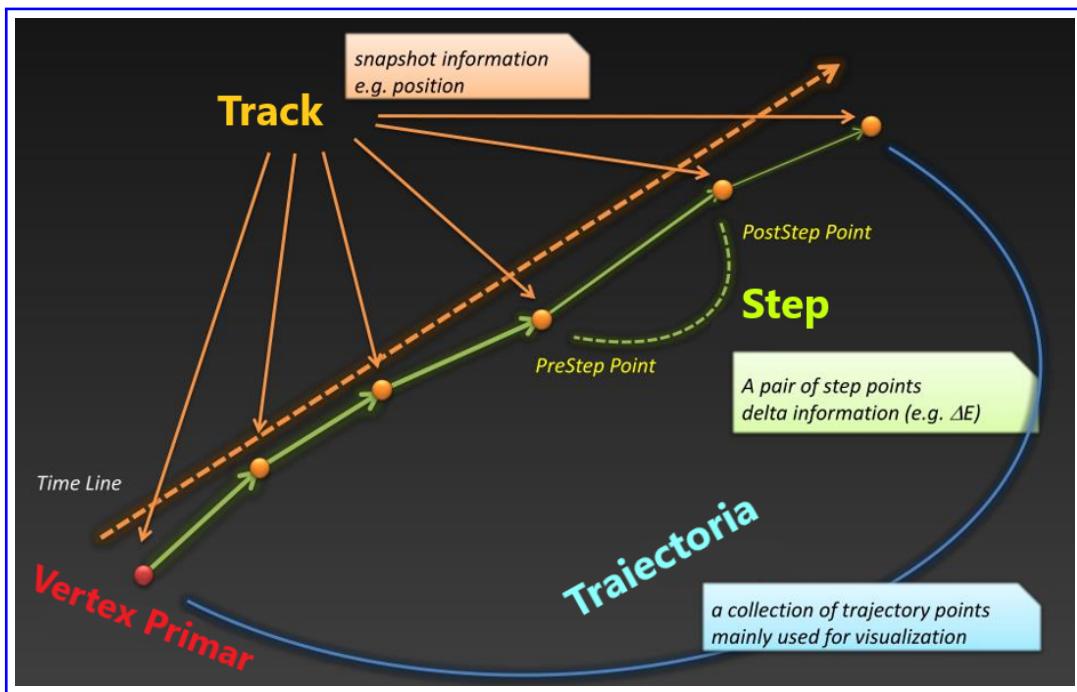


Figura 3.5: Ilustrarea grafică a conceptelor relevante în transportul unei particule printr-un material [113].

5. „Track” (pista) - categoria care conține clase destinate modelării traекторiilor particulelor și a pașilor intermediari (step). Pista este o instanță curentă asociată unei particule. Fiecare pistă este actualizată în trepte sau pași. Clasa G4TrackingManager gestionează procesarea pistelor care sunt reprezentate în clasa G4Track.

6. „Process” sau categoria proceselor - conține implementările modelelor de interacțiune fizică între particule și câmpuri. Fiecare particulă are propria ei listă de procese aplicabile care sunt invocate la fiecare pas pentru a obține efectele de interacție. Există 3 tipuri de procese:

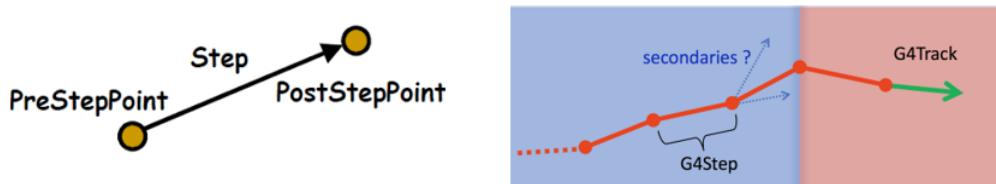


Figura 3.6: Pasul - concept care cuantifică fenomenele continue de propagare a particulei [112, 4].

- a) Aplicabile după pas (PostStep) - este cazul proceselor de absorbtie, împrăștiere sau generarea altor particule.
- b) Aplicabile de-a lungul pasului (AlongStep): procese continue aplicabile pentru toți pașii particulei, cum ar fi: cedarea de energie cinetică sau ionizarea.
- c) Procese de repaus (AtRest) - aplicabile particulelor în repaus, cum ar fi dezintegrările.

Toate procesele sunt derivate dintr-o clasă abstractă numită G4VProcess. Fiecare particulă deține propriul său obiect G4ProcessManager ca vector de gestionare a proceselor atribuite.

- 7. „Event” - categorie menită să gestioneze evenimentele de interacțiune în decursul traseului particulei. Mai exact gestionează lista nodurilor de interacțiune la fiecare pas și particulele primare generate în fiecare eveniment. Clasa reprezentativă pentru procesarea unui eveniment este numită G4EventManager iar clasa G4Event reprezintă elementele evenimentului.
- 8. „Run” - gestionează colecții de evenimente care debutează în aceleași condiții experimentale. Ca acțiune, rularea începe atunci când una sau mai multe particule primare sunt generate și se încheie când toate particulele primare și secundare sunt complet trasate în configurația experimentală. Rezultatul categoriilor cuprinde informațiile necesare pentru a genera interfața grafică cu utilizatorul (Interface) sau pentru vizualiza și reprezenta rezultatele [91, 7, 38, 80].

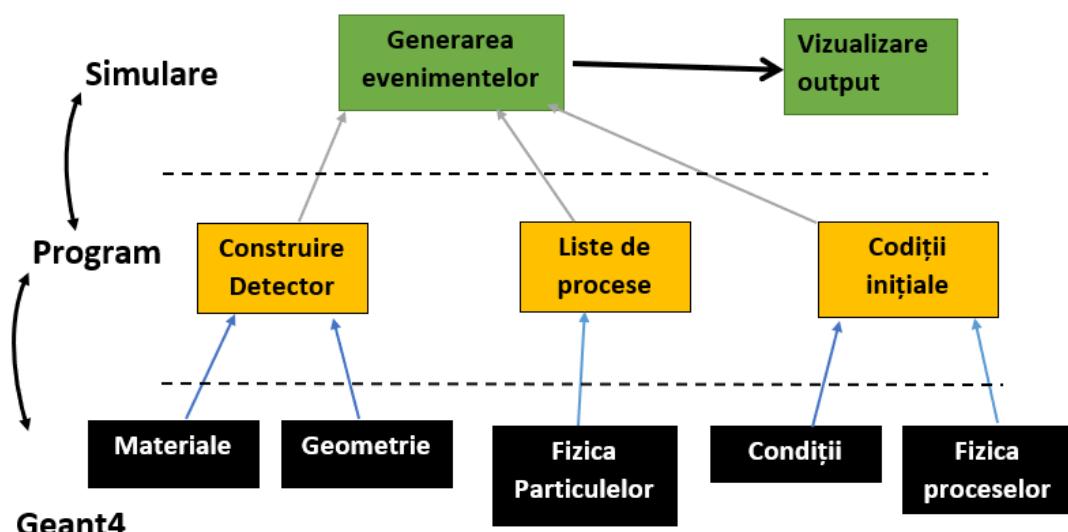


Figura 3.7: Schema de dispunere a punctelor principale dintr-o simulare.

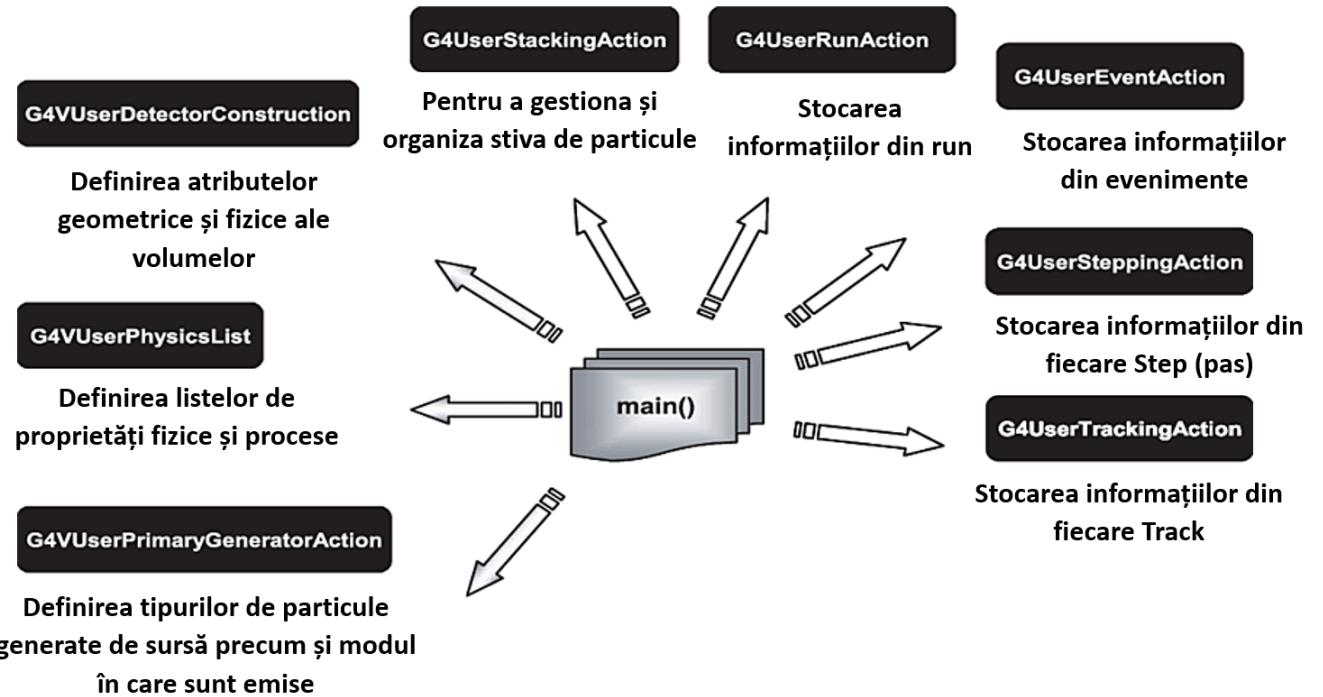


Figura 3.8: Cele mai comune clase de obiecte folosite în simulările Geant4 și atrbutele lor [92].

Pe scurt, crearea modelului virtual presupune: configurarea geometriei detectorului, definirea sursei de radiații, implementarea pachetelor fizice necesare pentru a evalua comportamentul particulelor și simularea evenimentelor cu stocarea rezultatelor.

### 3.3 Logica simulării create

Sursele utilizate ca şablon pentru simulare [69, 41, 37, 4, 44, 59]

Simularea în Geant4 cuprinde două tipuri de fișiere separate: header și sursă. Acest tip de repartie este caracteristică procedurii de programare orientată pe obiecte. Separarea fișierelor oferă codului o structură modulară și flexibilă, în care fiecare modul are propriile sale scopuri precise. Fișierele header conțin definițiile generale ale claselor ca structuri de date, respectiv directivele de preprocesare sau declarații de funcții și variabile globale. Pe de altă parte, fișierele sursă conțin implementările efective ale funcțiilor și claselor declarate în header. Mai precis codul propriu-zis care urmează a fi compilat și rulat. Descrierea succintă a logicii modulelor s-ar putea rezuma astfel:

„**CMakeLists**” - permite accesarea librăriilor din Geant4 precum și a pachetelor necesare pentru a putea compila codul. Aici se găsesc inclusiv resursele utilizate în crearea interfeței grafice cu utilizatorul. Fără aceste resurse nu am putea executa sau rula codul simulării.

„**main**” - definirea funcției principale care inițiază și controlează parametrii simulării. Aici sunt gestionate nivelele de execuție ale simulării, atât pentru interfață grafică cu utilizatorul (în modul interactiv) cât și în modul batch (non-interactiv). Practic sunt inițializate elementele care urmează a fi simulate: construcția detectorului, listele de proprietăți fizice și generarea acțiunilor necesare pentru transportul particulelor. Operațiunile sunt realizate cu ajutorul unui manager de rulare.

„**physics**” - împrumutarea pachetelor și a resurselor fizice necesare în descrierea și modelarea interacțiunilor dintre particule și materialul detector. Acestea se regăsesc sub forma unor liste fizice de proprietăți. Sunt incluse și listele fizice necesare în simularea proceselor de dezintegrare radioactivă. Aceste modele configurează comportamentul particulelor într-un mod cât mai realist.

**„construction”** - configurarea și definirea celor trei tipuri de volume: solide, logice și fizice, pentru fiecare structură geometrică din experiment. Se configuraază detectorul și mediul în care este amplasat, setând inclusiv volumul sensibil din care se obțin datele. Sunt gestionate și caracteristicile materialelor folosite: proprietăți fizice, compoziție și geometrie. Se fixează fiecare structură în raport cu originea unui sistem de referință.

**„generator”** - se ocupă cu definirea și configurația sursei de particule. Sursa este definită ca fiind un ion radioactiv, ale căruia caracteristici sunt împrumutate din tabelele Geant4. Sunt configurate atât proprietățile ionului cât și modul în care sursa emite particule: uniform în toate direcțiile. Sursa punctiformă este amplasată în centrul detectorului.

**„event”** - gestionează și stochează informațiile sau datele rezultate din cadrul fiecarui eveniment simulat. Energiile depozitate în decursul evenimentelor sunt colectate și stocate într-o histogramă. La începutul fiecarui eveniment de dezintegrare, energia depozitată este restată la 0. Aici este implementată inclusiv funcția pentru simularea rezoluției energetice a detectorului real.

**„run”** - ajută la gestionarea acțiunilor dintr-o singură rulare a simulării. Fiecare „run” este o colecție de mai multe evenimente simulate secvențial. Modulul se ocupă cu organizarea și reprezentarea datelor colectate din toate evenimentele aceluiși run. Practic permite scrierea datelor de ieșire în fișiere ROOT. Aici sunt incluse histogramele pentru reprezentarea spectrelor energetice, sub formă de distribuții ale frecvențelor de înregistrare.

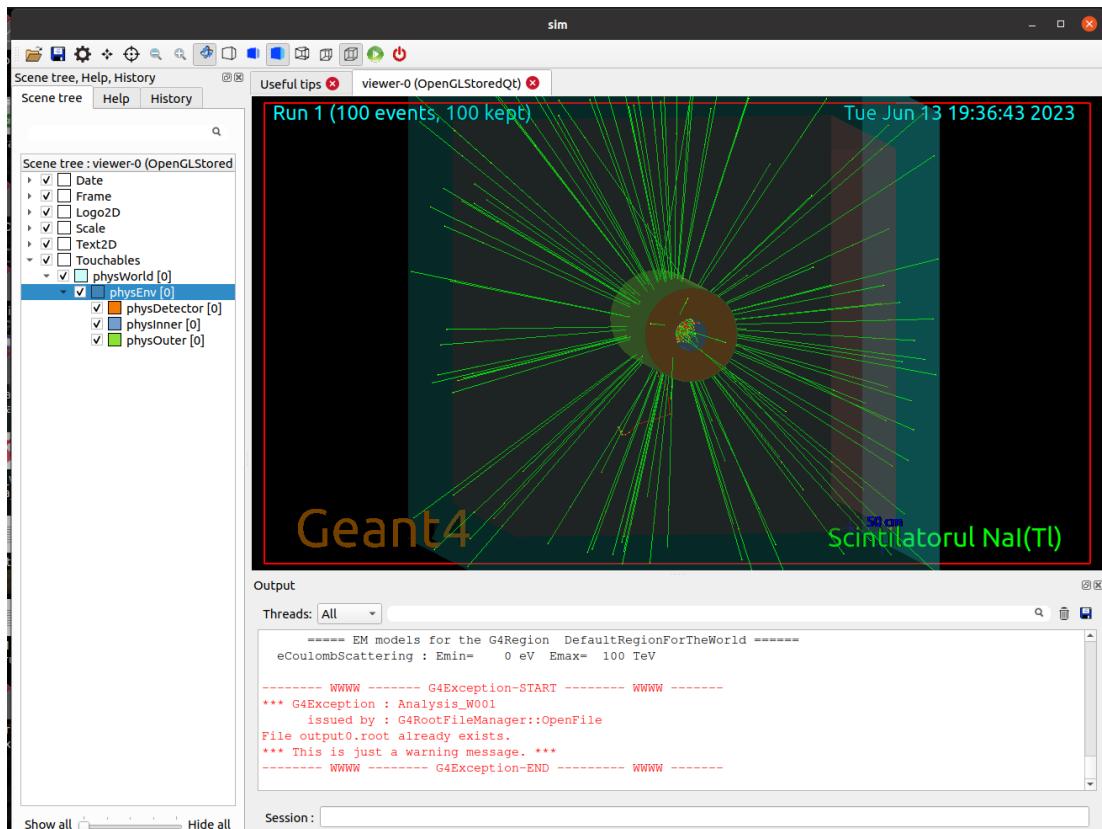


Figura 3.9: Interfața grafică cu utilizatorul (GUI) în Geant4 - aşa arată simularea pentru 100 de evenimente generate în cadrul unui singur run.

Există o paletă convențională de culori desemnate în reprezentarea unor caracteristici ale particulelor simulate, precum sarcina electrică. Astfel de reprezentări permit distingerea vizuală între identitățile particulelor simulate. În interfața GUI sunt toate reprezentările grafice ale traseelor fiecărei particule - acestea sunt afișate la finalul unui run, după simularea evenimentelor. Se remarcă câteva culori specifice: verde pentru fotonii - particule neutre, roșu pentru electroni - particule cu sarcină negativă iar albastru pentru pozitroni - particule cu sarcina pozitivă - Figurile 4.17, 3.9.

**„stepping”** - pentru a gestiona doza de energie acumulată în detector la fiecare pas în parte. Evenimentele sunt colecții de pași. Particulele sunt trasate prin pași. La finalul fiecărui pas se depune o anumită cantitate de energie în detector iar energia depozitată într-un eveniment este suma energiilor depuse la fiecare pas conținut. Energia se acumulează astfel „pas cu pas” în detector.

**„detector”** - este partea responsabilă cu procesarea hit-urilor (interacțiunilor) din volumul sensibil al detectorului. Atunci când o particulă traversează detectorul, fiecare pas al acesteia este înregistrat și procesat individual. Prin analiza fiecărui pas se obțin detalii legate de poziția particulei care a interacționat în detector. La fiecare interacție (hit) între detector și particulă se extrag informații despre particulă.

**„action”** - pentru configurarea acțiunilor din simulare. Acțiunile reprezintă un fel de sarcini invocate la nivelul fiecărei părți din simulare. Sunt apelate la fiecare rulare și permit gestionarea unor aspecte ale simulării. De exemplu, generarea de particule și obținerea informațiilor despre particule la fiecare pas. Acțiunile pot fi inclusiv la nivel de run sau eveniment - ca gestiuni ale unor operații.

### 3.4 ROOT

Informațiile prezentate în această secțiune au la bază sursele [90, 1].

ROOT este un cadru software utilizat în analiza, procesarea și manipularea datelor - se bazează pe limbajul C++, în paradigma programare orientată pe obiecte. Inițial a fost conceput pentru analiza datelor experimentale din domeniul fizicii energiilor înalte. ROOT deține unele caracteristici printre care se numără algoritmii de analiză statistică avansată cât și instrumentele de vizualizare a graficelor 2D și chiar 3D. Geant4 este compatibil cu ROOT, permitându-i stocarea sau reprezentarea datelor obținute din mai multe evenimente simulate într-o rulare. A fost utilizat ca mediu pentru exportarea datelor culese din simulare, respectiv gestionarea și organizarea lor în histograme.

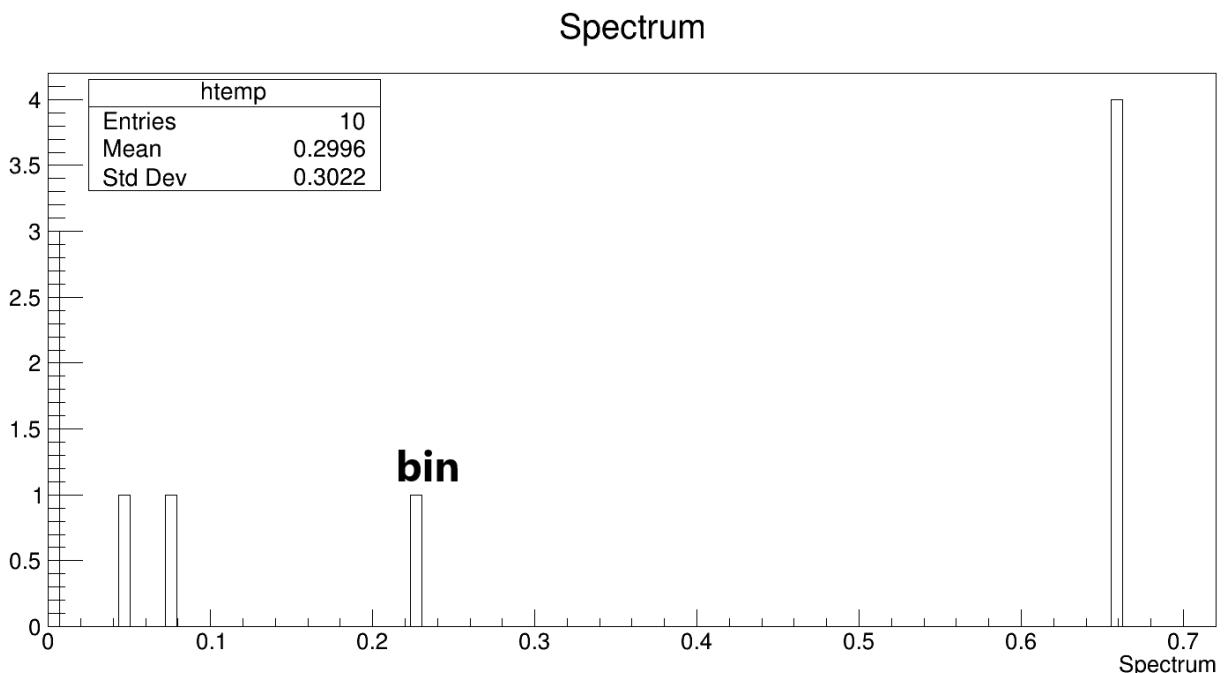


Figura 3.10: O histogramă ROOT cu 10 evenimente înregistrate dintr-un run, în Geant4.

## Rezultate finale

### 4.1 Rezultatele experimentale

Informațiile au fost extrase din sursele [68, 107, 29, 11, 71, 102].

În primul rând detectarea radiațiilor gamma presupune înregistrarea și reprezentarea semnalelor declanșate în decursul mai multor procese de interacție între particule și detector. Fiecare eveniment înregistrat va fi corelat cu o doză de energie depozitată în detector. Sarcina totală din pulsul semnalului electric este proporțională cu suma energiilor depozitate în fiecare eveniment de interacție [71]. Orice interacțiune între fotonii gamma și detector trebuie contabilizată ca înregistrare - condiția fiind ca energia depusă să fie suficientă pentru a declanșa un semnal inteligibil. Fiecare înregistrare este o măsură a numărului de evenimente sau particule, organizate în cadrul anumitor intervale energetice - Figura 3.10. Organizarea acestor date sub formă de distribuții sau spectre ajută indirect la elucidarea caracteristicilor sursei de radiații, precum: tipul, intensitățile și energiile radiațiilor captate. Spectrul este o histogramă de pulsuri înregistrate pe mai multe canale, unde înălțimea fiecărui canal corespunde numărului de pulsuri contabilizate într-un interval restrâns de amplitudini. Întreaga distribuție evidențiază numărul de evenimente înregistrate și gestionate într-un set de canale individuale. La rândul lor aceste canale se vor corela cu alte mărimi precum energia [68]. **Spectrul energetic** al radiațiilor gamma constă într-o distribuție discretă a numărului de înregistrări pe **scara energetică** corespunzătoare. Analizând spectrul energetic se pot extrage informații despre sursa de radiații sau alte caracteristici aferente detectorului.

Dacă detectorul este confecționat dintr-un strat foarte gros de material, atunci radiația gamma ar putea fi complet absorbită. Energia fotonilor va fi astfel transferată integral electronilor din material sub formă de energie cinetică. Suma energiilor cinetice ale tuturor electronilor ejectați ar fi egală cu energia radiației incidente - în cazul detectorului ideal de mare. Spectrul înregistrat ar avea un peak îngust și centrat pe energia radiației măsurate [102]. Cazul opus este acela al unui detector foarte subțire, în care radiațiile împrăștiate Compton scapă în afara detectorului, fără a mai genera semnale. Spectrul înregistrat cu acest detector este format dintr-un fotopeak centrat în dreptul energiei radiației incidente, determinat de electronii generați prin efect fotoelectric. Apare în plus platoul Compton, reprezentând energiile electronilor rezultați din efectul Compton al fotonilor incidenti. În schimb energia fotonilor împrăștiați Compton rămâne nedetectată întrucât ei evadă din detector înainte de a mai genera ionizări. Detectorul real este o combinație între cele două cazuri limită menționate [102].

#### 4.1.1 Determinarea activității surselor

Pentru calculul eficacității detectorului este necesar să cunoaștem numărul fotonilor emiși de sursă pe durata de activitate a detectorului. Acest lucru devine posibil odată ce aflăm care sunt activitățile surselor la momentul efectuării experimentului - Figura 4.1. Este una dintre cele mai importante sarcini. Timpii de înjumătățire și activitățile inițiale ale surselor  $\Lambda_0$  sunt scrise în certificatul de etalonare din laboratorul LaMAR. Pe baza acestor date se calculează activitățile actuale  $\Lambda$  ale surselor folosite;

$$\Lambda(t) = \Lambda_0 \cdot \exp\left(-\frac{\ln(2)}{t_{1/2}} \cdot t_a\right) \quad (4.1)$$

Vom considera durata de timp  $t_a$  ca fiind timpul scurs de la momentul determinării activității inițiale și până la începerea experimentului. În cazul actual ne referim la o durată temporală  $t_a \approx 13.5$  ani.

Radionuclid	$t_{1/2} [\text{ani}]$	$\Lambda_0 [\text{kBq}]$	$\Lambda [\text{kBq}]$
$^{60}\text{Co}$	$5.271 \pm 0.001$	$35.8 \pm 1.1$	$6.1 \pm 0.4$
$^{137}\text{Cs}$	$30.05 \pm 0.08$	$21.3 \pm 0.6$	$15.6 \pm 0.5$

Tabelul 4.1: Valorile activitățile celor două surse.

Odată calculată activitatea prezentă  $\Lambda$  a sursei, se poate estima numărul dezintegrărilor  $N_E$  suferite pe întreaga durată de timp  $t$  în care detectorul este activ și înregistrează fotoni;

$$N_E = \Lambda \cdot t \quad (4.2)$$

Nu toatedezintegrările decurg în același mod. Numărul evenimentelor corespunzătoare unei tranziții sau numărul dezintegrărilor de un anumit tip s-ar determina cunoșcând intensitatea tranziției implicate  $I_\gamma$ :

$$N_\gamma = I_\gamma \cdot \Lambda \cdot t \quad (4.3)$$

Particulele emise din aceste evenimente pot fi, spre exemplu, fotoni gamma de energie cunoscută și cu o amprentă spectrală caracteristică. Doar o parte din fotonii emiși de sursă sunt receptați sau înregistrați - în funcție de caracteristicile constructive ale detectorului.

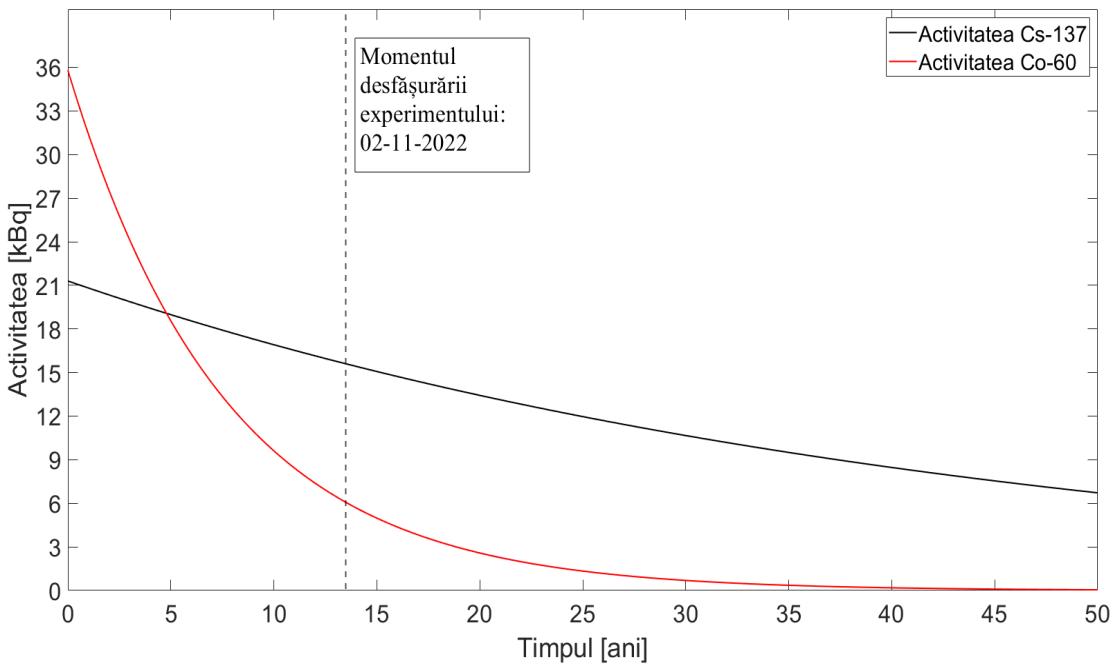


Figura 4.1: Variațiile activităților celor doi radionuclizi, în decursul timpului.

#### 4.1.2 Interpretarea spectrelor energetice experimentale

Primul obiectiv constă în măsurarea, reprezentarea și interpretarea spectrelor energetice pentru doi timpi de modelare diferenți;  $2 \mu\text{s}$  și respectiv  $6 \mu\text{s}$ . Spectrele măsurate astfel prezintă o serie de diferențe subtile în ceea ce privește rezoluția energetică a peak-urilor. Pentru început am configurat lanțul spectroscopic, setând din amplificator un timp de modelare egal cu  $2 \mu\text{s}$ . Cu ajutorul analizorului MCA datele sunt organizate și distribuite pe mai multe canale în cadrul unei histograme. Procesul de corespondere a

fiecarui canal din spectru cu o anumită energie se numește calibrare energetică. Această procedură generală implică găsirea unei funcții liniare care atribuite fiecarui canal o energie aproximativă. **Calibrarea energetică** se efectuează în funcție de două sau mai multe peak-uri, utilizând aplicația InterSpec. Calibrarea spectrelor din lucrarea de față este executată prin două puncte - cu o funcție de gradul 1. Ecuatia 4.4 permite trecerea de la numărul canalului  $N_c$  la energia acestuia în cadrul spectrului din Figura 4.2:

$$E(N_c) = 0.86108 \cdot N_c + 0.4655638 \quad (4.4)$$

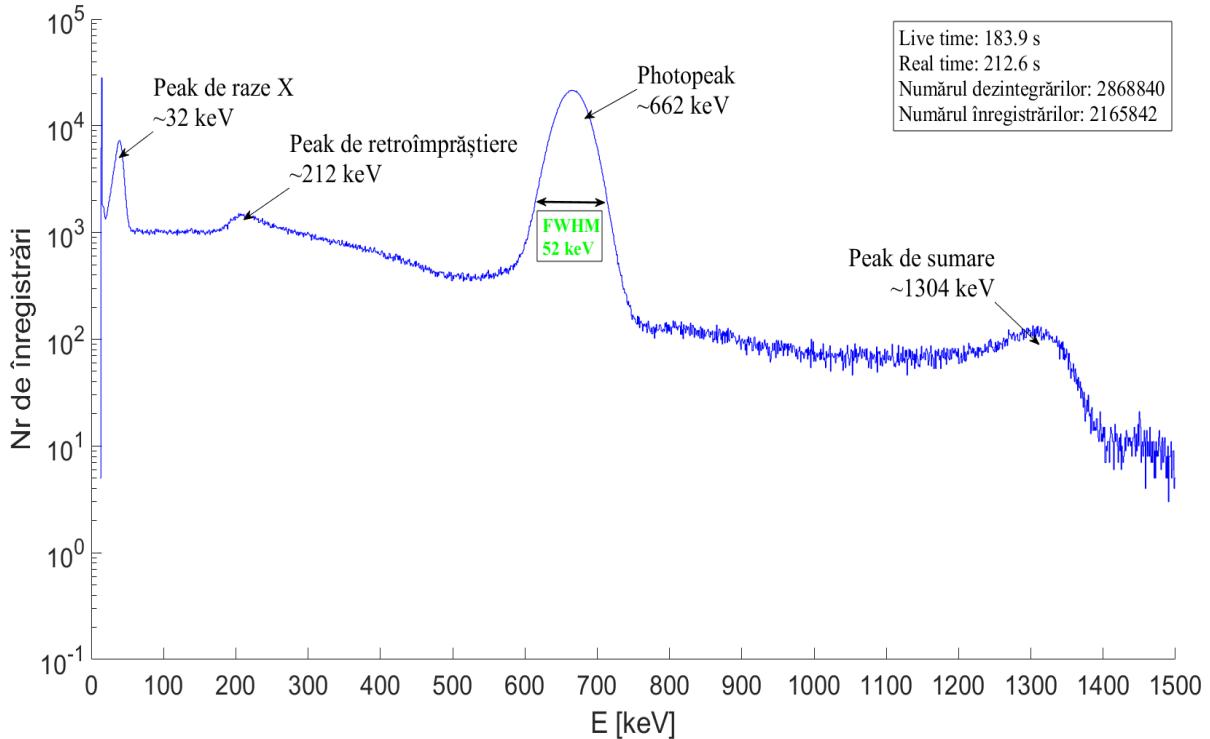


Figura 4.2: În prim plan este spectrul înregistrat în cazul sursei de  $^{137}_{55}\text{Cs}$ .

Identificarea peak-urilor pe seama proceselor fizice;

1. *Peak-ul de raze X*: se datorează unor tranziții radiative amorsate la redistribuirea electronilor din învelișurile atomilor care au suferit ionizarea în cadrul unui orbital interior. Golul electronic format este de multe ori rezultatul unui proces de **conversie internă**. Acest gol din pătura interioară, spre exemplu din pătura K, va fi ocupat ulterior de către un electron care migrează dintr-o pătură superioară. Electronul în cauză emite astfel fotoni de radiație X. Fiecare foton de radiație X poartă diferență energetică dintre nivele asociate tranziției electronului [107]. În cazul  $^{137}\text{Cs}$ , energia în exces a nucleului excitat este transferată unui electron din pătura K, prin conversia internă în  $^{137m}\text{Ba}$ . Un alt electron din pătura L va umple golul printr-o tranziție din care este emis un foton de radiație X cu energie de 32 keV - linia Ka asociată  $^{137m}\text{Ba}$  [64]. Energia acestui foton se va calcula estimativ prin formula 4.5 [20].

$$E_{21} = -13.6 \cdot Z_{\text{Ba}}^2 \cdot \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{1^2} \right) \approx 32 \text{ keV} \quad (4.5)$$

2. *Peak-ul de retro-împrăștiere sau backscatter*: apare atunci când fotonii gamma pătrund în materialele din jurul detectorului și sunt efectiv deviați înapoi la detector. Fotonii în cauză sunt împăraștați Compton de atomii materialelor din jur, sub unghiuri de peste  $120^\circ$  - în mod ideal la  $180^\circ$ . Ulterior acești fotoni cu energii mai joase pătrund în detector unde sunt înregistrați. Vârful de retro-împrăștiere este asimetric și posedă o energie medie de ordinul a 200 keV [29]. Pentru un foton cu

energia de 662 keV împrăștiat sub un unghi de  $130^\circ$ , rezultă un foton cu energie de aproximativ 212 keV, împrăștiat. Aceasta este și energia medie a peak-ului experimental de retro-împrăștiere.

3. *Platoul Compton*: se datorează împrăștierii Compton a fotonilor gamma sub diverse unghiuri din intervalul de la 0 la  $180^\circ$ . Energia transferată electronului recul va depinde de unghiul de împrăștiere a fotonului. Fotonii transferă un continuum de energii acestor electroni de recul. Se formează o zonă a energiilor intermediare transferate electronilor de recul, extinsă de la 0 și până la energia photopeak-ului principal [11].
4. *Fotopeak-ul sau vârful principal*: este datorat în cea mai mare parte efectului fotoelectric prin care sunt generate majoritatea evenimentelor de ionizare. Acesta este cel mai proeminent vârf din spectrogramă - fiind adesea și cel mai ușor de reperat. Majoritatea evenimentelor înregistrate implică fotoni cu energie de 662 keV în situația radionuclidului  $^{137}\text{Cs}$  [29].
5. *Peak-ul de coincidență sau de sumare*: se datorează absorbției simultane a doi fotoni gamma în cristalul detector, rezultând un vârf de energie egală cu suma energiilor celor doi fotoni. Fotonii de coincidență sunt emiși din tranzitii seriale sau din dezintegrări simultane în radionuclizi separați. Un exemplu se regăsește în spectrul radionuclidului  $^{137}\text{Cs}$ , unde peak-ul de sumare echivalează cu aproximativ dublul fotopeak-ului principal [29]. Doi fotoni cu energii apropiate de 662 keV care ajung la detector într-o fereastră foarte scurtă de timp ar putea fi detectați drept un foton cu energie de cca. 1324 keV, fără ca detectorul să-i poată discerne separat. Asemenea evenimente se numesc coincidențe. Cazurile de coincidență pot avea loc inclusiv între fotonii împrăștiati Compton astfel încât energia fotonului de 662 keV să fie sumată peste energia ceva mai mică a unui foton împrăștiat. Din asemenea interacțiuni concomitente rezultă un peak cu energie mai mică decât dublul energiei fotonului incident - Figura 4.3. Peak-ul de sumare este favorizat și de geometria detectorului.

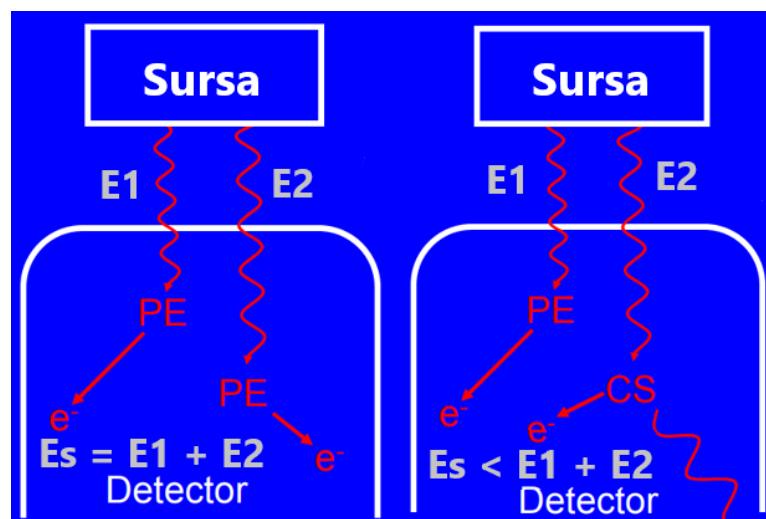


Figura 4.3: Coincidențele implică fotonii care și-au depozitat integral sau parțial energie în detector [34].

Spre deosebire de peak-ul de coincidență al  $^{137}\text{Cs}$ , un peak de sumare adevărat apare la  $^{60}\text{Co}$ . Acest peak are energie de 2505 keV și este datorat fotonilor emiși în decursul tranzitiei seriale ale aceluiași nucleu de Co. Fotonii de 1173 keV și 1332 keV sunt emiși aproape concomitent din același nucleu, rezultând un peak de coincidență întrucât detectorul nu poate distinge separat între semnalele celor doi - practic percep un singur eveniment. Geometria cilindrică mărește semnificativ sansa de apariție a peak-urilor de sumare. Mai mult,  $^{60}\text{Co}$  emite fotonii gamma cu energii suficiente de mari încât să genereze perechi electron-pozitron în câmpul electric nuclear. Acest efect conduce la formarea altor peak-uri iar un exemplu în acest sens este peak-ul de scăpare din dreptul energiei de 662 keV. Aceasta nu provine de la o contaminare cu  $^{137}\text{Cs}$ . Relația de calibrare 4.6 permite trecerea de la numărul canalului la energia alocată în spectrul din Figura 4.4.

$$E(N_c) = 0.879014 \cdot N_c - 1.26994 \quad (4.6)$$

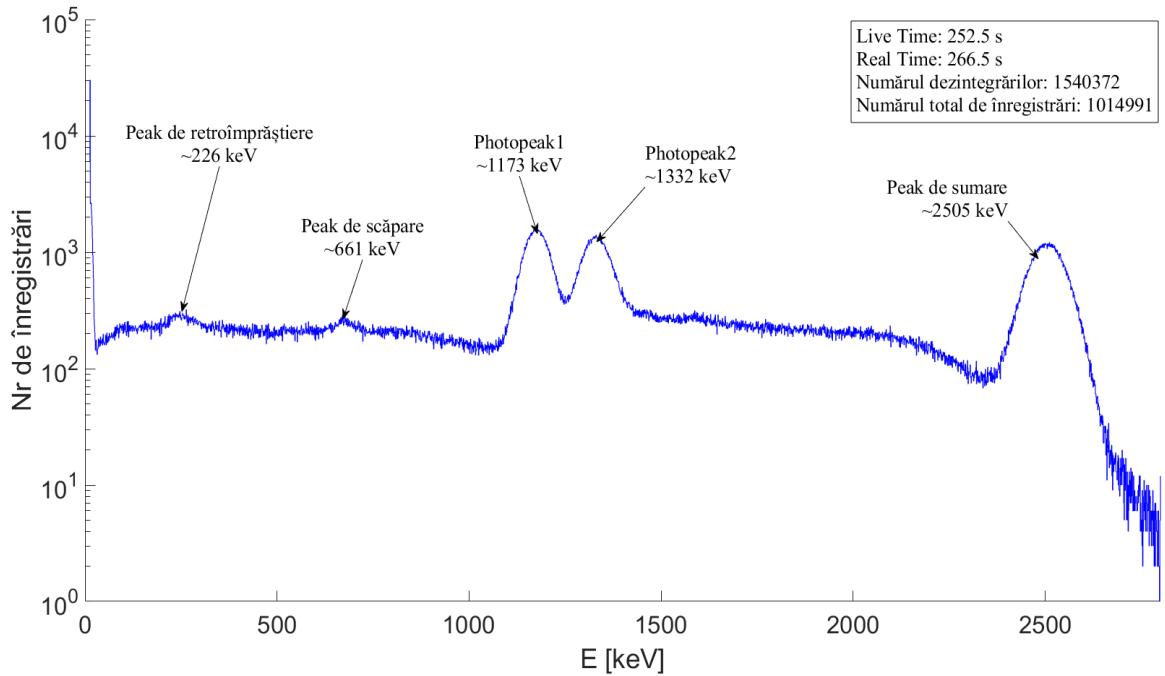


Figura 4.4: Spectrul aferent sursei de  $^{60}_{27}Co$ .

Peak-ul singular de scăpare este condiționat de producerea a numeroase perechi electron-pozitron. Fotonul cu energia de 1173 keV generează o pereche electron-pozitron iar prin anihilarea membrilor perechii apar doi fotoni, fiecare cu energia de 511 keV. Dacă unul dintre acești fotoni scapă din detector atunci semnalul va conține informații doar despre o fracțiune din energia fotonului depozitat și anume 1173 keV din care se scade 511 keV - Figura 4.5. Rezultatul este un peak cu energia de 662 keV [34]. Peak-ul de retro-împrăștiere care apare în proximitatea energiei de 226 keV este rezultatul împrăștierii sub un unghi de peste  $140^\circ$  a fotoniilor de 1173 keV și 1332 keV. Retro-împrăștierea fotoniilor se produce în special și pe suprafața interioară a detectorului cilindric, unde există un strat reflectorizant de aluminiu.

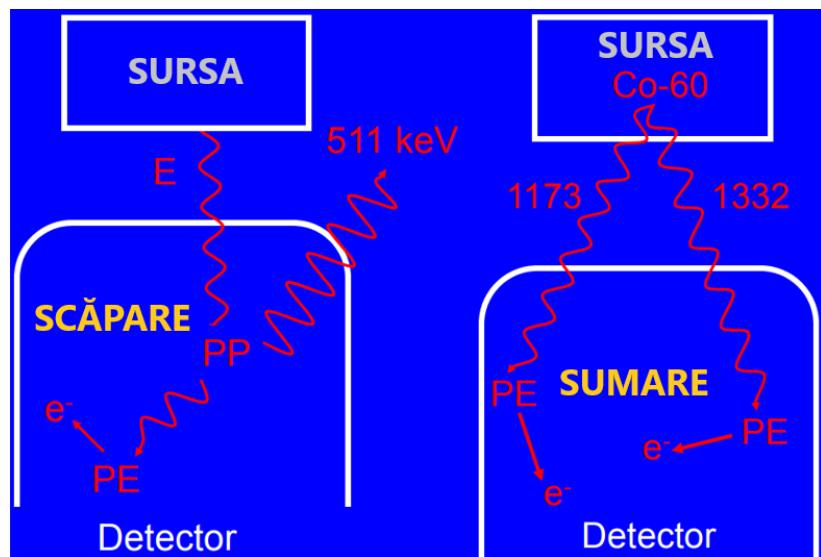


Figura 4.5: Formarea peak-urilor de sumare și scăpare din spectrul cobaltului [34].

### 4.1.3 Determinarea rezoluției energetice

Informațiile au fost extrase din sursele [97, 42, 96, 23].

Rezoluția energetică reprezintă precizia cu care detectorul va discernere între diferite energii ale radiațiilor receptate. Această mărime este o măsură a capacitații întregului sistem de a diferenția între două peak-uri foarte apropiate însă distințe ca energii [42, 96]. Rezoluția energetică (R) se calculează ca raport între lățimea peak-ului la jumătatea înălțimii (FWHM) și energia lui ( $E_f$ ) [97]. Principalele peak-uri regăsite în spectru sunt de forma unor curbe gauss centrate în jurul unor energii maxime, ele având o lățime finită determinată în special de abaterea standard.

Timpul de modelare $2 \mu s$				
Peak-uri	Radioizotopul	$E_f$ [keV]	FWHM [keV]	R [%]
Peak de sumare	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$1308.02 \pm 0.07$	$77 \pm 2$	$5.9 \pm 0.2$
Fotopeak	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$661.66 \pm 0.02$	$52.00 \pm 0.04$	$7.90 \pm 0.01$
Peak de retroîmprăștiere	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$211.9 \pm 0.4$	$58 \pm 1$	$27.3 \pm 0.5$
Peak de raze X	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$32.19 \pm 0.03$	$12.87 \pm 0.07$	$40.0 \pm 0.2$
Peak de retroîmprăștiere	$^{60}_{27}\text{Co}$	$226 \pm 2$	$73 \pm 7$	$32 \pm 3$
Peak de scăpare	$^{60}_{27}\text{Co}$	$661 \pm 2$	$62 \pm 7$	$9 \pm 1$
Fotopeak1	$^{60}_{27}\text{Co}$	$1173.2 \pm 0.1$	$76.4 \pm 0.4$	$6.51 \pm 0.04$
Fotopeak2	$^{60}_{27}\text{Co}$	$1332.5 \pm 0.2$	$76.9 \pm 0.5$	$5.77 \pm 0.03$
Peak de sumare	$^{60}_{27}\text{Co}$	$2536.1 \pm 0.1$	$115.0 \pm 0.3$	$4.53 \pm 0.01$

Tabelul 4.2: Rezoluțiile energetice ale peak-urilor pentru un timp de modelare mai scurt.

Rezoluția energetică variază după o funcție neliniară, puternic dependentă de energie în principal. Capătă valori semnificativ mai bune la energii înalte - rezoluțiile de calitate sunt mici din punct de vedere procentual. Această tendință se datorează diminuării raportului dintre FWHM și energia peak-ului. Cel mai ușor de diferențiat sunt peak-urile la energii înalte, corespunzătoare unor semnale mult mai clare sau mai puțin afectate de zgromot. Rezoluția energetică depinde astfel și de modul în care este procesat semnalul analogic.

Timp de modelare $6 \mu s$				
Peak-uri	Radioizotopul	$E_f$ [keV]	FWHM [keV]	R [%]
Peak de sumare	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$1309 \pm 1$	$95 \pm 1$	$7.2 \pm 0.1$
Fotopeak	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$661.66 \pm 0.02$	$63.44 \pm 0.04$	$9.60 \pm 0.01$
Peak de retroîmprăștiere	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$211.1 \pm 0.5$	$76 \pm 2$	$36 \pm 1$
Peak de raze X	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$32.19 \pm 0.08$	$17.7 \pm 0.2$	$55.0 \pm 0.6$
Peak de retroîmprăștiere	$^{60}_{27}\text{Co}$	$212 \pm 3$	$56 \pm 9$	$26 \pm 4$
Peak de scăpare	$^{60}_{27}\text{Co}$	$661 \pm 5$	$76 \pm 21$	$11 \pm 3$
Fotopeak1	$^{60}_{27}\text{Co}$	$1173.2 \pm 0.2$	$93.0 \pm 0.3$	$7.93 \pm 0.03$
Fotopeak2	$^{60}_{27}\text{Co}$	$1332.5 \pm 0.2$	$93.3 \pm 0.4$	$7.00 \pm 0.03$
Peak de sumare	$^{60}_{27}\text{Co}$	$2550.9 \pm 0.2$	$130.7 \pm 0.5$	$5.12 \pm 0.01$

Tabelul 4.3: Rezoluțiile energetice ale peak-urilor pentru un timp de modelare mai lung.

Scintilatorii NaI(Tl) au de regulă o rezoluție energetică cuprinsă în intervalul 6-8 % pentru fotonii gamma de 662 keV [23]. Dacă timpul de modelare este scurtat, rezoluția energetică se îmbunătățește. Efectuând acest reglaj din amplificator se obțin peak-uri mai înguste - cu o lărgime FWHM diminuată. Spectrele înregistrate pentru un timp de modelare egal cu  $6 \mu s$  prezintă peak-uri cu rezoluția energetică ceva mai

redusă decât cea în cazul peak-urilor înregistrate pentru  $2 \mu s$ . Raportul dintre FWHM și energie tinde către o valoare cu puțin mai mare.

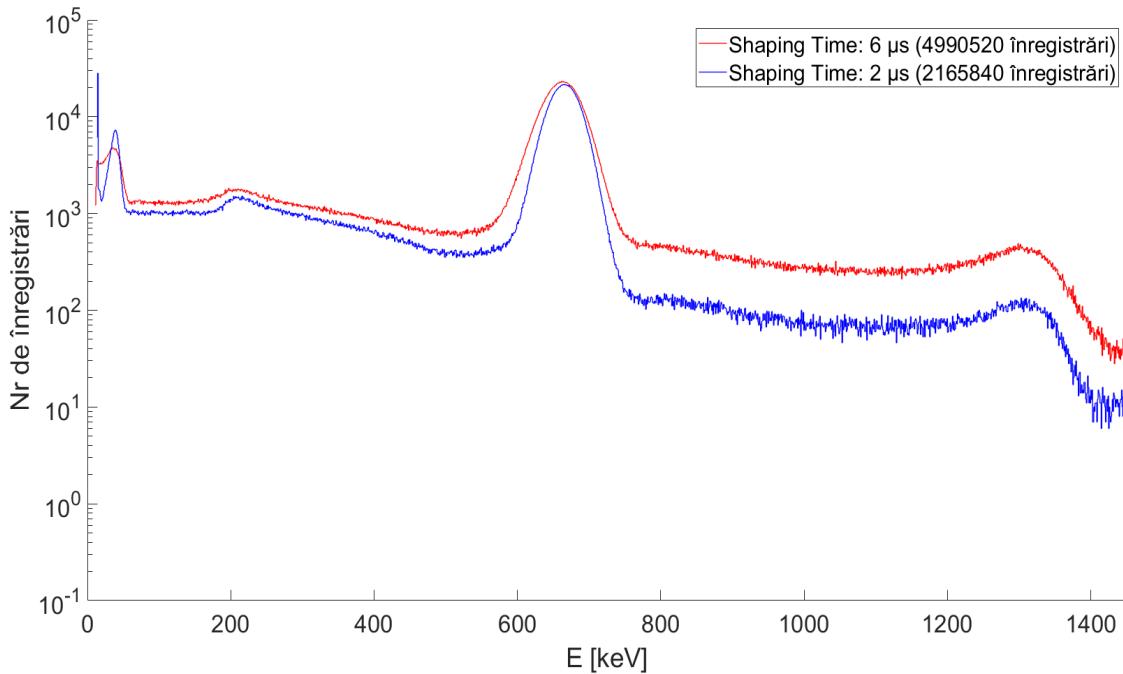


Figura 4.6: Comparație între spectrele  $^{137}_{55}\text{Cs}$ , pentru cei doi timpi de modelare.

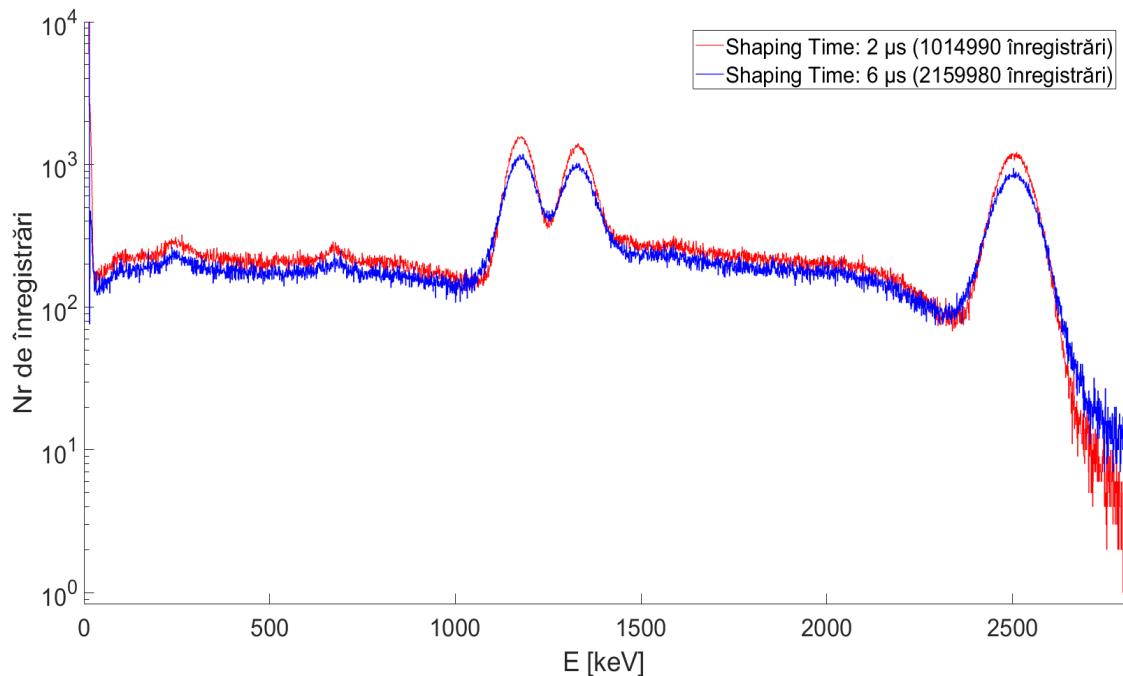


Figura 4.7: Comparație între spectrele  $^{60}_{27}\text{Co}$ , pentru cei doi timpi de modelare.

Pentru a descrie cum variază rezoluțiile energetice în funcție de energiile peak-urilor se vor utiliza două funcții care fitează punctele din graficul Figurii 4.8, la fiecare timp de modelare în parte:

$$R_1(E_f) = \left( 5.0177 + 35.1687 \cdot \left( 1 + \left( \frac{E_f [\text{keV}]}{263.008} \right)^{2.520556} \right)^{-1} \right) / 100 \quad (4.7)$$

[4.7](#) reprezintă funcția care aproximează tendința de variație a rezoluției cu energia pentru timpul de modelare  $2 \mu s$ . Pentru timpul de modelare mai lung ( $6 \mu s$ ), variația rezoluției cu energia capătă forma [4.8](#).

$$R_2(E_f) = \left( 5.8707 + 49.4445 \cdot \left( 1 + \left( \frac{E_f [keV]}{252.2713} \right)^{2.47437} \right)^{-1} \right) / 100 \quad (4.8)$$

Distinctiile mici între rezoluții nu sunt ușor de remarcat la o simplă scanare a spectrelor. Diferențele dintre cele două curbe (Figura [4.8](#)) sunt mai evidente în special la energii joase, unde rezoluțiile sunt mai slabe însă nu sunt la fel de pronunțate în zona energiilor mari unde rezoluțiile sunt superioare. Este și motivul pentru care diferențele rezoluțiilor par mult mai evidente pentru peak-urile spectrelor din Figura [4.6](#) (energii mici) decât în cazul celor din Figura [4.7](#) (energii mai mari).

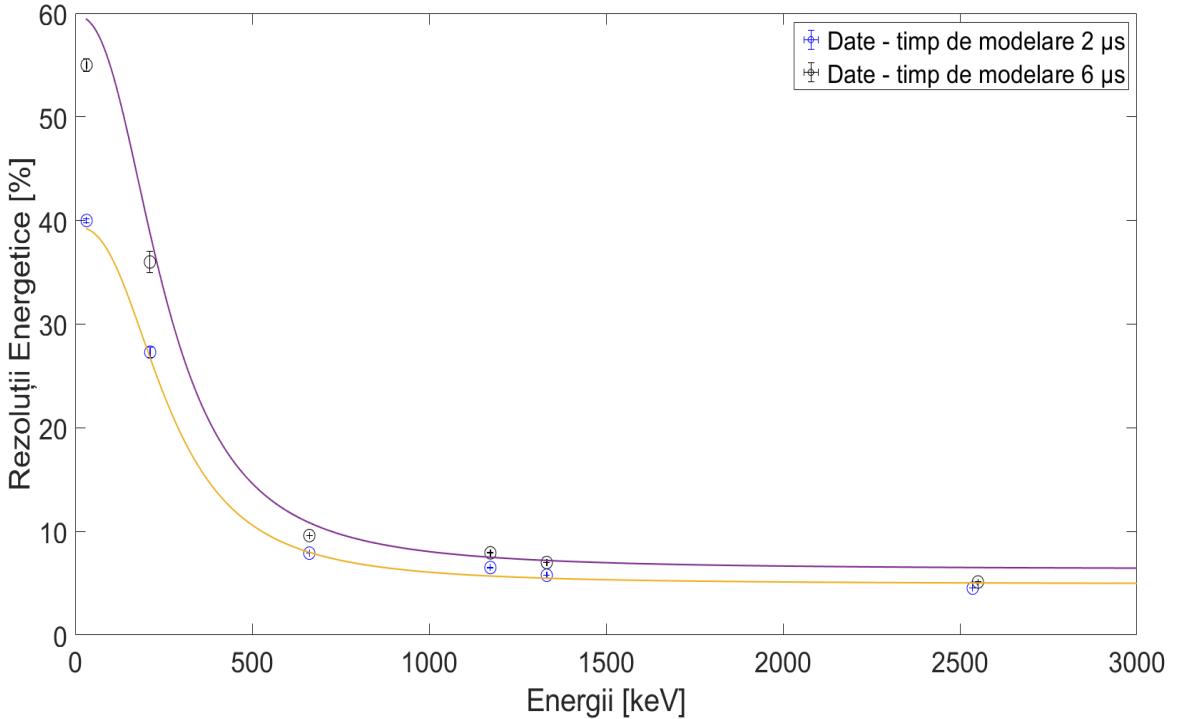


Figura 4.8: Variațiile rezoluțiilor energetice măsurate în cadrul celor doi timpi de modelare [\[70\]](#).

## 4.2 Rezultatele simulării în Geant4

### 4.2.1 Reproducerea și analiza spectrelor în Geant4

Funcția de variație a rezoluției cu energia este necesară în obținerea unei simulări cu o precizie experimentală, imperfectă. Spectrele simulate sunt distribuții ale frecvențelor de numărare în funcție de energiile evenimentelor înregistrate. Frecvențele de numărare se mai numesc „counts” (sau numărări) și sunt grupate în cadrul mai multor intervale egale și disjuncte. Fiecare astfel de interval se numește „bin”. Este similar unui canal care grupează un număr de înregistrări - amplitudinea frecvenței implicate de numărare a evenimentelor. În cazul spectrelor energetice, un „bin” reprezintă o diviziune pe scara energiilor. Orice eveniment detectat este atribuit unui bin din proximitatea energiei lui. Pentru a obține o reprezentare adecvată a distribuției de înregistrări, histogramele sunt împărțite în mii de asemenea intervale. Numărul total de înregistrări dintr-un spectru se obține sumând toate înregistrările din fiecare bin. Geant4 oferă posibilitatea setării numărului dorit de înregistrări (sau „entries”) simulate, respectiv distribuirea lor într-o histogramă ROOT. Histogramele sunt configurabile și permit gruparea înregistrărilor

într-un număr ajustabil de bin-uri. Începem prin a simula spectrele aferente celor două surse experimentale, având ca referință numărul total de înregistrări din măsurătorile reale.

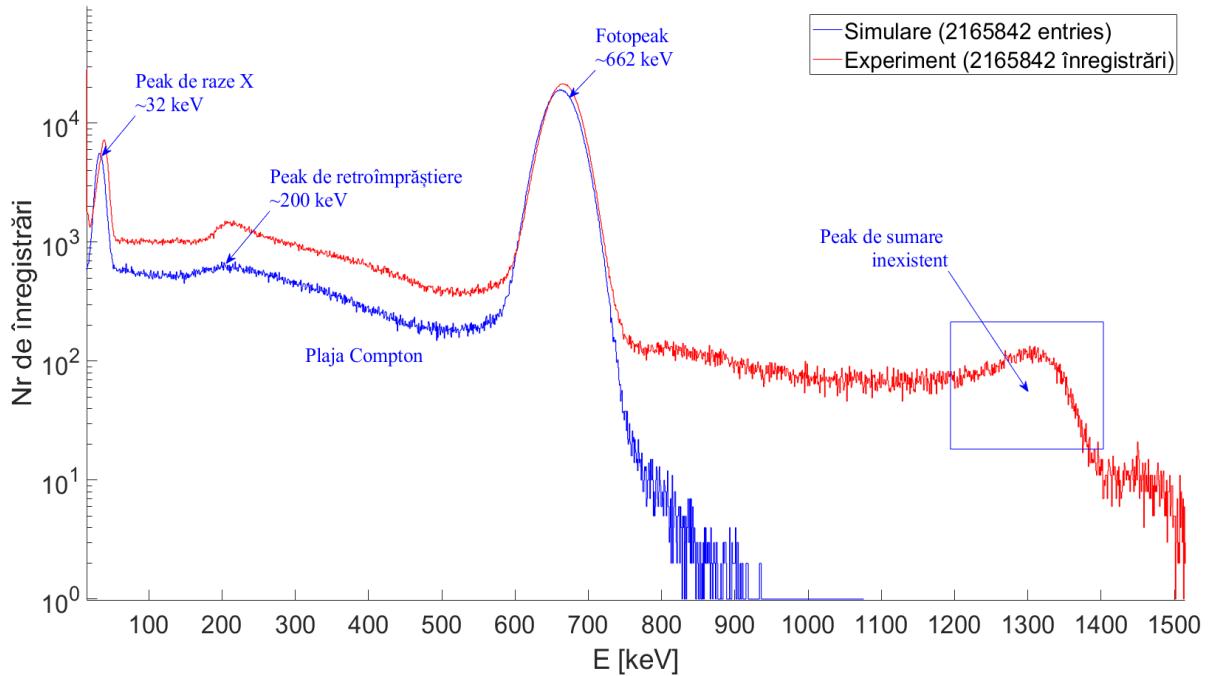


Figura 4.9: Diferențele dintre spectrul obținut experimental și spectrul simulat al  $^{137}\text{Cs}$ .

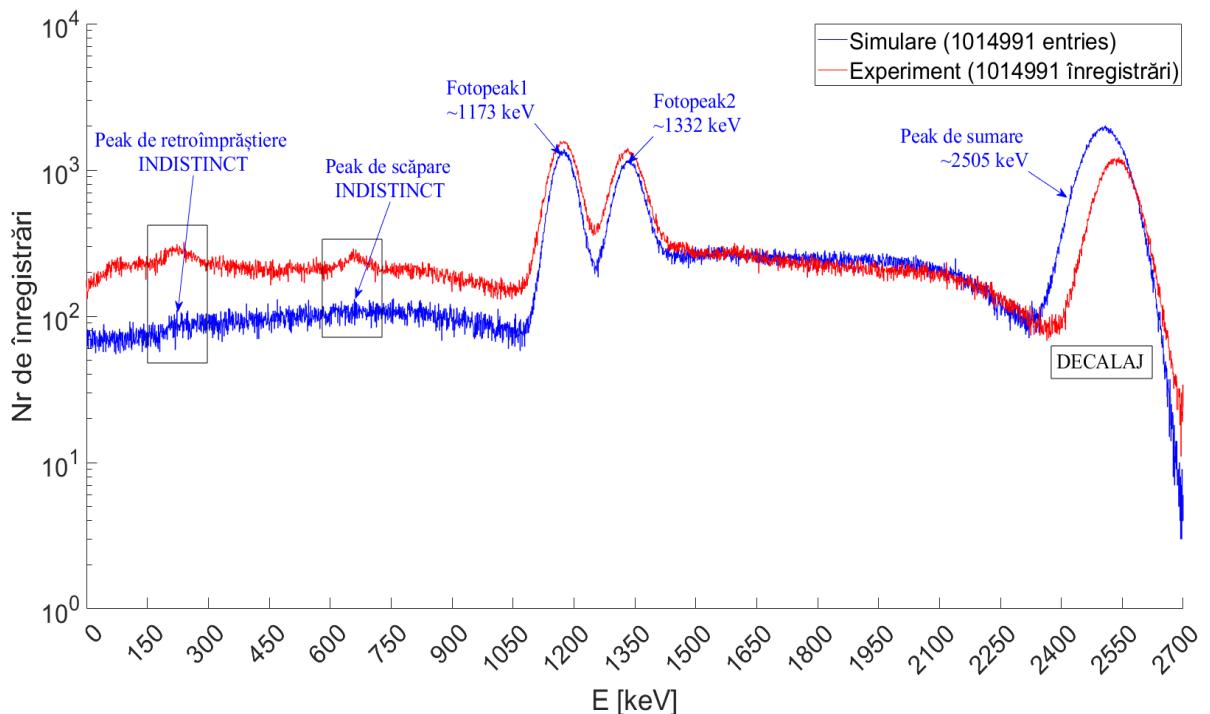


Figura 4.10: Diferențele dintre spectrul obținut experimental și spectrul simulat al  $^{60}\text{Co}$ .

Prima diferență dintre cele două spectre ale  $^{137}\text{Cs}$ : absența peak-ului de sumare din simulare - Figura 4.9. În realitate acest peak provine din dezintegrări simultane ale radionuclizilor separați - fotonii cu energii de 662 keV ajung să fie detectați concomitent, generând coincidențe. În Geant4, evenimentele nu pot fi identificate simultan dat fiind că ele sunt generate și procesate pas cu pas. Această distincție explică

absența peak-ului de sumare din Geant4, unde nu pot exista evenimente detectate simultan.

Plaja Compton cuprinde mai puține înregistrări iar peak-urile de scăpare și retro-împrăștiere nu apar în Geant4 (Figura 4.10) - acest lucru este cauzat inclusiv de rezoluția slabă, numărul redus de înregistrări și funcțiile incomplete ale modelului. Peak-ul de sumare apare la energia de 2505 keV, având o rezoluție energetică ușor diferită față de cea experimentală, mai exact 5.13% în simulare. Trebuie remarcat și faptul că relațiile 4.7 și 4.8 nu oferă exact rezoluția experimentală ci doar doar o estimare aproximativă. Coincidențele care conțin tranzitii seriale ale atomilor de Co sunt simulate. Cel mai probabil se datorează unor setări sau particularități din Geant4. Pentru a defini rezoluțiile peak-urilor se implementează expresia 4.7 în codul simulării.

#### 4.2.2 Determinarea eficacității reale și a PTR-ului

Informațiile au fost extrase din sursele [48, 83, 62]

Orice detector real are o eficacitate subunitară - el nu poate înregistra absolut toți fotonii emiși de o sursă. Capacitatea unui detector de a înregistra o fracțiune din numărul tuturor fotonilor incidenti este condiționată atât de caracteristicile sale constructive cât și de energiile fotonilor receptați. Există multiple moduri de evaluare a eficienței. O mărime utilă ar fi eficacitatea vârfului de energie completă. Eficacitatea vârfului de energie completă, notată cu  $\varepsilon$  sau FEPE, se calculează ca raportul dintre numărul total de fotoni cu energia  $E$  dintr-un peak (aria) și numărul tuturor fotonilor de aceeași energie, emiși de sursă pe întreaga durată de activitate a detectorului. Practic reprezintă fracțiunea tuturor fotonilor cu energia  $E$  care pot fi detectați din totalul fotonilor de același fel, emiși de sursă.

$$\varepsilon = \frac{\text{Arie Peak}}{I_\gamma \cdot \Lambda \cdot t} \quad (4.9)$$

Pentru a calcula numărul fotonilor emiși de fiecare sursă, timpii experimentali de activitate  $t$  ai detectorului sunt: 252.5 s pentru spectrul de  $^{60}\text{Co}$  și 183.9 s pentru spectrul de  $^{137}\text{Cs}$ . Aceste date corespund primului set de spectre înregistrate - Tabelul 4.4. Intensitățile  $I_\gamma$  aferente tranzitiei radiative în funcție de energii au valorile: 0.85 pentru 662 keV, 1.0 pentru 1132 keV și 0.9988 pentru 1173 keV. Activitățile  $\Lambda$  se găsesc în Tabelul 4.1.

$E_{peak}$ [keV]	$A_{PEAK}$	$I_\gamma \cdot \Lambda \cdot t$	$\varepsilon$ [%]
662	$1347800 \pm 1220$	$2306834 \pm 73937$	$58 \pm 2$
1173	$118436 \pm 517$	$1538402 \pm 100879$	$7.7 \pm 0.5$
1132	$97934 \pm 514$	$1540250 \pm 101000$	$6.4 \pm 0.4$

Tabelul 4.4: FEPE-uri - calculate pentru un timp de modelare de  $2 \mu\text{s}$  [24].

Pentru al doilea set de spectre înregistrate - Tabelul 4.5, avem alți timpi de activitate  $t$  ai detectorului și anume: 219.5 s pentru spectrul de  $^{60}\text{Co}$  și 246 s pentru spectrul de  $^{137}\text{Cs}$ .

$E_{peak}$ [keV]	$A_{PEAK}$	$I_\gamma \cdot \Lambda \cdot t$	$\varepsilon$ [%]
662	$1798440 \pm 1440$	$3085814 \pm 98904$	$58 \pm 2$
1173	$104441 \pm 451$	$1332925 \pm 87405$	$7.8 \pm 0.5$
1132	$88216 \pm 428$	$1338950 \pm 87800$	$6.6 \pm 0.4$

Tabelul 4.5: FEPE-uri - calculate pentru un timp de modelare de  $6 \mu\text{s}$  [24].

Eficacitatea detectorului scade rapid odată cu creșterea energiei fotonilor și este independentă de timpul de modelare. Am demonstrat astfel că un foton de energie mare va avea o probabilitate mai mică

de a fi receptat în detector. Fotonii cu energii mai mari au o tendință mult mai accentuată de a parcurge un material fără a interacționa efectiv cu el. Acesta este și motivul pentru care detectorul nu captează decât o mică fracțiune din ei. Dacă fotonii posedă energii mai reduse, atunci şansele ca ei să-și depoziteze energia în detector cresc. Nici variația eficacității cu energia nu este o funcție liniară.

O altă mărime numită PTR (Peak to Total Ratio) reprezintă aria unui peak raportată la aria totală a spectrului. Prin aria unui peak se înțelege numărul fotonilor înregistrați în acel peak. Aria spectrului echivalează cu numărul total de fotonii înregistrați pe întreaga durată a activității detectorului. PTR nu este o formă absolută de eficacitate ci o măsură a capacitatii detectorului de a înregistra un peak în raport cu restul spectrului. Dacă simularea are o acuratețe bună, atunci peak-urile simulate au un PTR similar cu cele experimentale - distribuții apropiate ale frecvențelor de înregistrare. Ariile peak-urilor simulate vor fi apropiate de cele reale la un număr similar de înregistrări în spectre. Pentru estimarea numărului de înregistrări din fiecare peak se adoptă o rezoluție nulă în simulare - abordăm cazul ideal, reducând lărgimile tuturor peak-urilor la zero. Aceasta este avantajul major al simulării - idealitatea.

$$PTR = \frac{\text{Arie Peak}}{\text{Arie Spectru}} \quad (4.10)$$

$E_{peak}$ [keV]	$A_{Spectru}$	$A_{exp}$	$PTR_{exp}$ [%]	$A_{sim}$	$PTR_{sim}$ [%]
662	$2165842 \pm 1472$	$1347800 \pm 1220$	$62.23 \pm 0.07$	$1352464 \pm 1163$	$62.45 \pm 0.07$
1173	$1014991 \pm 1007$	$118436 \pm 517$	$11.67 \pm 0.05$	$109085 \pm 330$	$10.75 \pm 0.03$
1132	$1014991 \pm 1007$	$97934 \pm 514$	$9.65 \pm 0.05$	$92645 \pm 304$	$9.13 \pm 0.03$

Tabelul 4.6: PTR-ul experimental și PTR-ul simrat - pentru timpul de modelare  $2 \mu s$  [24].

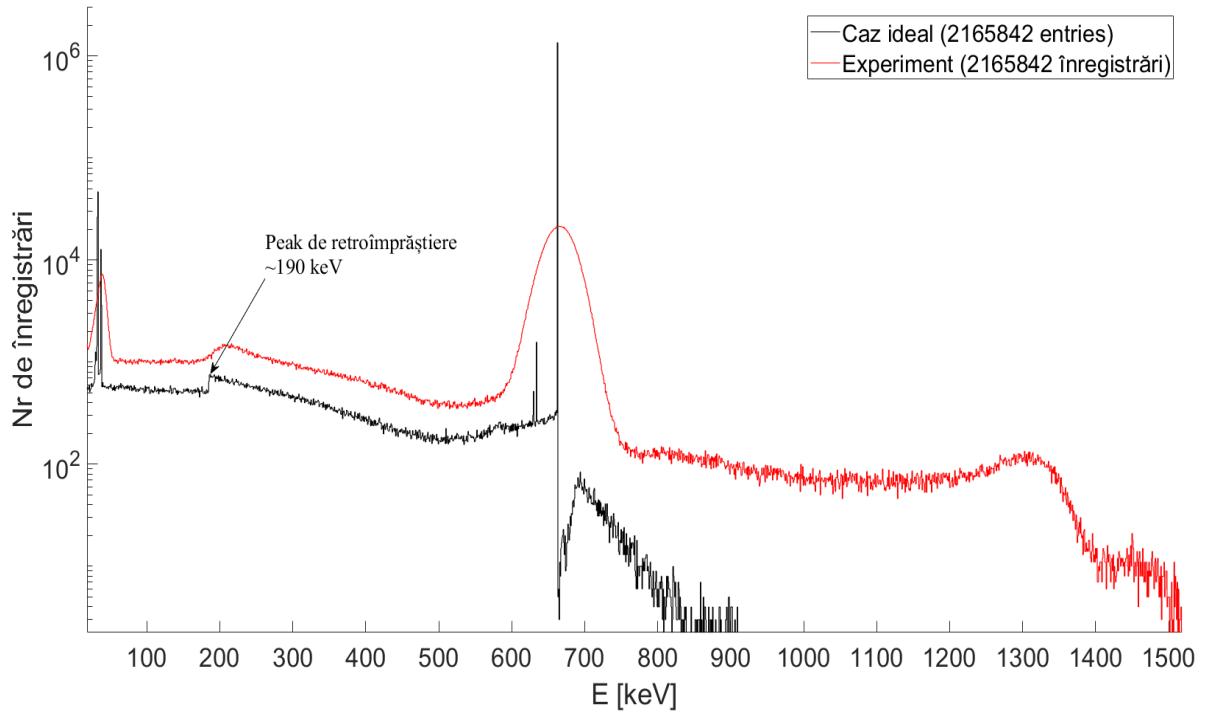


Figura 4.11: Comparație între spectrul real și cel ideal în cazul  $^{137}_{55}\text{Cs}$ .

Pentru același număr total de înregistrări, fotopeak-urile simulate și cele reale cuprind numere apropiate de înregistrări. Ariile peak-urilor experimentale și abaterile lor se determină prin intermediul programului InterSpec, fiind exprimate în număr de counts-uri. În calculul PTR-ului se va utiliza ca număr

total de înregistrări experimentale: 1014991 pentru  $^{60}_{27}\text{Co}$  și respectiv 2165842 pentru  $^{137}_{55}\text{Cs}$  - inclusiv în cazul simulării ideale.

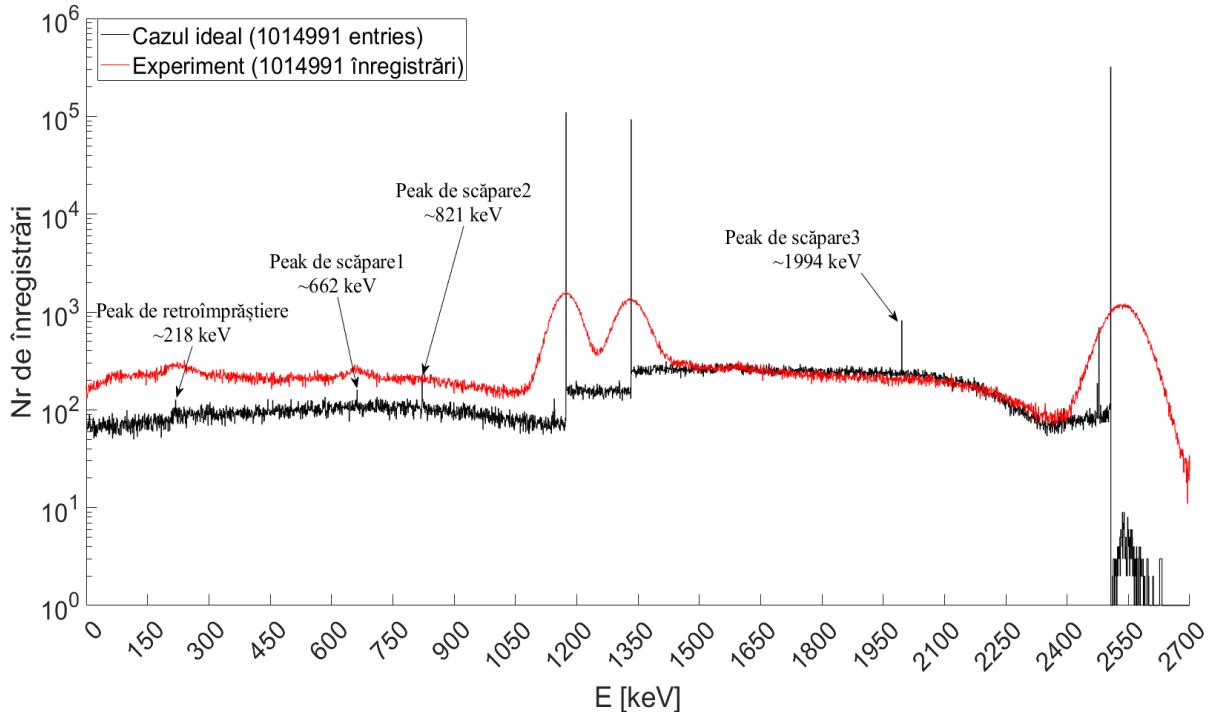


Figura 4.12: Comparație între spectrul real și cel ideal în cazul  $^{60}_{27}\text{Co}$ .

Simularea unui spectru cu o rezoluție ideală va evidenția unele peak-uri care nu pot fi identificate experimental. Acesta este și cazul spectrului de  $^{60}\text{Co}$ . După cum se observă în spectrul din Geant4, apar peak-uri de scăpare atât pentru fotonii de 1173 keV cât și pentru cei de 1332 keV, la energiile de 662 keV și respectiv 821 keV. În spectrul experimental, doar peak-ul de 662 keV apare ca peak de scăpare - Figura 4.12.

#### 4.2.3 Identificarea unei surse necunoscute

Corelarea unui canal cu energia corespunzătoare lui constă în găsirea unei funcții de corespondență între cele două. De multe ori însă calibrarea presupune relaționarea a mai mult de două peak-uri energetice cunoscute. Pentru identificarea unei surse avem ca etalon un standard precis de calibrare, corespunzător altei surse care emite fotonii de energii cunoscute. Ecuatia care face trecerea de la numărul canalului la energia corespunzătoare acestuia este departe de a fi ideală. Ținând cont de canalele în care sunt dozate înregistrările, se atribuie peak-urilor energiile aferente. Calibrarea trebuie efectuată pentru ca energiile tuturor fotonilor detectați să fie cât mai apropiate de valorile lor reale. Chiar și în ciuda acestei legături precise pot apărea diverse erori care compromit identificarea corectă a energiilor unor peak-uri. Simularea separată a spectrului oferă adesea garanția unui mod mai precis de recunoaștere a liniilor de emisie ale unei surse. Geant4 evidențiază inclusiv peak-urile care nu apar direct în spectrul experimental. În cazul de față am utilizat calibrarea prin două puncte, folosind sursa de  $^{60}\text{Co}$ . Ecuatia 4.11 face legătura între energia  $E$  [keV] și numărul  $N_c$  al canalului asociat. Funcția „Energy Calibration” din softul InterSpec a permis determinarea acestei ecuații.

$$E = 0.894484 \cdot N_c - 23.086 \quad (4.11)$$

Prin această relație s-a putut asocia o doză de energie pe fiecare canal, identificând și setând energiile aproximative ale fiecărui peak în parte. Mai întâi am reperat radionuclidul necunoscut făcând apel

la funcția „Reference Photopeaks” din InterSpec. Excluderea oricărui dubiu privind identitatea sursei respective a venit odată cu simularea spectrului. Peak-ul cu energia de 1460 keV este fotopeak-ul asociat radionuclidului  $^{40}\text{K}$ .

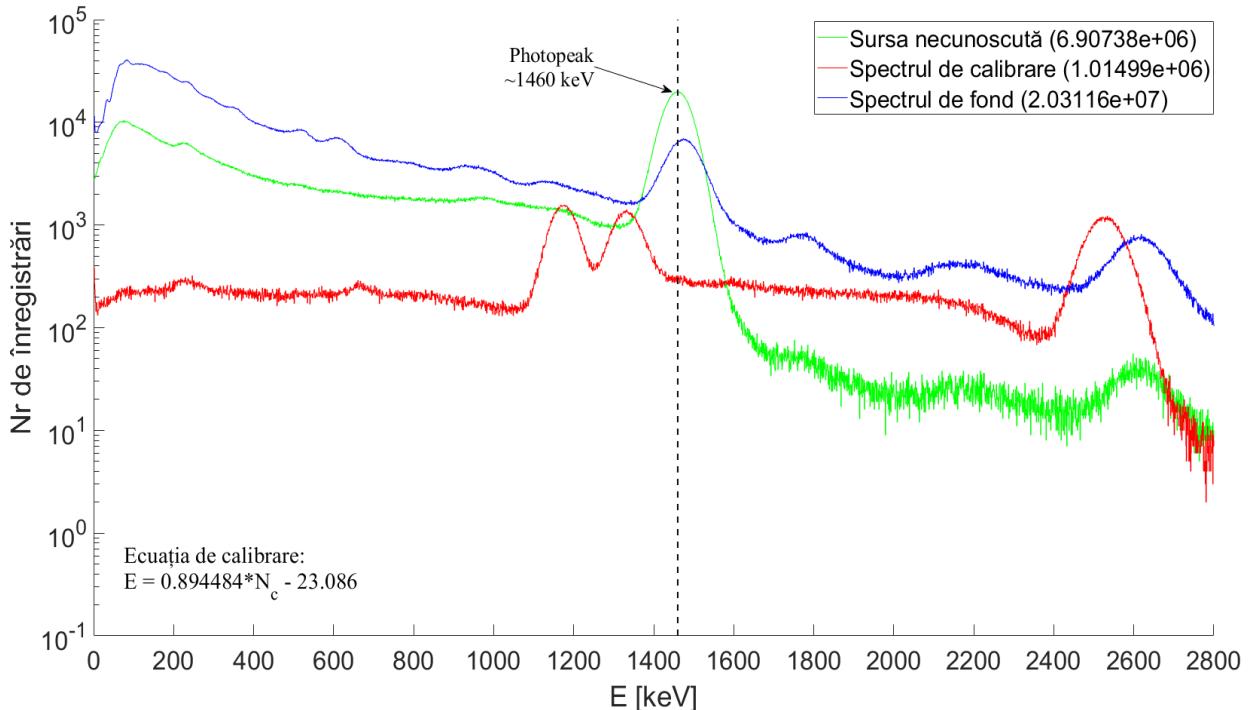


Figura 4.13: Identificarea sursei pe baza calibrării prin două puncte.

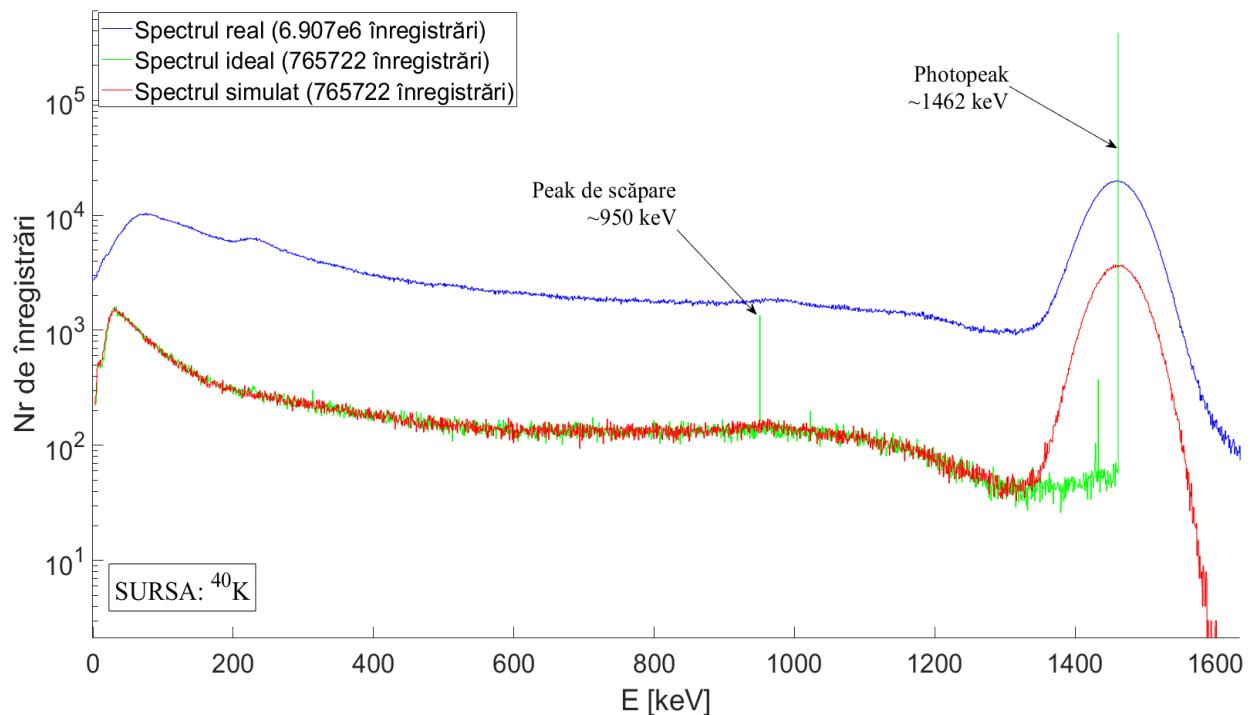


Figura 4.14: Identificarea sursei prin comparația spectrului său cu spectrul simulației în Geant4.

După cum se poate observa din Figura 4.13, fotopeak-ul de 1460 keV apare inclusiv în spectrul de fond al încăperii. Acest indiciu denotă prezența unor concentrații mici de  $^{40}\text{K}$  în mediul camerei. Spectrul

simulat al acestui radionuclid este foarte asemănător cu spectrul real, chiar și pentru un număr cu mult mai mic de înregistrări - Figura 4.14. Este o confirmare a corectitudinii modelului Geant4. Spectrul de  $^{40}\text{K}$  a fost simulațat atât pentru o rezoluție energetică ideală cât și prin intermediul relației 4.7. Cazul ideal înfățișează un peak delta centralizat în proximitatea energiei de 1462 keV, cât și un peak de scăpare localizat la 950 keV. Peak-ul de scăpare este complet absent din spectrul experimental de  $^{40}\text{K}$ .

#### 4.2.4 Determinarea eficacităților relative în cazul unui detector HPGe

Multe analize spectrometrice au ca scop principal identificarea radionuclizilor prezenti în anumite mixturi. Unii radionuclizi pot avea o activitate redusă sau se regăsesc în concentrații insignificante, ceea ce face ca identificarea lor să devină o adevărată provocare. Când detectorul folosit nu posedă caracteristicile adecvate de performanță, lucrurile se complică peste măsură. Analizele spectrometrice de calitate urmăresc reprezentarea individuală a peak-urilor cu o precizie mult mai bună decât cea atinsă cu ajutorul unui detector NaI(Tl). Atingerea unor rezoluții energetice superioare necesită utilizarea detectorilor HPGe. Rezoluții energetice foarte bune ale unui detector HPGe oferă o distincție clară între liniile energetice de emisie gamma ale diferenților izotopi dintr-un amestec.

Lucrarea nu dispune de un experiment efectuat cu detectorul HPGe. Doar beneficiază de un spectru măsurat cu un asemenea detector. Spectrul în cauză este caracteristic unei surse de  $^{152}\text{Eu}$  care prezintă numeroase peak-uri de înaltă rezoluție iar scintilatorul NaI(Tl) este nepotrivit pentru detectarea lor. Sarcina simulării este de a reproduce cât mai bine disponerea peak-urilor obținute experimental, în ciuda absenței unor detalii amănunțite legate de geometria reală detectorului. Aici intervine puterea incredibilă a sistemului Geant4 - dacă simularea este validă, poate ajuta la identificarea dimensiunilor geometrice ale cristalului detector (fie și într-o măsură estimativă)!

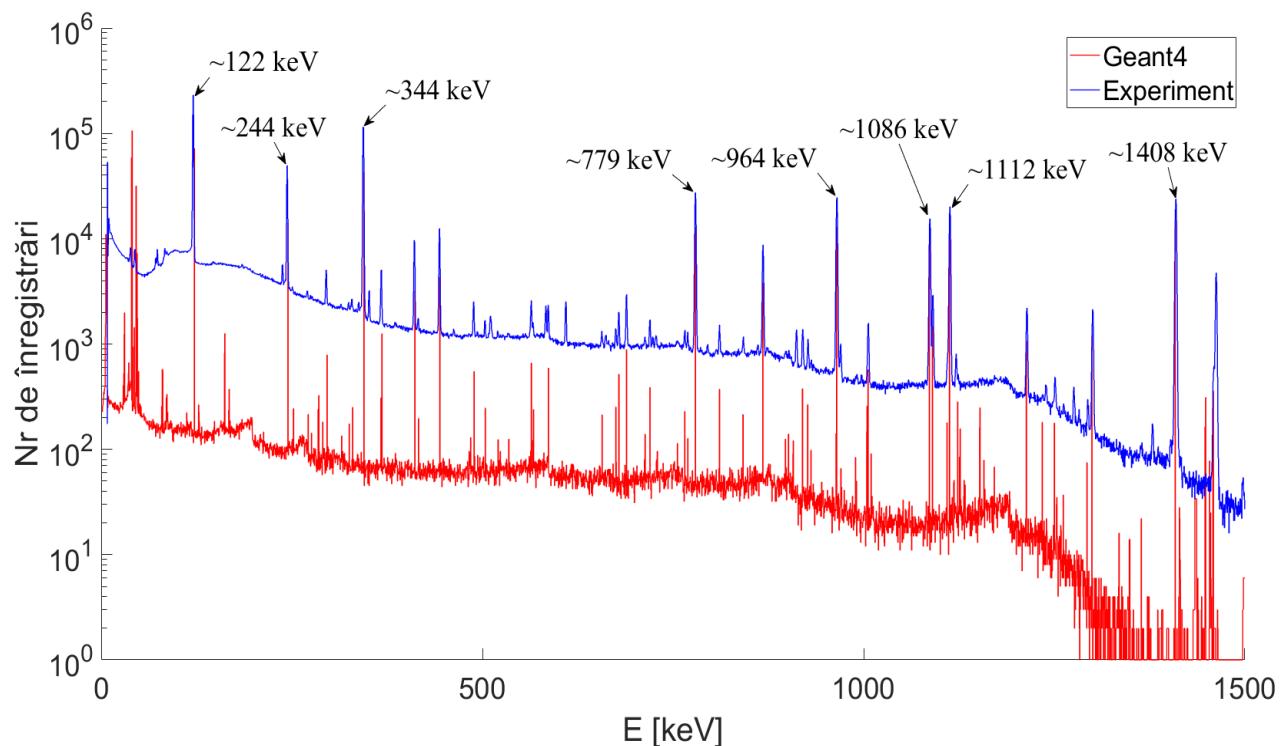


Figura 4.15: Spectrul de  $^{152}\text{Eu}$  simulație suprapus pe spectrul experimental

Tabelul 4.7 cuprinde ariile câtorva peak-uri ample din spectrul de  $^{152}\text{Eu}$  (Figura 4.15), determinate atât pe baza simulării  $A_{sim}$  cât și experimental  $A_{exp}$ . Nu mai este necesară cunoașterea activității sursei de  $^{152}\text{Eu}$  deoarece se vor calcula eficacitățile relative la eficacitatea primului peak din listă. Pentru primul

peak ales (122 keV) am obținut și cele mai multe înregistrări. Eficacitățile relative se reduc la calculul raportului dintre aria fiecărui peak și aria primului peak, înmulțit cu raportul  $I_{\gamma_r}$ , dintre intensitatea tranziției asociată primului peak și intensitatea tranziției celuilalt peak, pe baza formulei 4.12.

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon_{peak}}{\varepsilon_1} = \frac{I_{\gamma_1} \cdot A_{peak}}{I_{\gamma_{peak}} \cdot A_1} = I_{\gamma_r} \cdot \frac{A_{peak}}{A_1} \quad (4.12)$$

Eficacitățile relative  $\varepsilon_r$  sunt trecute în Tabelul 4.7. Acestea se reprezintă grafic în raport cu energiile peak-urilor corespunzătoare. Dacă modelul din Geant4 este corect, ar trebui ca tendința de variație a eficacităților relative să fie apropiată de cea experimentală (pentru o geometrie apropiată de cea reală).

Procedura a necesitat modificarea materialului cât și redimensionarea cilindrului detector - adică reconfigurarea convenabilă a sistemului după cum se indică în Figura 4.17. Au fost simulate multiple încercări repetate pentru a identifica curba exponențială din Figura 4.16. La fiecare încercare am experimentat diferite cote, pentru a dimensiona cât mai corect detectorul. Validarea a venit în momentul descoperirii cotelor potrivite: 11.2 cm în diametru și 7.25 cm înălțime. Pe baza acestor dimensiuni s-a obținut o tendință de variație a eficacităților relative foarte apropiată de cea experimentală - Figura 4.16.

$E_{peak}$ [keV]	$I_{\gamma_r}$	$A_{exp}$	$\varepsilon_{rexp}$ [ $10^{-3}$ ]	$A_{sim}$	$\varepsilon_{rsim}$ [ $10^{-3}$ ]
122	1	$613280 \pm 817$	$1000 \pm 2$	$72040 \pm 268$	$1000 \pm 5$
244	3.7704	$134707 \pm 404$	$828 \pm 3$	$14079 \pm 119$	$737 \pm 7$
344	1.0785	$384093 \pm 637$	$675 \pm 1$	$42713 \pm 207$	$639 \pm 4$
779	2.2087	$104111 \pm 339$	$375 \pm 1$	$12883 \pm 114$	$395 \pm 4$
964	1.9575	$101661 \pm 334$	$324 \pm 1$	$12772 \pm 113$	$347 \pm 3$
1086	2.7992	$65771 \pm 266$	$300 \pm 1$	$8837 \pm 94$	$343 \pm 4$
1113	2.0953	$85706 \pm 304$	$293 \pm 1$	$11054 \pm 105$	$322 \pm 2$
1408	1.3610	$112004 \pm 338$	$249.0 \pm 0.8$	$14799 \pm 122$	$279 \pm 3$

Tabelul 4.7: Calculul eficacităților relative - experimental și din simulare [24, 25].

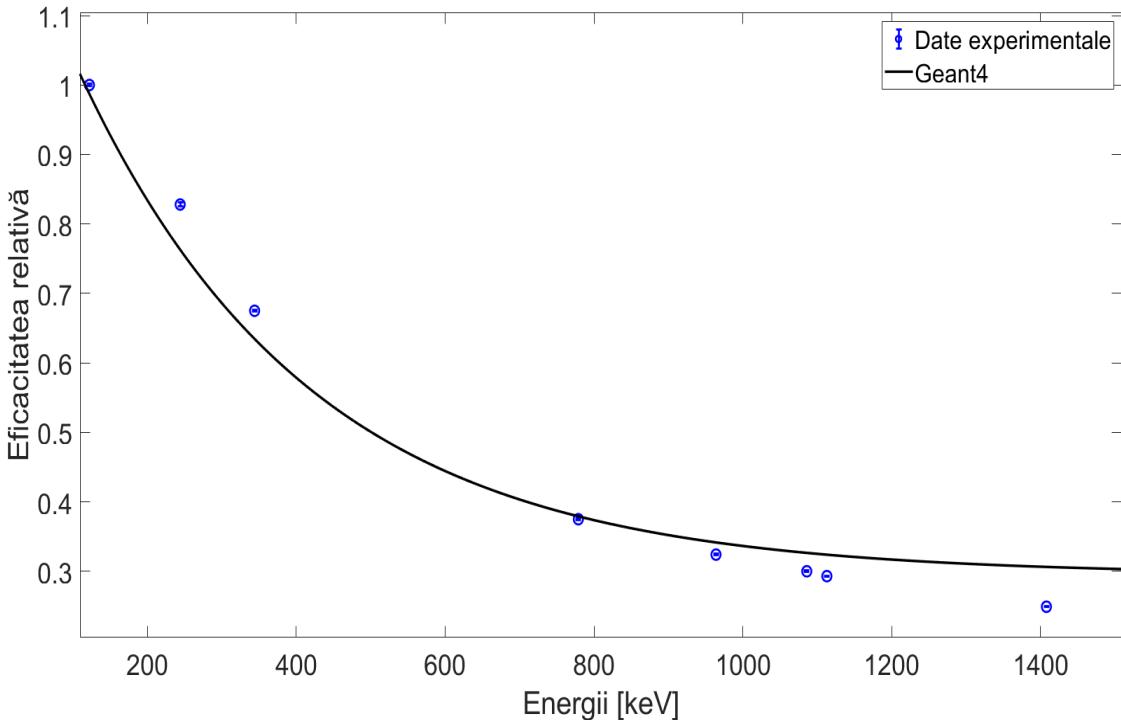


Figura 4.16: Tendință de variație a eficacităților relative în raport cu energiile peak-urilor [24].

Curba de variație a datelor din Geant4 - Figura 4.16, ilustrează o scădere exponențială a eficacității relative odată cu creșterea energiei fotonilor emiși de sursă. Aceeași tendință este caracteristică și punctelor experimentale (într-o bună măsură). Geant4 respectă variația datelor experimentale. Pe măsură ce creștem energia fotonilor incidenti remarcăm un număr tot mai redus al înregistrărilor, relativ la numărul înregistrărilor din primul peak de 122 keV. Acesta este un indiciu în privința scăderii probabilităților ca fotonii cu energii mai înalte să fie detectați la aceeași rată ca în cazul celor de energii mai reduse. Geant4 se dovedește a fi un instrument care poate reproduce fidel rezultatele experimentale, cel puțin pe un interval energetic studiat.

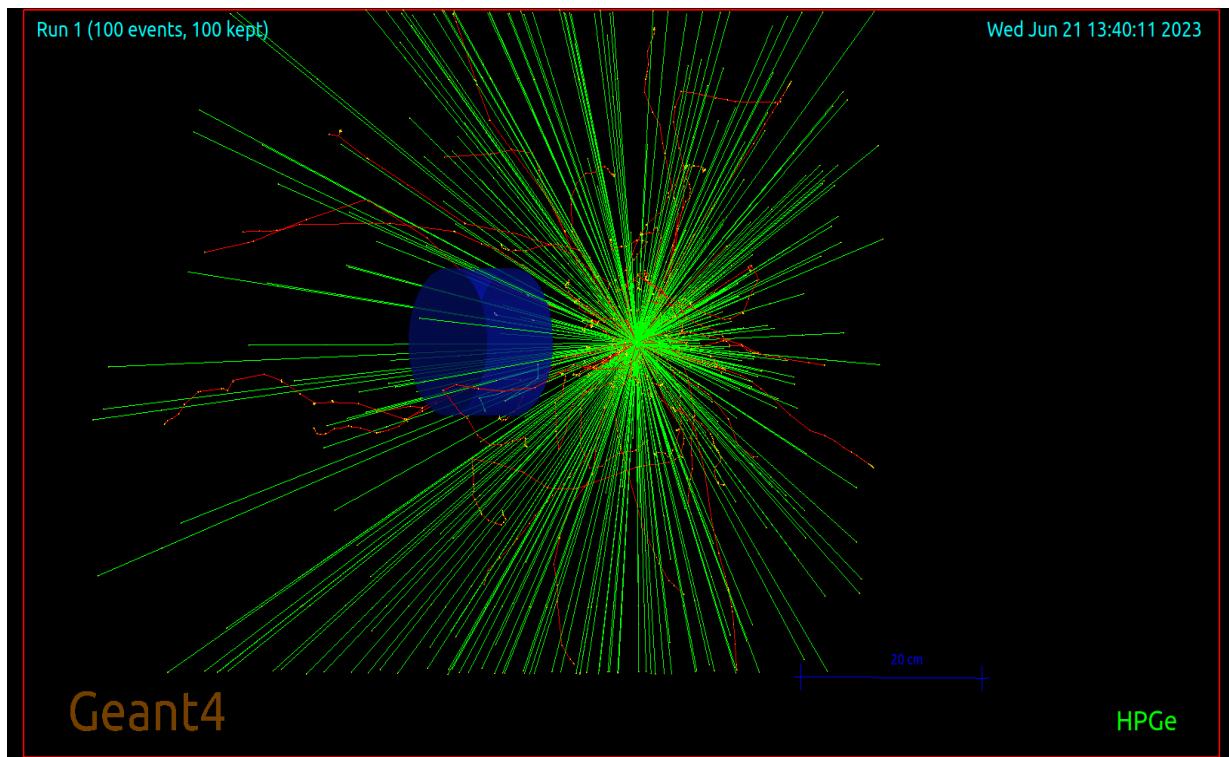


Figura 4.17: Simularea detectorului HPGe, cu sursa punctiformă plasată la 13.5 cm în raport cu cilindrul.

Din moment ce curba simulată a eficacităților relative este similară cu tendința punctelor experimentale, atunci dimensiunile detectorului simulat și cele ale detectorului real ar trebui să fie aproximativ egale. Înseamnă că detectorul din laborator are diametrul de aproximativ 11 cm și înălțimea de 7.25 cm. Am estimat cotele cristalului cilindric, fără a măsura efectiv detectorul - doar implementând corect configurația experimentului în Geant4. Simularea ajută la extrapolarea unor informații iar pe baza ei se pot face predicții verosimile legate de configurația experimentală.

Geant4 estimează inclusiv cum eficacitățile relative sunt influențate de către dimensiunile detectorului. Dacă detectorul are cote diferite, atunci eficacitățile relative vor fi diferite. Un detector mare ar trebui să aibă o probabilitate semnificativă de înregistrare a fotonilor, datorită volumului său activ cât și a suprafeței. Pentru o serie de 4 înălțimi diferite ale detectorului: 5 cm, 7.5 cm, 10 cm și 12.5 cm - vom simula spectrul de  $^{152}\text{Eu}$ , amplasând sursa la o distanță de 13.5 cm în raport cu detectorul. Diametrul detectorului va fi menținut la valoarea de 11.2 cm. Calculăm eficacitățile relative la eficacitatea primului peak - Tabelul 4.8. Reprezentăm aceste eficacități relative ca funcții de energii. Cele 4 curbe indică variațiile eficacităților relative pentru fiecare înălțime a detectorului - Figura 4.18.

Modul în care variază curbele eficacităților relative indică faptul că un detector cu înălțimea mai mare va avea și o eficacitate mai bună, în special pentru energii mai înalte. Acesta este un indiciu dedus pe seama faptului că ariile peak-urilor sunt puțin mai apropiate de aria primului peak dacă detectorul este mare, comparativ cu orice caz al unui detector mai mic.

H [cm]	5.0	7.5	10.0	12.5
$E_{peak}$ [keV]	$\varepsilon_{r1}$ [ $10^{-3}$ ]	$\varepsilon_{r2}$ [ $10^{-3}$ ]	$\varepsilon_{r3}$ [ $10^{-3}$ ]	$\varepsilon_{r4}$ [ $10^{-3}$ ]
122	$1000 \pm 5$	$1000 \pm 5$	$1000 \pm 5$	$1000 \pm 5$
244	$697 \pm 7$	$740 \pm 7$	$736 \pm 7$	$750 \pm 7$
344	$582 \pm 4$	$638 \pm 4$	$652 \pm 4$	$664 \pm 4$
779	$324 \pm 3$	$399 \pm 4$	$434 \pm 4$	$446 \pm 4$
964	$275 \pm 3$	$348 \pm 3$	$390 \pm 4$	$403 \pm 4$
1086	$267 \pm 3$	$346 \pm 4$	$386 \pm 4$	$408 \pm 4$
1113	$247 \pm 3$	$318 \pm 3$	$360 \pm 3$	$386 \pm 4$
1408	$213 \pm 2$	$283 \pm 3$	$319 \pm 3$	$344 \pm 3$

Tabelul 4.8: Eficacitățile relative  $\varepsilon_r$  - pentru fiecare caz simulat.

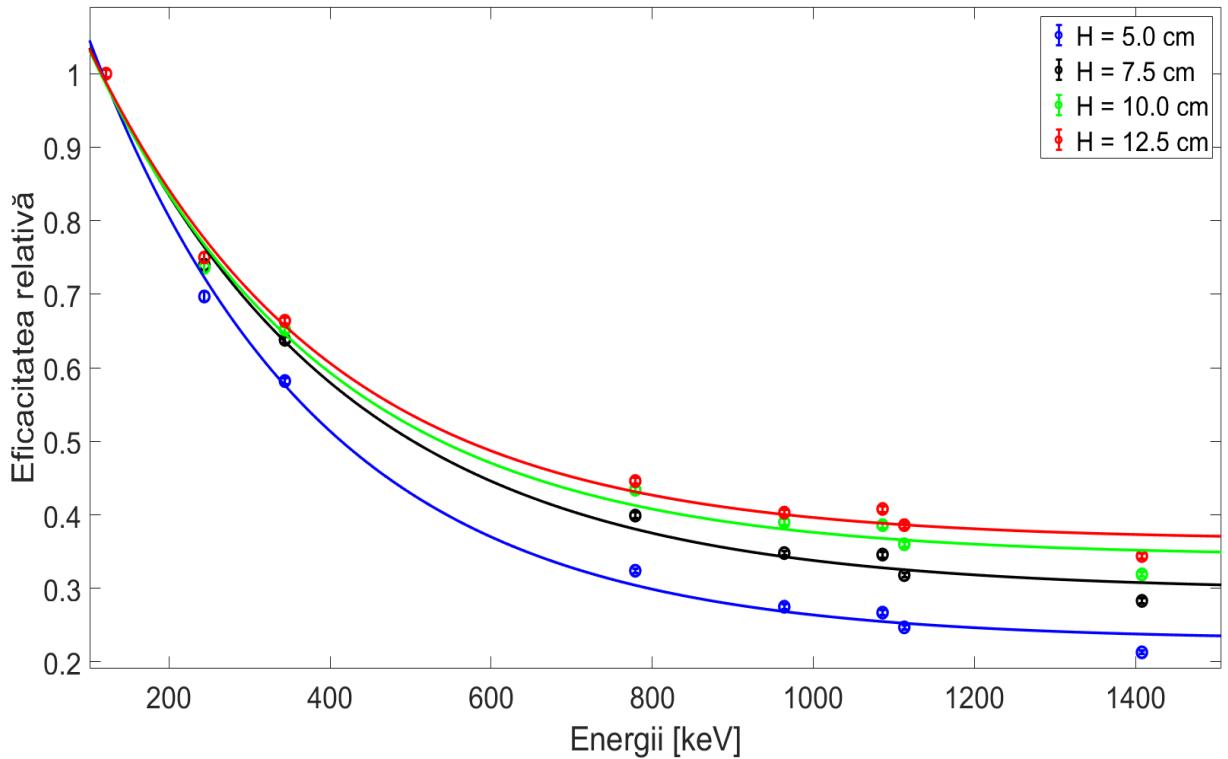


Figura 4.18: Variațiile eficacităților pentru diverse înălțimi ale detectorului simulat.

### 4.3 Calculul abaterilor standard

Sursa consultată în cazul acestei secțiuni [82].

Fie o funcție dependentă de  $n$  variabile  $f = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ , fiecare variabilă având incertitudinea  $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$ . Dacă variabilele funcției  $f$  sunt independente unele de altele, abaterea ei  $\sigma_f$  se poate estima cu formula de propagare a erorilor, pornind de la abaterile individuale ale fiecărei variabile:

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \cdot \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \cdot \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \cdot \sigma_{x_n}^2} \quad (4.13)$$

Cu ajutorul relației 4.13, putem deduce formulele necesare în estimarea erorilor unor funcții care la rândul lor implică variabile cu incertitudini. Calculul erorilor implică doar utilizarea unor noțiuni matematice standard.

1) Abaterea eficacității  $\varepsilon$  se va nota cu  $\sigma_\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \frac{A}{I_\gamma \cdot \Lambda \cdot t} \quad (4.14)$$

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial A}\right)^2 \cdot \sigma_A^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial I_\gamma}\right)^2 \cdot \sigma_{I_\gamma}^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \Lambda}\right)^2 \cdot \sigma_\Lambda^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)^2 \cdot \sigma_t^2} \quad (4.15)$$

Abaterile standard nule sunt:  $\sigma_t$  și respectiv  $\sigma_{I_\gamma}$

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial A}\right)^2 \cdot \sigma_A^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \Lambda}\right)^2 \cdot \sigma_\Lambda^2} \quad (4.16)$$

Relația 4.15 se reduce la o formulă simplă de propagare a erorilor:

$$\sigma_\varepsilon = \frac{1}{\Lambda \cdot I_\gamma \cdot t} \cdot \sqrt{\sigma_A^2 + \left(\frac{A}{\Lambda}\right)^2 \cdot \sigma_\Lambda^2} \quad (4.17)$$

2) Estimarea erorii în calculul eficacității relative  $\varepsilon_r$ , notând cu  $k$  raportul intensităților tranzițiilor  $\frac{I_{\gamma_1}}{I_{\gamma_2}}$ :

$$\varepsilon_r = \frac{I_{\gamma_1} \cdot A_2}{I_{\gamma_2} \cdot A_1} = k \cdot \frac{A_2}{A_1} \quad (4.18)$$

$$\sigma_{\varepsilon_r} = \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial A_2}\right)^2 \cdot \sigma_{A_2}^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial A_1}\right)^2 \cdot \sigma_{A_1}^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial k}\right)^2 \cdot \sigma_k^2} \quad (4.19)$$

Formula de estimare a abaterii raportului dintre eficacitatea unui peak și eficacitatea primului peak, în funcție de abaterile arilor celor două peak-uri  $\sigma_A$  și  $\sigma_B$ :

$$\sigma_{\varepsilon_r} = \frac{I_{\gamma_1}}{I_{\gamma_2} \cdot A_1} \cdot \sqrt{\sigma_{A_2}^2 + \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 \cdot \sigma_{A_1}^2} \quad (4.20)$$

3) Estimarea abaterii  $\sigma_R$  în cazul rezoluției energetice:

$$R = \frac{FWHM}{E} \quad (4.21)$$

$$\sigma_R = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial E}\right)^2 \cdot \sigma_E^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial FWHM}\right)^2 \cdot \sigma_{FWHM}^2} \quad (4.22)$$

$$\sigma_R = \frac{1}{E} \cdot \sqrt{\sigma_{FWHM}^2 + \left(\frac{FWHM}{R}\right)^2 \cdot \sigma_E^2} \quad (4.23)$$

---

## Concluzii

Am depus un efort considerabil pentru a înțelege bazele simulărilor Geant4 cât și natura interacțiilor fotonilor gamma cu atomii unui material. Simularea se impune doar ca mijloc de analiză și interpretare a datelor experimentale. Spectrele care conțin informații autentice sunt cele măsurate prin intermediul unui detector real - acestea confirmă corectitudinea oricărui model virtual. Geant4 reprezintă strict o metodă alternativă de validare a predicțiilor. Codul nu este creația mea integrală ci doar o reuniune a mai multor resurse existente în literatura de specialitate. Grație unor tutoriale și altor resurse am asamblat parte cu parte structura întregii simulări. Acest model a fost adaptat la geometria detectorului NaI(Tl) din LaMAR, fără a include electronica din lanțul spectrometric. Înțelegând logica am reușit inclusiv schimbarea configurației experimentale, pentru a simula un detector HPGe. Partea experimentală s-a concentrat pe asamblarea lanțului spectrometric și măsurarea spectrelor în laboratorul LaMAR. Experimentul a fost primul meu mod de investigare directă a radiațiilor gamma.

### Puncte forte ale simulării:

1. Reproduce într-o bună măsură spectrele surselor de  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  și  $^{40}\text{K}$ , în acord cu spectrele lor experimentale - acuratețe și corectitudine.
2. Poate modela spectrul oricărui radionuclid emițător gamma - un grad sporit de flexibilitate și libertate în privința dotării experimentului.
3. Manipularea unor parametrii caracteristici, precum rezoluția energetică și respectiv evaluarea altora, precum eficacitatea relativă.
4. Posibilitatea de a simula spectre cu o rezoluție energetică nulă - identificarea unor peak-uri absente în spectrele experimentale (precum peak-urile de scăpare).
5. Extrapolarea și determinarea unor informații legate de configurația detectorului, precum dimensiunile lui sau variațiile unor parametrii relativi (eficacitatea relativă).

### Puncte în minus:

1. Simularea nu poate reproduce unele părți din spectrele experimentale - cel puțin nu de la sine. Un exemplu ar fi peak-ul de sumare din spectrul sursei de  $^{137}\text{Cs}$ .
2. Fără a implementa conceptul de FWHM, peak-urile vor fi simulate ca funcții delta - modelul nu va replica răspunsul detectorului real, cu rezoluție finită.
3. Limitările de precizie ale modelelor fizice și matematice - rămâne necesară verificarea și validarea riguroasă a datelor obținute în Geant4, prin comparație cu un set de date experimentale.

Lucrarea tratează doar o introducere în domeniul instrumentelor din pachetul Geant4. Dorința este de a încerca ceva cu totul diferit - unul dintre cele mai precise toolkit-uri de simulare disponibile în domeniul fizicii particulelor. Problemele au apărut mai mult în materie de programare întrucât documentația implică extrem de multe resurse dispersate și dificil de accesat. Până și cele mai rudimentare aplicații necesită o bază solidă de cunoștințe în limbajul C++ sau înțelegerea atributelor particulare ale fiecărei clase. În ciuda inconveniențelor și a dificultăților tehnice, Geant4 a reprezentat a doua cale de investigare a radiațiilor gamma.

Dobândirea unei experiențe solide în materie de Geant4 va reprezenta un pilon valoros pentru viitoarele proiecte de cercetare, în parteneriat cu *Institutul Național de Cercetare-Dezvoltare pentru Fizică și Inginerie Nucleară Horia Hulubei*.

**Dosarul cu toate codurile și resursele folosite în proiectul de licență poate fi accesat pe link-ul: [6]**

## Bibliografie

- [1] *A ROOT Guide For Beginners.* <https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/primer/ROOTPrimer.htm>. Ultima accesare 19. Iun. 2023.
- [2] *agenda.infn.it, The Monte Carlo approach and the Geant4 toolkit, G A P Cirrone, PhD.* [https://agenda.infn.it/event/9689/contributions/81073/attachments/58635/69139/Cirrone\\_Lesson1\\_Introduction.pdf](https://agenda.infn.it/event/9689/contributions/81073/attachments/58635/69139/Cirrone_Lesson1_Introduction.pdf). Ultima accesare 20. Mar. 2023.
- [3] *Alex F Bielajew, University of Michigan, The Monte Carlo Simulation of Radiation Transport, 1999 Alex F Bielajew, 1999 The University of Michigan.* <http://websites.umich.edu/~nersb590/CourseLibrary/chapter.pdf>. Ultima accesare 19. Mar. 2023.
- [4] *Alexandre Sécher (Hadrontherapy group), Introduction to GEANT4.* <http://arpg-serv.ing2.uniroma1.it/twiki/pub/Main/FOOTSimulation/G4lecture.pdf>. Ultima accesare 17. Iun. 2023.
- [5] *Andrea Dotti, Detector Simulations A brief introduction.* <https://indico.cern.ch/event/669093/contributions/2821506/attachments/1719502/2775261/Lecture-Pisa20181.pdf>. Ultima accesare 20. Mar. 2023.
- [6] *Andreicovici Iulian Florin, DOSAR - LUCRARE DE LICENȚĂ.* <https://drive.google.com/drive/folders/1tWhJe7UEd9iD0ZIuTsVcMcyQ24COKban>. Ultima accesare 21. Iun. 2023.
- [7] *Basic structure of the Geant4 Simulation Toolkit, Geant4 Training 2003.* <https://www.ge.infn.it/geant4/training/portland/basicStructure.pdf>. Ultima accesare 17. Mar. 2023.
- [8] *Bremsstrahlung.* <https://en.wikipedia.org/wiki/Bremsstrahlung>. Ultima accesare 21. Iun. 2023.
- [9] *Chapter 5 Gamma-ray Spectrometry with Scintillators, Radioisotopes and Radiation Methodology.* <https://www.yumpu.com/en/document/view/11434594/chapter-5-photon-spectrometry-with-scintillators-51-photon->. Ultima accesare 19. Iun. 2023.
- [10] *Citation: Min, S.; Seo, B.; Roh, C.; Hong, S.; Cheong, J. Phoswich Detectors in Sensing Applications. Sensors 2021, 21, 4047.* <https://doi.org/10.3390/s21124047>. Ultima accesare 12. Feb. 2023.
- [11] *Compton continuum.* [https://ns.ph.liv.ac.uk/~ajb/radiometrics/glossary/compton\\_continuum.html](https://ns.ph.liv.ac.uk/~ajb/radiometrics/glossary/compton_continuum.html). Ultima accesare 21. Feb. 2023.
- [12] *Compton Scattering.* <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/interaction-radiation-matter/interaction-gamma-radiation-matter/compton-scattering/>. Ultima accesare 10. Feb. 2023.
- [13] *CR-200 Gaussian shaping amplifier: application guide.* <https://www.creatat.com/CR-200-R2.1.pdf>. Ultima accesare 16. Feb. 2023.
- [14] *Dan MIHĂILESCU, Erzilia LOZENAU, Lucrări practice de fizică nucleară- pg. 93-95, pg. 103-104.* <https://dokumen.tips/documents/mihailescu-dan-lucrari-practice-de-fizica-nucleara.html?page=1>. Ultima accesare 16. Feb. 2023.
- [15] *Dead time, en.wikipedia.* [https://en.wikipedia.org/wiki/Dead\\_time](https://en.wikipedia.org/wiki/Dead_time). Ultima accesare 5. Iun. 2023.
- [16] *Decay scheme, Wikipedia.* [https://en.wikipedia.org/wiki/Decay\\_scheme](https://en.wikipedia.org/wiki/Decay_scheme). Ultima accesare 28. Feb. 2023.
- [17] *DETERMINAREA COEFICIENTULUI DE ATENUARE MASICĂ PENTRU RADIAȚIA GAMMA.* [http://www.physics.pub.ro/Referate/BN030/Determinarea\\_coeficientului\\_de\\_atenuare\\_masica\\_pentru\\_radiatia\\_GAMMA.pdf](http://www.physics.pub.ro/Referate/BN030/Determinarea_coeficientului_de_atenuare_masica_pentru_radiatia_GAMMA.pdf). Ultima accesare 10. Feb. 2023.
- [18] *DETERMINAREA TIMPULUI MORT AL UNUI DETECTOR DE RADIAȚII NUCLEARE PRIN METODA CELOR DOUA SURSE DE RADIAȚII.* [http://www.physics.pub.ro/Referate/BN030/Determinarea\\_TIMPULUI\\_MORT.pdf](http://www.physics.pub.ro/Referate/BN030/Determinarea_TIMPULUI_MORT.pdf). Ultima accesare 5. Iun. 2023.

- 
- [19] *Diagram of high purity germanium detector system*, by Ali Abdulwahab Ridha. [https://www.researchgate.net/figure/Figure-4-1-Diagram-of-high-purity-germanium-detector-system\\_fig11\\_304677185](https://www.researchgate.net/figure/Figure-4-1-Diagram-of-high-purity-germanium-detector-system_fig11_304677185). Ultima accesare 3. Mar. 2023.
  - [20] *Electron Transitions*, hyperphysics.phy. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hyde.html>. Ultima accesare 8. Iun. 2023.
  - [21] *Electronic Instrumentation for Radiation Detection Systems, chapter 8*. <https://radiologykey.com/electronic-instrumentation-for-radiation-detection-systems/>. Ultima accesare 16. Feb. 2023.
  - [22] *Element/Compound/Mixture Selection*. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>. Ultima accesare 12. Feb. 2023.
  - [23] *energy resolution*, www.britannica.com. <https://www.britannica.com/science/energy-resolution>. Ultima accesare 25. Feb. 2023.
  - [24] *Error Propagation Calculator*. [https://astro.subhashbose.com/error\\_propagation\\_calc/](https://astro.subhashbose.com/error_propagation_calc/). Ultima accesare 11. Iun. 2023.
  - [25] *Eu152 Gamma Spectrum*. <https://www.gammaspectacular.com/blue/eu152-spectrum>. Ultima accesare 21. Iun. 2023.
  - [26] *Figure 6 - uploaded by Carlo Cintolesi, 2: Sketch of the performance of Monte Carlo method (statistical) against conventional methods (deterministic)*. [https://www.researchgate.net/figure/Sketch-of-the-performance-of-Monte-Carlo-method-statistical-against-conventional\\_fig16\\_312291854](https://www.researchgate.net/figure/Sketch-of-the-performance-of-Monte-Carlo-method-statistical-against-conventional_fig16_312291854). Ultima accesare 20. Mar. 2023.
  - [27] *Gamma Ray Attenuation*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/interaction-radiation-matter/interaction-gamma-radiation-matter/gamma-ray-attenuation/>. Ultima accesare 12. Feb. 2023.
  - [28] *Gamma ray cross section*, wikipedia. [https://en.wikipedia.org/wiki/Gamma\\_ray\\_cross\\_section](https://en.wikipedia.org/wiki/Gamma_ray_cross_section). Ultima accesare 5. Mar. 2023.
  - [29] *Gamma Ray Spectrum – Structure – Features*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/gamma-spectroscopy/gamma-ray-spectrum-structure-features/>. Ultima accesare 20. Feb. 2023.
  - [30] *Gamma ray*, Wikipedia. [https://en.wikipedia.org/wiki/Gamma\\_ray](https://en.wikipedia.org/wiki/Gamma_ray). Ultima accesare 10.02.2023. Feb. 2023.
  - [31] *Gamma Rays / Gamma Radiation*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/fundamental-particles/photon/gamma-ray/>. Ultima accesare 10.02.2023. Feb. 2023.
  - [32] *Gamma Spectroscopy*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/gamma-spectroscopy/>. Ultima accesare 16. Feb. 2023.
  - [33] *Gamma Spectroscopy, High Purity Germanium Detectors*, www.advancetech.in. <https://www.advancetech.in/radiation/spectroscopy-and-counting-systems/>. Ultima accesare 11. Mar. 2023.
  - [34] *Gamma Spectrum Features*, www.nrc.gov. <https://www.nrc.gov/docs/ML1122/ML11229A703.pdf>. Ultima accesare 8. Iun. 2023.
  - [35] *Gamma-X (GMX) N-type High Purity Germanium (HPGe) Coaxial Radiation Detectors*. <https://www.ortec-online.com/products/radiation-detectors/germanium-hpge-radiation-detectors/hpge-radiation-detector-types-how-choose/gmx-n-type-coaxial-hpge-radiation-detectors>. Ultima accesare 11. Mar. 2023.
  - [36] *Gaseous ionization detector, Schematic diagram of ion chamber, showing drift of ions - Author: DougSim*, wikipedia. [https://en.wikipedia.org/wiki/Gaseous\\_ionization\\_detector](https://en.wikipedia.org/wiki/Gaseous_ionization_detector). Ultima accesare 11. Mar. 2023.
  - [37] *Geant4 Documentation*. <https://geant4.web.cern.ch/docs/>. Ultima accesare 17. Iun. 2023.

- 
- [38] *Geant4 Overview, The Very quick and dirty guide to the world of detector simulation!* [https://www.nbi.dk/~beck/undervisning/highpt2008/Geant4\\_quick\\_tutorial.pdf](https://www.nbi.dk/~beck/undervisning/highpt2008/Geant4_quick_tutorial.pdf). Ultima accesare 18. Mar. 2023.
  - [39] *Geant4, en.wikipedia*. <https://en.wikipedia.org/wiki/Geant4>. Ultima accesare 18. Mar. 2023.
  - [40] *GEM P-type Coaxial High Purity Germanium (HPGe) Radiation Detectors*, [www.ortec-online.com](http://www.ortec-online.com). <https://www.ortec-online.com/products/radiation-detectors/germanium-hpge-radiation-detectors/hpge-radiation-detector-types-how-choose/gem-p-type-coaxial-hpge-radiation-detectors>. Ultima accesare 11. Mar. 2023.
  - [41] *gitlab.cern.ch*. <https://gitlab.cern.ch/geant4/geant4/-/tree/edb408b5618b3b1cd3f40c5759aa5da4aa56bb7b/examples/basic/B1>. Ultima accesare 17. Iun. 2023.
  - [42] *grigore.damian, curs 13, phys.ubbcluj.ro*. <https://phys.ubbcluj.ro/~grigore.damian/cursuri/fn/curs13.pdf>. Ultima accesare 24. Feb. 2023.
  - [43] *grigore.damian, curs 2, phys.ubbcluj.ro*. <https://phys.ubbcluj.ro/~grigore.damian/cursuri/fn/curs2.pdf>. Ultima accesare 3. Iun. 2023.
  - [44] *I. Hrivnacova, IPN Orsay, Material Definition*. <http://geant4.in2p3.fr/2013/resources/L6-Materials.pdf>. Ultima accesare 17. Iun. 2023.
  - [45] *Ibrahim I. Suliman, 12. Atypical geant4 class category diagram*. [https://www.researchgate.net/figure/Atypical-geant4-class-category-diagram\\_fig24\\_349111295](https://www.researchgate.net/figure/Atypical-geant4-class-category-diagram_fig24_349111295). Ultima accesare 17. Mar. 2023.
  - [46] *Incursiune in lumea fizicii, Legea dezintegrarii radioactive*. <http://www.incursiune-in-lumea-fizicii.accounting-business.eu/legea-dezintegrarii-radioactive.html>. Ultima accesare 3. Iun. 2023.
  - [47] *Interactions of Ionizing Radiation*. <https://oncologymedicalphysics.com/radiation-interactions/>. Ultima accesare 5. Mar. 2023.
  - [48] *Interactions of photons with matter and shape of spectra in X/ $\gamma$ -ray spectrometry*. [http://www.lnhb.fr/pdf/Photon\\_matter\\_interaction.pdf](http://www.lnhb.fr/pdf/Photon_matter_interaction.pdf). Ultima accesare 11. Iun. 2023.
  - [49] *Introduction to Geant4 - Release 11.1, Geant4 Collaboration*. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/IntroductionToGeant4/fo/IntroductionToGeant4.pdf>. Ultima accesare 17. Mar. 2023.
  - [50] *Ionela Berceanu, Introducere in metoda Monte Carlo*. [http://niham.nipne.ro/MC\\_jul2010\\_serv.pdf](http://niham.nipne.ro/MC_jul2010_serv.pdf). Ultima accesare 19. Mar. 2023.
  - [51] *Ionization Chamber – Ion Chamber*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/gaseous-ionization-detector/ionization-chamber-ion-chamber/>. Ultima accesare 4. Mar. 2023.
  - [52] *J. Anthony Seibert, X-Ray Imaging Physics for Nuclear Medicine Technologists. Part 1: Basic Principles of X-Ray Production*. <https://tech.snmjournals.org/content/jnmt/32/3/139.full.pdf>. Ultima accesare 21. Iun. 2023.
  - [53] *J.L. Tain, Instituto de Física Corpuscula, Monte Carlo Simulation*. [http://win.ciemat.es/despec/events/mc\\_school\\_9\\_10\\_april\\_2007/SimulMC.pdf](http://win.ciemat.es/despec/events/mc_school_9_10_april_2007/SimulMC.pdf). Ultima accesare 19. Mar. 2023.
  - [54] *John Apostolakis (CERN) Geant4 Beginners Course, Introduction*. <https://indico.cern.ch/event/781244/contributions/3251881/attachments/1782480/2900505/Introduction-and-Kernel-Course-Jan2019.pdf>. Ultima accesare 19. Iun. 2023.
  - [55] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. 1987.
  - [56] *Lab Experiment 7: High-Resolution Gamma-Ray Spectroscopy with HPGe Detectors*, © 2023 Mirion Technologies, Inc. All Rights Reserved. <https://www.mirion.com/learning-center/lab-experiments/high-resolution-gamma-ray-spectroscopy-with-hpge-detectors-lab-experiments>. Ultima accesare 28. Feb. 2023.

- 
- [57] *Lecture 20, Scattering theory.* [http://www.tcm.phy.cam.ac.uk/~bds10/aqp/lec20-21\\_compressed.pdf](http://www.tcm.phy.cam.ac.uk/~bds10/aqp/lec20-21_compressed.pdf). Ultima accesare 7. Mar. 2023.
  - [58] *Legea invers-pătratului, hmw.wiki.* [https://hmw.wiki/ro/Inverse\\_square](https://hmw.wiki/ro/Inverse_square). Ultima accesare 4. Mar. 2023.
  - [59] *Makoto Asai, Hiroshima Institute of Technology, Hiroshima, Japan, INTRODUCTION TO GEANT4.* <https://cds.cern.ch/record/491492/files/p107.pdf>. Ultima accesare 17. Iun. 2023.
  - [60] *Manas Sharma, FAQ – Scintillation Counter/Detector.* <https://www.bragitoff.com/2016/09/faq-scintillation-counterdetector/>. Ultima accesare 12. Feb. 2023.
  - [61] *Margareta Clepcea, Detectori de radiații.* [https://liceal.lniarad.ro/pics/pdfprof/bac/15-05-2020\\_Fizica\\_-\\_prof.\\_Margareta\\_Clepcea\\_-\\_Clasele\\_a\\_XII-a\\_-Detectori\\_de\\_radiaii.pdf](https://liceal.lniarad.ro/pics/pdfprof/bac/15-05-2020_Fizica_-_prof._Margareta_Clepcea_-_Clasele_a_XII-a_-Detectori_de_radiaii.pdf). Ultima accesare 4. Mar. 2023.
  - [62] *Marie-Christine Lépy, Detection efficiency, Laboratoire National Henri Becquerel.* <https://studylib.net/doc/18208188/full-energy-peak-efficiency>. Ultima accesare 11. Iun. 2023.
  - [63] *Mass attenuation coefficient, Wikipedia.* [https://en.wikipedia.org/wiki/Mass\\_attenuation\\_coefficient](https://en.wikipedia.org/wiki/Mass_attenuation_coefficient). Ultima accesare 12. Feb. 2023.
  - [64] *maxfomitchev, The Rich Physics of Cs-137 Gamma Spectrum.* <https://maximus.energy/index.php/2020/10/24/the-rich-physics-of-cs-137-gamma-spectrum/>. Ultima accesare 8. Iun. 2023.
  - [65] *Med Phys 4RA3, 4RB3/6R03 Radioisotopes and Radiation Methodology, Chapter 7 Semiconductor Detectors,* [www.science.mcmaster.ca](http://www.science.mcmaster.ca). [https://www.science.mcmaster.ca/radgrad/images/6R06CourseResources/4RA34RB3\\_Lecture\\_Note\\_7\\_Semiconductor\\_Detectors.pdf](https://www.science.mcmaster.ca/radgrad/images/6R06CourseResources/4RA34RB3_Lecture_Note_7_Semiconductor_Detectors.pdf). Ultima accesare 7. Mar. 2023.
  - [66] *Michaël Ginsz. Characterization of high-purity, multi-segmented germanium detectors. Atomic Physics [physics.atom-ph]. Université de Strasbourg, 2015. English NNT : 2015STRAE047.* <https://theses.hal.science/tel-01560205/document>. Ultima accesare 28. Feb. 2023.
  - [67] *Muhammad Ikmal Ahmad, Mohd Hafizi Ab. Rahim, Rosdiadee Nordin, Faizal Mohamed Asma, Abu-Samah and Nor Fadzilah Abdullah, Ionizing Radiation Monitoring Technology at the Verge of Internet of Things.* <https://www.mdpi.com/1424-8220/21/22/7629>. Ultima accesare 21. Iun. 2023.
  - [68] *Multichannel analyzer, Wikipedia.* [https://en.wikipedia.org/wiki/Multichannel\\_analyzer](https://en.wikipedia.org/wiki/Multichannel_analyzer). Ultima accesare 17. Feb. 2023.
  - [69] *MustafaSchmidt, geant4-tutorial.* <https://github.com/MustafaSchmidt/geant4-tutorial>. Ultima accesare 17. Iun. 2023.
  - [70] *MyCurveFit, Calculator pentru fitarea datelor.* <https://mycurvefit.com/>. Ultima accesare 14. Iun. 2023.
  - [71] *ne204-fall2018.github.io.* [https://ne204-fall2018.github.io/downloads/04\\_SignalSensingAndShaping.pdf](https://ne204-fall2018.github.io/downloads/04_SignalSensingAndShaping.pdf). Ultima accesare 8. Iun. 2023.
  - [72] *Operating Regions of Ionizing Detectors – Detector Voltage.* <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/gaseous-ionization-detector/operating-regions-of-ionizing-detectors-detector-voltage/>. Ultima accesare 11. Mar. 2023.
  - [73] *ORTEC ®, Experiment 7, High-Resolution Gamma-Ray Spectroscopy.* <https://www.ortec-online.com/-/media/ametekortec/third-edition-experiments/7-high-resolution-gamma-ray-spectroscopy.pdf?la=en&revision=132d66f8-ed6b-41e2-9fdf-b50993f16b91&hash=3B9E0FD2BEC42B85848D37F3C9C2EF6D>. Ultima accesare 11. Mar. 2023.
  - [74] *Pair production, Wikipedia.* [https://en.wikipedia.org/wiki/Pair\\_production](https://en.wikipedia.org/wiki/Pair_production). Ultima accesare 11. Feb. 2023.
  - [75] *Particle detector, Summary of particle, detector typesAuthor: Wdcf, wikipedia.* [https://en.wikipedia.org/wiki/Particle\\_detector](https://en.wikipedia.org/wiki/Particle_detector). Ultima accesare 11. Mar. 2023.

- 
- [76] *Photoelectric Effect*, nuclear-power.com. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/interaction-radiation-matter/interaction-gamma-radiation-matter/photoelectric-effect/>. Ultima accesare 10. Feb. 2023.
  - [77] *Photomultiplier Tube – PMT*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/scintillation-counter-scintillation-detector/photomultiplier-tube-pmt/>. Ultima accesare 16. Feb. 2023.
  - [78] *PMT Pulse Processing*, physicsopenlab.org. <https://physicsopenlab.org/2016/04/21/pmt-pulse-processing/>. Ultima accesare 4. Iun. 2023.
  - [79] *Positron-Electron Pair Production*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/interaction-radiation-matter/interaction-gamma-radiation-matter/pair-production/>. Ultima accesare 11. Feb. 2023.
  - [80] *presentations-at-group-meetings/geant4-introduction*. <https://www.mn.uio.no/fysikk/english/research/about/infrastructure/ocl/nuclear-physics-research/presentations-at-group-meetings/geant4-introduction.pdf>. Ultima accesare 20. Mar. 2023.
  - [81] *Principle of Operation of HPGe Detectors*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/semiconductor-detectors/high-purity-germanium-detectors-hpge/principle-of-operation-of-hpge-detectors/>. Ultima accesare 28. Feb. 2023.
  - [82] *Propagation of uncertainty*. [https://en.wikipedia.org/wiki/Propagation\\_of\\_uncertainty](https://en.wikipedia.org/wiki/Propagation_of_uncertainty). Ultima accesare 21. Iun. 2023.
  - [83] *PTR, PCR and Energy Resolution Study of GAGG:CeScintillator*, Authors: Pruittipol Limkitja-roenporn, Wiraporn Hongtong, Hong Joo Kim and Jakrapong Kaewkha - CC BY 3.0. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/970/1/012016/pdf>. Ultima accesare 11. Iun. 2023.
  - [84] *Pulse-Height Spectrometry, chapter 10*. <https://radiologykey.com/pulse-height-spectrometry/>. Ultima accesare 6. Mar. 2023.
  - [85] *Radiation Detection*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/>. Ultima accesare 4. Mar. 2023.
  - [86] *Radiație gama*. <https://ro.wikipedia.org/wiki/>. Ultima accesare 10.02.2023. Feb. 2023.
  - [87] *Radioactive Decay Law*. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/radioactive-decay/radioactive-decay-law/>. Ultima accesare 3. Iun. 2023.
  - [88] *Radioactive Decay*, © 2003-2023 Chegg Inc. All rights reserved. <https://www.chegg.com/learn/chemistry/introduction-to-chemistry/radioactive-decay>. Ultima accesare 11.02.2023. Feb. 2023.
  - [89] *Rayleigh scattering*, en.wikipedia. [https://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh\\_scattering](https://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh_scattering). Ultima accesare 15. Iun. 2023.
  - [90] *ROOT*. <https://www.yumpu.com/en/document/view/11434594/chapter-5-photon-spectrometry-with-scintillators-51-photon->. Ultima accesare 19. Iun. 2023.
  - [91] *S. Guatellia, D. Cutajara, B. Obornb, A. B. Rosenfelda, Introduction to the Geant4 Simulation toolkit*. <https://ro.uow.edu.au/cgi/viewcontent.cgi?referer=&httpsredir=1&article=2749&context=engpapers>. Ultima accesare 17. Mar. 2023.
  - [92] *Schematic view of a photomultiplier coupled to a scintillator, illustrating detection of gamma rays*, Qwerty123uiop, License CC BY-SA 3.0. [https://en.wikipedia.org/wiki/Scintillation\\_counter](https://en.wikipedia.org/wiki/Scintillation_counter). Ultima accesare 15. Feb. 2023.
  - [93] *Schematics of semiconductor types of (HPGe) p or n type [77], Figure 2-3 - uploaded by Ali Abdulwahab Ridha*. [https://www.researchgate.net/figure/Figure-2-3-Schematics-of-semiconductor-types-of-HPGe-p-or-n-type-77\\_fig5\\_304677185](https://www.researchgate.net/figure/Figure-2-3-Schematics-of-semiconductor-types-of-HPGe-p-or-n-type-77_fig5_304677185). Ultima accesare 7. Mar. 2023.
  - [94] *Scheme of a Photomultiplier Tube (PMT) in English*, Jkrieger, Wikipedia. [https://en.m.wikipedia.org/wiki/File:Photomultiplier\\_schema\\_en.png](https://en.m.wikipedia.org/wiki/File:Photomultiplier_schema_en.png). Ultima accesare 15. Feb. 2023.

- 
- [95] *Sodium iodide Chemical compound / From Wikipedia, the free encyclopedia.* [https://www.wikiwand.com/en/Sodium\\_iodide](https://www.wikiwand.com/en/Sodium_iodide). Ultima accesare 3. Iun. 2023.
- [96] *SPECTROMETRIA RADIAȚIEI GAMMA/VARIATIA COEFICIENTULUI DE ATENUARE PENTRU RADIAȚIA GAMMA CU ENERGIA.* [http://www.physics.pub.ro/Referate/BN031A/SPECTROMETRIA\\_radiatiei\\_GAMMA.Var\\_coef\\_de\\_atenuare\\_pt\\_rad\\_gamma\\_cu\\_energia\\_\(FIM\).pdf](http://www.physics.pub.ro/Referate/BN031A/SPECTROMETRIA_radiatiei_GAMMA.Var_coef_de_atenuare_pt_rad_gamma_cu_energia_(FIM).pdf). Ultima accesare 24. Feb. 2023.
- [97] *SPECTROMETRIA RADIAȚIILOR GAMA FOLOSIND DETECTOR CU SCINTILAȚIE ȘI ANALIZOR MULTICANAL.* [http://www.physics.pub.ro/Referate/BN030/Spectrometria\\_radiatiei\\_GAMMA\\_folosind\\_detector\\_cu\\_SCINTILATIE\\_si\\_analizor\\_multicanal.pdf](http://www.physics.pub.ro/Referate/BN030/Spectrometria_radiatiei_GAMMA_folosind_detector_cu_SCINTILATIE_si_analizor_multicanal.pdf). Ultima accesare 15. Feb. 2023.
- [98] *Stan Nicol, 5-L'effet photoélectrique.* [https://www.researchgate.net/figure/Leffet-photoelectrique\\_fig4\\_47514597](https://www.researchgate.net/figure/Leffet-photoelectrique_fig4_47514597). Ultima accesare 20. Feb. 2023.
- [99] *Stan Nicol, 6-La diffusion Rayleigh (diffusion élastique).* [https://www.researchgate.net/figure/La-diffusion-Rayleigh-diffusion-elastique\\_fig5\\_47514597](https://www.researchgate.net/figure/La-diffusion-Rayleigh-diffusion-elastique_fig5_47514597). Ultima accesare 10.02.2023. Feb. 2023.
- [100] *Stan Nicol, 7-La diffusion Compton (diffusion inélastique).* [https://www.researchgate.net/figure/La-diffusion-Compton-diffusion-inelastique\\_fig6\\_47514597](https://www.researchgate.net/figure/La-diffusion-Compton-diffusion-inelastique_fig6_47514597). Ultima accesare 20. Feb. 2023.
- [101] *Stan Nicol, 9-La production de paires.* [https://www.researchgate.net/figure/La-production-de-paires\\_fig7\\_47514597](https://www.researchgate.net/figure/La-production-de-paires_fig7_47514597). Ultima accesare 11. Feb. 2023.
- [102] *STUDIUL EFECTULUI COMPTON FOLOSIND UN ANALIZOR MULTICANAL.* [http://www.physics.pub.ro/Referate/BN030/Efectul\\_Compton\\_cu\\_MCA\\_\(2016\).pdf](http://www.physics.pub.ro/Referate/BN030/Efectul_Compton_cu_MCA_(2016).pdf). Ultima accesare 12. Feb. 2023.
- [103] *T Kittelmann, I Stefanescu, K Kanaki, M Boin, R Hall-Wilton and K Zeitelhack, Geant4 based simulations for novel neutron detector development - T Kittelmann et al 2014 J. Phys.: Conf. Ser. 513 022017.* <https://arxiv.org/pdf/1311.1009.pdf>. Ultima accesare 20. Mar. 2023.
- [104] *T.H. Burritt, R.A. Johnson, J.F. Wilkerson, S.R. Elliott, V.M. Gehman and V.E. Guiseppe, Surface Alphas and the MAJORANA Neutrinoless Double-Beta Decay Experiment.* [https://www.slac.stanford.edu/econf/C0805263/Posters/johnson\\_r.pdf](https://www.slac.stanford.edu/econf/C0805263/Posters/johnson_r.pdf). Ultima accesare 7. Mar. 2023.
- [105] *The Klein–Nishina formula,* Posted by: christian on 18 Dec 2021. <https://scipython.com/blog/the-klein-nishina-formula/>. Ultima accesare 5. Mar. 2023.
- [106] *Thomson scattering,* en.wikipedia. [https://en.wikipedia.org/wiki/Thomson\\_scattering](https://en.wikipedia.org/wiki/Thomson_scattering). Ultima accesare 15. Iun. 2023.
- [107] *Types of Radiation – Particles and Rays.* <http://www.people.vcu.edu/~mhcrosthwait/clrs322/Radiationinteractionwithmatter.htm>. Ultima accesare 20. Feb. 2023.
- [108] D. A. Greenwood W. N. Cottingham. *An Introduction to Nuclear Physics.* 2. 2001.
- [109] *What is Scintillation.* <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/scintillation-counter-scintillation-detector/what-is-scintillation/>. Ultima accesare 12. Feb. 2023.
- [110] *What Is The Monte Carlo Simulation?, aws.amazon.com.* <https://aws.amazon.com/what-is-monte-carlo-simulation/>. Ultima accesare 19. Mar. 2023.
- [111] *What is Townsend Avalanche – Definition.* <https://www.radiation-dosimetry.org/what-is-townsend-avalanche-definition/>. Ultima accesare 11. Mar. 2023.
- [112] *Witold Pokorski and Alberto Ribon, ESIPAP, Archamps, 8-9 February 2016, Tracking.* <https://indico.cern.ch/event/472305/contributions/1982331/attachments/1223729/1790331/Tracking.pdf>. Ultima accesare 21. Mar. 2023.
- [113] *www.slideserve.com. Geant4OverviewandKernel.Geant4Tutorial@Japan2007Geant4CollaborationKEK/CRC..* Ultima accesare 19. Mar. 2023.