

I N T R O D U C E R E

II. SURSE DE RADIATIE DIN LABORATORUL DE FIZICA NUCLEARA

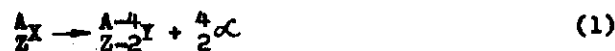
In orice experiment de fizică nucleară se folosesc ca instrumente de lucru fascicule de particule, emise de diverse surse. Sursele se pot împărți după mai multe criterii:

- tipul de particule emise: electroni, particule α , protoni, neutroni, etc;
- energia de emisie a acestor particule; domeniul energetic; spectru continuu sau discret;
- modul de producere al particulelor utilizate: dezintegrarea radioactivă, reacții nucleare, acceleratoare de particule, etc.

In laboratorul de fizică nucleară se utilizează drept surse mai ales izotopi radioactivi artificiali. Ca sursă de neutroni, se utilizează un amestec de Pu, ^{plutoniu} emițător de particule α , cu beriliu. De aceea vom trata în continuare numai aceste tipuri de surse.

1.1. Surse radioactive.

Surse de particule α . Particulele α sînt nuclee de ${}^4_2\text{He}$. Nucleele grele ${}^A_Z\text{X}$, pot emite particule α , după schema:



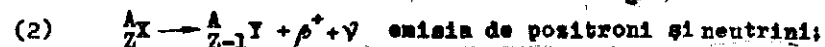
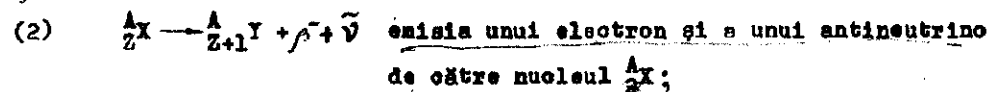
deoia masa sistemului inițial este mai mare decît masa totală a sistemului final. Ca exemplu vom da dezintegrarea α a ${}^{239}_{94}\text{Pu}$



Spectrul particulelor emise în dezintegrarea α este discret, energiile pentru diverși izotopi fiind cuprinse între 3 și 9 MeV.

Surse de particule β . Sînt cunoscute trei tipuri de dezintegrare

β^- :



Spectrul energetic al electronilor este continuu; deși energia de dezintegrare este bine definită, din cauza faptului că în dezintegrarea β^+ sau β^- rezultă trei particule (electronul, neutrinel și nucleul de recul), electronii sînt emiși cu energii de la valoarea zero pînă la o energie maximă.

Surse de radiații γ . Nucleul este un sistem cuantic, care se poate afla numai în anume stări energetice. Starea energetică cea mai joasă a unui nucleu dat se numește stare fundamentală. Stările de energie superioară se numesc stări excitate. Aflat într-o stare excitată, nucleul se dezexcită spontan într-un timp de ordinul 10^{-11} - 10^{-16} s. Există două moduri de dezexcitare: radiativă sau emisie de radiație electromagnetică, respectiv neradiativă sau conversie internă. Fotonii γ emiși au energii de ordinul KeV - MeV. În urma dezintegrărilor α sau β se obțin foarte des nuclee excitate (în stări excitate), care reprezintă surse de radiații γ . Tranzițiile făcîndu-se între stări (nivele) cu energia bine definită spectrul acestor radiații este discret.

De obicei ca surse de radiații γ se pot utiliza preparatele radioactive β . De multe ori dezintegrarea β are loc pe mai multe nivele energetice ale nucleului rezultat (nucleul descendent sau nucleul fiică); în acest caz, la un act de dezintegrare se pot emite, în cascadă, cuante γ cu diverse energii.

Spectrul particulelor emise în dezintegrarea α este discret, energiile pentru diverși izotopi fiind cuprinse între 3 și 9 MeV.

Surse de particule β . Sînt cunoscute trei tipuri de dezintegrare

- β^- :
- (2) ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + \beta^- + \bar{\nu}$ emisia unui electron și a unui antineutrino de către nucleul ${}^A_Z X$;
- (2) ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \beta^+ + \nu$ emisia de pozitroni și neutrini;
- (4) ${}^A_Z X + {}^0_{-1} e \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu$ captura de electroni atomici (captura k) și emisie de neutrini.

Spectrul energetic al electronilor este continuu, deși energia de dezintegrare este bine definită, din cauza faptului că în dezintegrarea β^+ sau β^- rezultă trei particule (electronul, neutrinel și nucleul de recul), electronii sînt emiși cu energii de la valoarea zero pînă la o energie maximă.

Surse de radiații γ . Nucleul este un sistem cuantic, care se poate afla numai în anume stări energetice. Starea energetică cea mai joasă a unui nucleu dat se numește stare fundamentală. Stările de energie superioară se numesc stări excitate. Aflat într-o stare excitată, nucleul se dezexcită spontan într-un timp de ordinul 10^{-11} - 10^{-16} .

Există două moduri de dezexcitare: radiativă sau emisie de radiație electromagnetică, respectiv neradiativă sau conversie internă. Fotonii γ emiși au energii de ordinul KeV ÷ MeV. În urma dezintegrărilor α sau β se obțin foarte des nuclee excitate (în stări excitate), care reprezintă surse de radiații γ . Tranzițiile făcîndu-se între stări (nivele) cu energia bine definită spectrul acestor radiații este discret.

De obicei ca surse de radiații γ se pot utiliza preparatele radioactive β . De multe ori dezintegrarea β are loc pe mai multe nivele energetice ale nucleului rezultat (nucleul descendent sau nucleul fiică); în acest caz, la un act de dezintegrare se pot emite, în cascadă, cuante γ cu diverse energii.

I N T R O D U C E R E

II. SURSE DE RADIATIE DIN LABORATORUL DE FIZICA NUCLEARA

În orice experiment de fizică nucleară se folosesc ca instrumente de lucru fascicule de particule, emise de diverse surse. Sursele se pot împărți după mai multe criterii:

- tipul de particule emise: electroni, particule α , protoni, neutroni, etc;
- energia de emisie a acestor particule; domeniul energetic; spectru continuu sau discret;
- modul de producere al particulelor utilizate: dezintegrarea radioactivă, reacții nucleare, acceleratoare de particule, etc.

În laboratorul de fizică nucleară se utilizează drept surse mai ales izotopi radioactivi artificiali. Ca sursă de neutroni, se utilizează un amestec de Pu, ^{radon} emițător de particule α , cu beriliu. De aceea vom trata în continuare numai aceste tipuri de surse.

1.1. Surse radioactive.

Surse de particule α . Particulele α sînt nuclee de ${}^4_2\text{He}$. Nucleele grele ${}^A_Z X$, pot emite particule α , după schema:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 \alpha \quad (1)$$

dacă masa sistemului inițial este mai mare decît masa totală a sistemului final. Ca exemplu vom da dezintegrarea α a ${}^{239}_{94}\text{Pu}$

$${}^{239}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}^{235}_{92}\text{U} + {}^4_2 \alpha \quad (1')$$

Reprezentarea grafică a unei scheme generale de dezintegrare
 lată în fig.1:

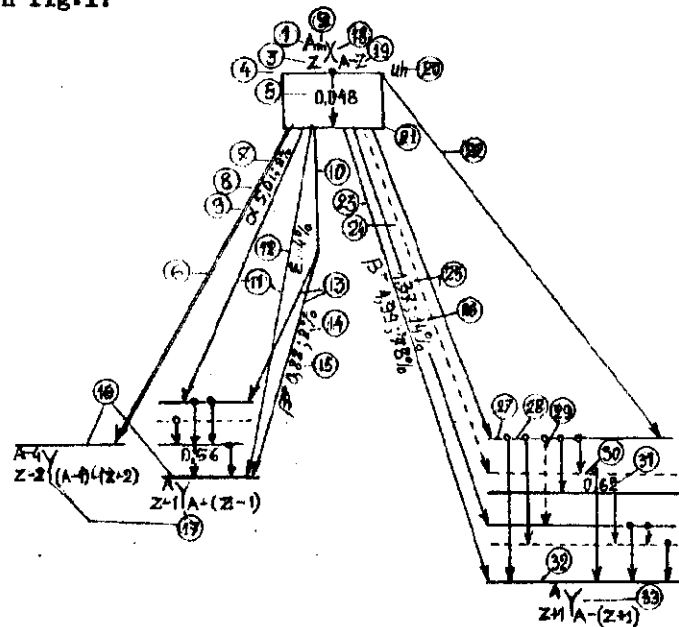


Fig.1 - Representarea grafică a schemelor de dezintegrare

1. Număr de masă. 2. Stare metastabilă. 3. Număr atomic. 4. Nivelul stării metastabile. 5. Energia tranziției izomere (MeV). 6. Tranziția α . 7. Abundența relativă a radiației α (%). 8. Energia radiației α (MeV). 9. Simbolul tranziției. 10. 1,02 MeV. 11. Tranziții prin captură electronică. 12. Abundența relativă a capturii electronice (%). 13. Tranziții β plus. 14. Abundența relativă a radiației β plus (%). 15. Energia radiației β plus (MeV). 16. Nivelurile fundamentale ale nucleelor derivate. 17. Simbolurile chimice ale nucleozilor derivați. 18. Simbolul chimic al nucleolidului inițial. 19. Nr. de neutroni. 20. Timp de înjumătățire a stării metastabile (izomere). 21. Nivel fundamental. 22. Tranziții beta în stare metastabilă. 23. Tranziții beta minus. 24. Tranziție incertă. 25. Energia radiației beta minus (MeV). 26. Abundența relativă a radiației β minus (%). 27. Nivel excitat al nucleului derivat. 28. Tranziție gama. 29. Tranziție gama incertă. 30. Nivel excitat, incert. 31. Energia cuantelor gama (MeV). 32. Nivel fundamental al nucleului derivat. 33. Simbol chimic al nucleolidului derivat.

1.2. Scheme de dezintegrare. Factori de schemă.

Informațiile obținute experimental privitor la caracteristicilor nucleare fundamentale și excitate (energie, spin, paritate, timp de viață, momente magnetice și electrice), precum și cele care

se referă la tranzițiile nucleare de orice tip (energie, intensitate, etc.), sînt folosite la construirea schemelor de dezintegrare a nucleilor.

În fig.1 este dată o schemă generală de dezintegrare cu indicarea modului cum trebuie "citită" o asemenea schemă. În fig.2 este reprezentată schema de dezintegrare a nucleului ^{80}Br (care are proprietatea de a fi instabil față de dezintegrările β^- , β^+ și captură electronică(ϵ)).

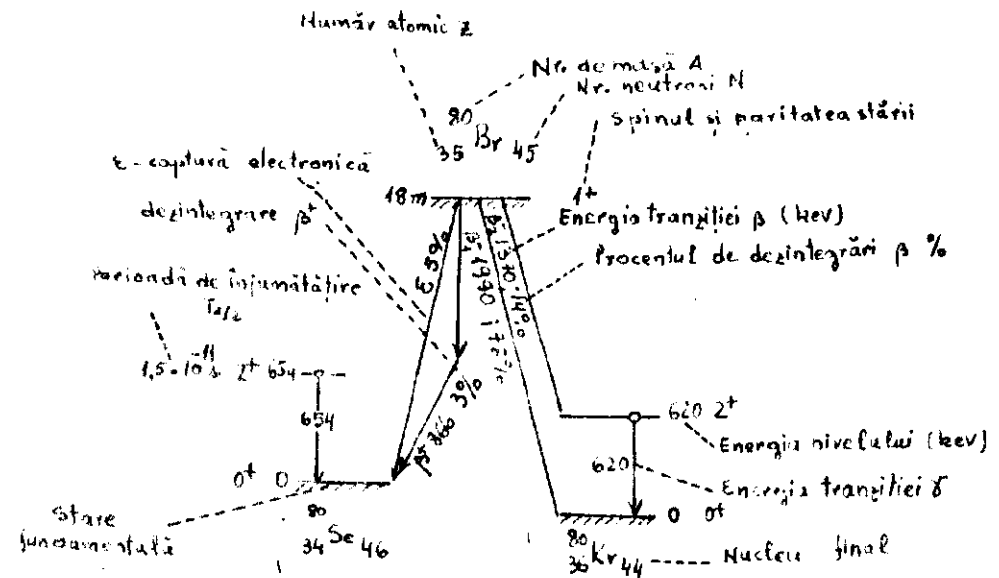


Fig.2 - Schema de dezintegrare a ^{80}Br și modul cum trebuie "citită"

Din schemele de dezintegrare se poate evalua pentru fiecare tranziție așa numitul "factor de schemă" ce caracterizează fiecare tranziție. Factorul de schemă este definit ca probabilitatea ca la o dezintegrare a nucleului dat să se emită o radiație de tip și energie dată (Li). Echivalent, se poate defini prin numărul de radiații de tip Li, care se emit prin dezintegrarea a o sută de nuclee și împărțit la 100.

Din schema din fig.2 se vede că factorii de schemă pentru tranzițiile ϵ , β^+ , β_1^- și β_2^- sînt respectiv:

$$f_{\epsilon} = 0,05; f_{\beta^+} = 0,03; f_{\beta_1^-} = 0,78; f_{\beta_2^-} = 0,14. \text{ Toate aceste radi-}$$

șii se emit prin desintegrarea nucleelor ^{80}Br aflate în starea fundamentală. Razele γ se emit după ce nucleul s-a dezintegrat β^- sau β^+ , ϵ , de pe stări excitate E_1 ale nucleului final. De aceea, probabilitatea de emisie γ la o dezintegrare a nucleului inițial este dată de produsul a două probabilități: probabilitatea ca la desintegrarea primară (β^+ , β^- , ϵ) să se formeze starea excitată E_1 și probabilitatea ca starea E_1 să se dezexcite cu emisia radiației γ . Probabilitatea de formare a stării de 620 keV în ^{80}Kr este dată de probabilitatea de dezintegrare pe calea β_1^- , deci este chiar $f_{\beta_1^-}$. Starea 620 keV se poate dezexcita numai prin emisia cuantelor γ de 620 keV și prin conversie internă (CI).

Știind că raportul dintre probabilitatea de tranziție prin conversie internă P_{OI} și probabilitatea P_γ de tranziție prin emisie γ este

$$\frac{P_{OI_{620}}}{P_{\gamma_{620}}} = \alpha_{620} \quad (5)$$

$$\text{și că } P_{\gamma_{620}} + P_{OI_{620}} = 1 \quad (6)$$

rezultă că

$$P_{\gamma_{620}} = \frac{1}{1 + \alpha_{620}} \quad (7)$$

Final, se obține factorul de schemă pentru tranziția γ de 620 keV

$$f_{\gamma_{620}} = f_{\beta_1^-} \cdot P_{\gamma_{620}} = f_{\beta_1^-} \cdot \frac{1}{1 + \alpha_{620}} \quad (8)$$

Dacă nivelul excitat E_1 se poate dezexcita prin diferite tranziții γ_1 , trebuie să se țină cont de ponderea P_{γ_1} a fiecărei tranziții implicate.

La tranziții γ de energie mare (~ 1 MeV) coeficientul de conversie $\alpha \ll 1$ și poate fi neglijat.

Schemele de dezintegrare ale nucleelor variază foarte mult de la un nucleu la altul, astfel că unele sînt foarte simple, ca în cazul nucleului ^{60}Co , iar altele sînt foarte complicate. Nucleele cu cele mai simple scheme de dezintegrare, ca de ex. ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{57}Co , ^{22}Na etc. sînt folosite frecvent ca surse etalon și de aceea se află în dotarea

laboratorului de fizică nucleară. Aceste surse au în plus o durată de viață relativ mare, ceea ce permite utilizarea lor un timp mai îndelungat atât în calibrări energetice cât și la determinarea activității surselor radioactive. În laborator se lucrează și cu surse radioactive a căror durată de viață este foarte scurtă (de ordinul secundelor sau minutelor) - ca de ex. Al , Ag , V , Mn , etc și care nu pot fi păstrate și folosite un timp mai îndelungat. Ele se prepară în cursul lucrării de laborator prin iradierea unui material neradioactiv (Al natural, Ag - natural etc.) cu neutronii obținuți la sursa de neutroni din laborator. Prin captura neutronilor de către anumiți izotopi stabili din elementul natural se formează alți izotopi, cu exces de neutroni și instabili; ei se vor dezintegra de obicei cu emisie β^- , urmate (sau nu) de emisie γ .

La sfîrșitul capitoului sînt date schemele de dezintegrare ale surselor etalon, existente în laboratorul de fizică nucleară: ^{22}Na , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{241}Am și schemele nucleelor radioactive care se obțin în laborator: ^{28}Al , ^{108}Ag , ^{110}Ag , ^{52}V , ^{116}In , ^{198}Au , ^{56}Mn .

1.3. Surse de neutroni (α , Be) Ca

Neutronul este o particulă elementară care intră în compoziția tuturor nucleelor cu numărul de masă $A > 1$. Are masa apropiată de a protonului $m_n = 1,0086654 \text{ u}$, sarcina zero și spinul $1/2$. În stare liberă se dezintegrează după schema:



cu un timp de înjumătățire de 11,7 min.

Neutronii, neavînd sarcină electrică, sînt proiectile ideale pentru producerea de reacții nucleare. Unele din aceste reacții, cum ar fi cele de captură a neutronilor sînt folosite pentru producerea de izotopi radioactivi, altele, cum ar fi reacția de fisiune, se folosesc pentru producerea de energie. Fizica neutronilor este astfel una din ramurile cele mai importante ale fizicii nucleare și este de înțeles necesitatea unor surse de neutroni de intensități din cele mai variate

și în domeniul energetic de la 0 până la zeci de MeV.

Neutronii liberi se obțin ca rezultat al reacțiilor nucleare; energia de emisie este de ordinul MeV. Astfel, una din cele mai utilizate reacții nucleare pentru producerea neutronilor este



Sursa se pregătește amestecând un izotop radioactiv cu Be. Amestecul, sau compusul, sînt capsulate mai întâi într-un cilindru sudat de Ta, apoi într-un cilindru de oțel. Printre cei mai utilizați radioizotopi, pentru surse de neutroni, este și ${}^{239}\text{Pu}$ (reacția 1'). Sursa din laboratorul nostru este de Pu - Be cu intensitatea de $10^7 \text{ n} / \text{sec}$.

În fig.3 se prezintă spectrul neutronilor emiși de această sursă.

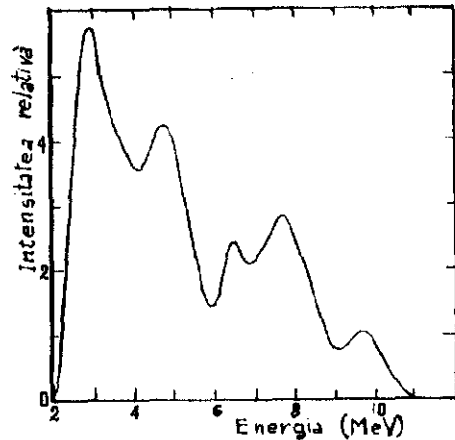


Fig.3

Maximale care apar se datoresc faptului că nucleul de ${}^{12}_6\text{C}$ poate produce fie în stare fundamentală, fie în stările excitate aflate la 4,43 MeV și 7,6 MeV de starea fundamentală.

Alura continuă a spectrului se datorește faptului că nucleul de ${}^{12}_6\text{C}$ poate primi diverse energii cinetice, depinzînd de unghiul sub care este emis

neutronul, față de direcția de mișcare a particulei incidente; pe de altă parte particulele α , care provoacă reacția nucleară, sînt ele însele frinate în mod diferite, în urma interacțiunilor coulombiene cu electronii și nucleele de substanță.

Cilindrul sursei PuBe este plasat ca în fig.4 în centrul unui bac cu $\phi = 80$ cm, umplut cu apă, folosită ca moderador. Oum pentru neutronii lăni, secțiunea de activare a probelor (captura neutronilor de către nucleele probei) variază ca $1/v$, unde v este viteza neutronilor,

radioactivitatea indusă într-o probă va fi proporțională cu numărul neutronilor termici care se găsesc într-un anumit punct în bac.

În procesul de încetinire a neutronilor rapizi, concurează două efecte:

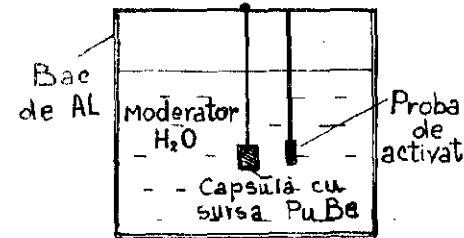


Fig.4 - Bacul cu sursa de neutroni.

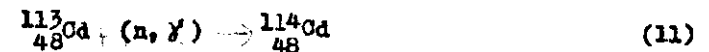
a. coliziuni cu nuclee de hidrogen prin care neutronii pierd o parte din energia lor; pierderea de energie are loc pînă cînd neutronii încetiniți ajung la echilibru termic cu nucleele mediului;

b. absorbția în apă; absorbția e

cu atît mai mare cu cît neutronii sînt mai lăni deoarece secțiunea eficace de absorbție a hidrogenului variază după legea $1/v$. Se poate considera că sînt absorbiți practic numai neutronii termici.

Cele două efecte au o acțiune contrară: primul duce la o mărire a numărului de neutroni termici, al doilea la scăderea lui. La începutul încetiniții este preponderent efectul de termalizare deoarece numărul de neutroni termici e mic. La sfîrșit însă, numărul de neutroni termici este mare și absorbția este dominantă. Din concurența acestor două efecte rezultă o creștere rapidă a numărului de neutroni termici cu distanța pînă la un maximum, și apoi o scădere, mai lentă, pînă la zero. Distanța optimă de expunere a probelor în experiențele de activări este de 5 ± 15 cm față de sursa de neutroni.

În unele surse intense, după termalizare, neutronii sînt absorbiți în foi subțiri de cadmiu, pentru radioprotecție. Pentru energii ale neutronilor mai mici de 0,4 eV are loc reacția:



Radiațiile γ emise de sursa Pu-Be și care apar din reacțiile nucleare (n, γ) cu izotopii Cd și cu nucleele moderadorului sînt parțial absor-

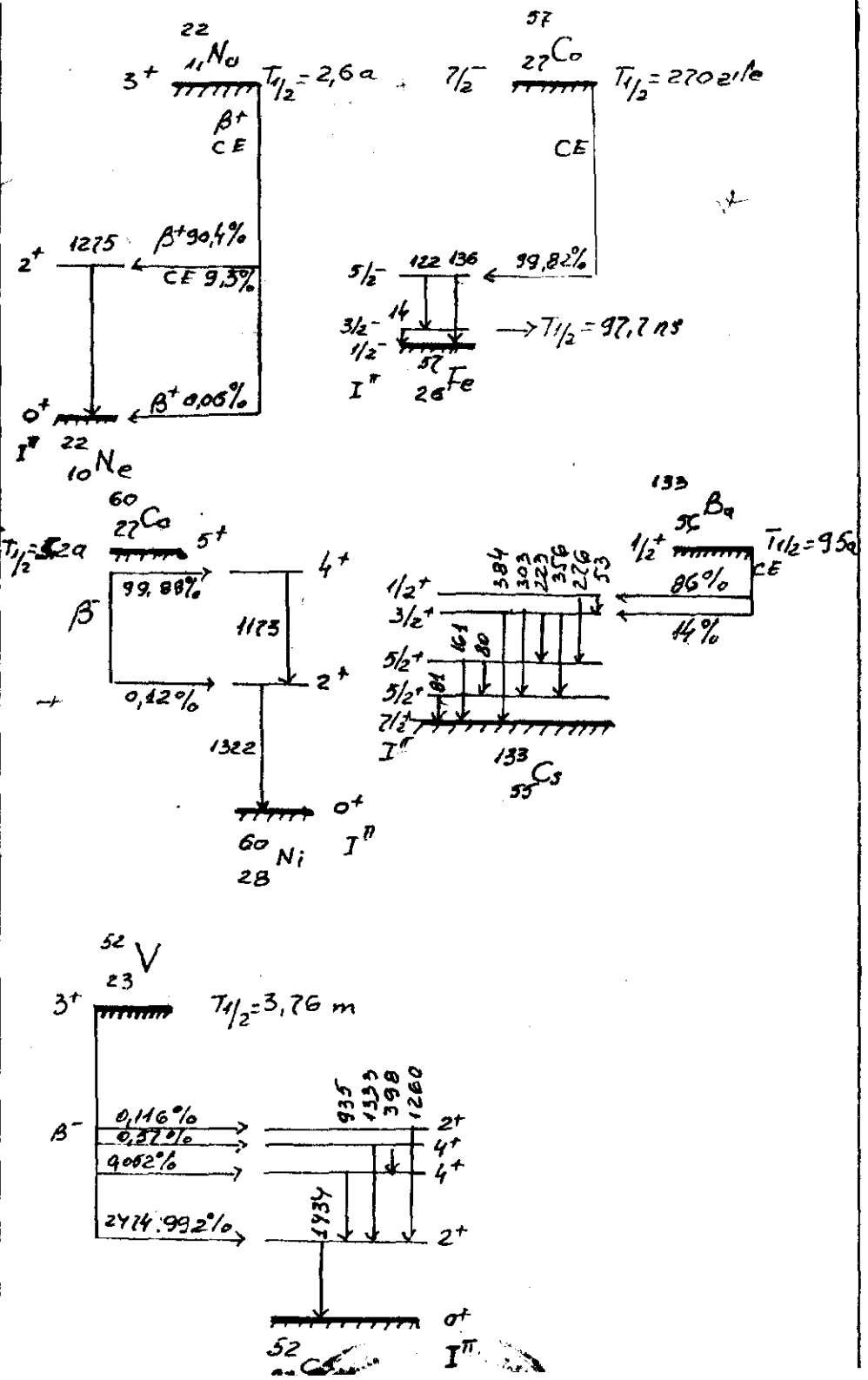
bite într-un strat de Pb care se adaugă, la sursele intense, exterior.

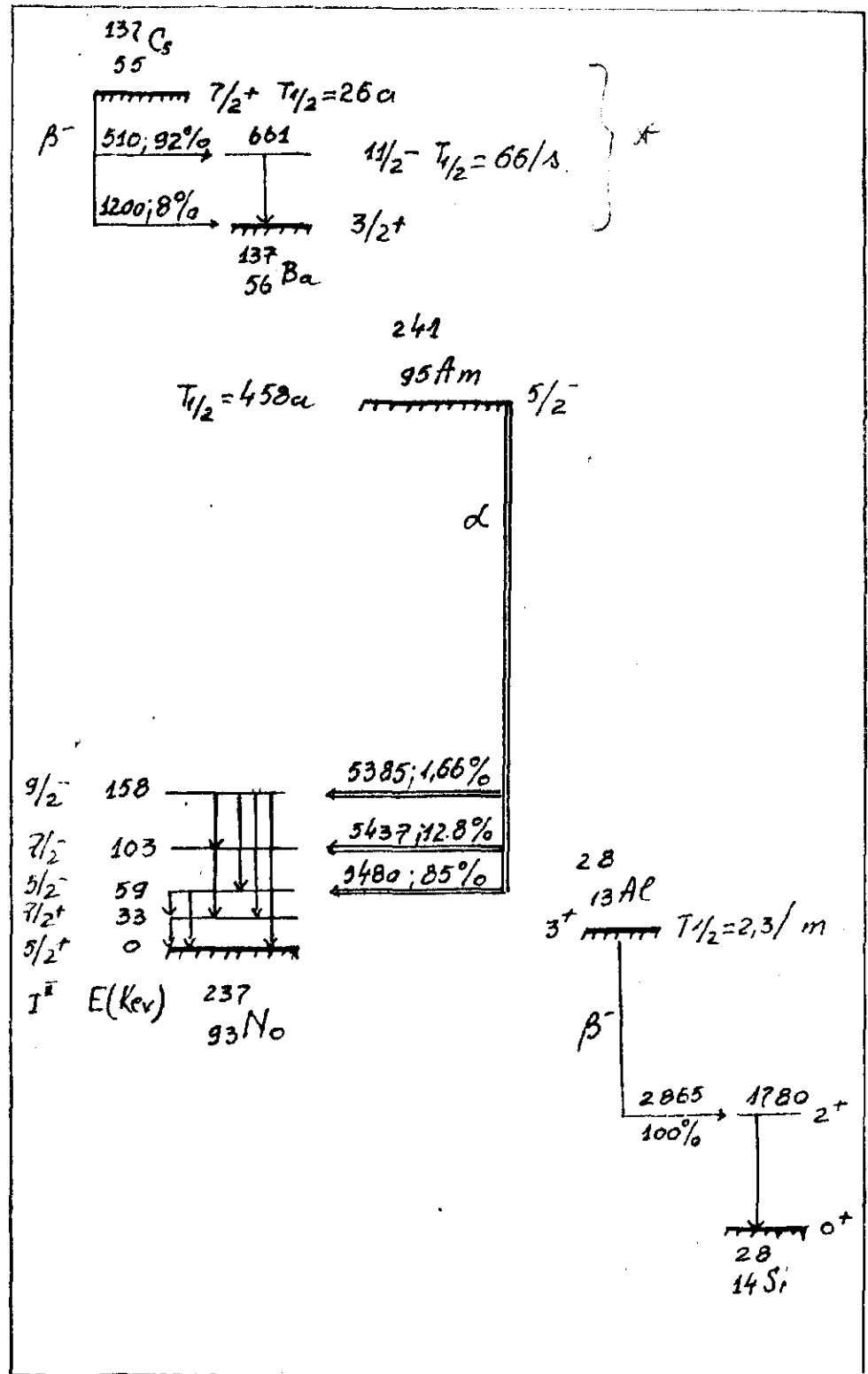
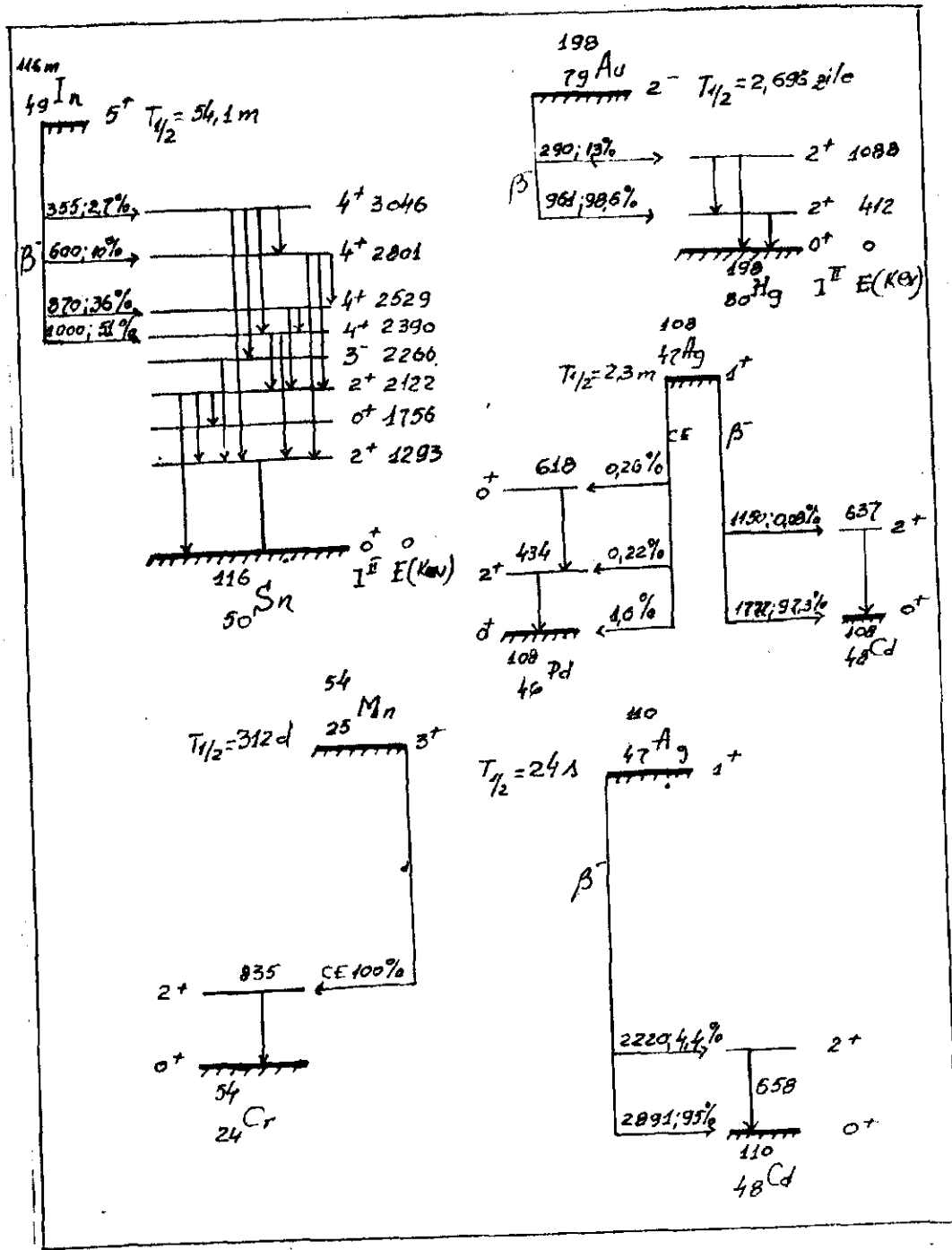
La o asemenea sursă de neutroni se iradiază diferite elemente, obținându-se radioizotopi activi, cu timpi de viață mici.

Bibliografie

- [1] P. Sandru, A. Popa - Radionuclizii, Edit. Acad. R.S. România, București, 1968.
- [2] K. Siegbahn (ed.) - α, β, γ Ray Spectroscopy-North-Hell. Publ. Comp. Amsterdam, 1965.
- [3] G.M. Lederer, V.S. Shirley - Table of Isotopes, Copyright 1978 by John Wiley Sons, Inc. Printed in SUA

7D 4086/21





I 2. PRELUCRAREA DATILOR EXPERIMENTALE

2.1. Noțiuni introductive.

Erorile experimentale pot fi clasificate în erori sistematice și erori statistice. Erorile sistematice sînt legate de metoda experimentelor, imprecizia metodelor și aparaturii și au un sens bine definit. Aceste erori sînt reduse de obicei prin corecții. De exemplu timpul de rezoluție finit al unei instalații de detecție, duce la scăderea numărului de particule detectate, în comparație cu cele ce intră în detector. Corecția de timp mort va elimina această eroare (Vezi capitolele introductive I 3 și I 4.

Erorile statistice, nu pot fi evitate practic niciodată. În măsurarea unei mărimi macroscopice, ele sînt rezultatul unor multiple acțiuni necontrolabile, în însăși procesul de măsurare. Totuși se presupune că fluctuațiile măsurătorilor pot fi făcute în principiu cât de mici dorim. De aceea se spune că mărimea macroscopică de măsurat (de exemplu masa unui corp sau lungimea unei bare) are o valoare bine determinată în timp ce rezultatele măsurătorilor fluctuează, caracteristic aparaturii de măsură folosite. Rezultatele măsurătorilor se supun unei distribuții continue, cel mai adesea distribuția Gauss (distribuția normală).

Altfel trebuie privite lucrurile în fizica nucleară; în microlume fluctuațiile mărimilor măsurabile, de regulă, sînt principiale; pe de altă parte mărimea măsurabilă (de exemplu, numărul actelor de dezintegrare în unitatea de timp) nu este continuă ci discretă. Datorită acestui fapt, vom vedea în paragraful următor că distribuția care guvernează statistica procesului de dezintegrare este distribuția Poisson.

Rolul statisticii în microlume este mult mai adînc decît în macrolume. Caracterul statistic fiind intrinsec proceselor din microlume, statistica va fi folosită atît la prelucrarea rezultatelor cît și pentru studiul naturii fenomenelor studiate. Reluînd același exemplu, legile dezintegrării radioactive au fost stabilite numai pe baza unui studiu statistic sistematic, care a arătat că actele de dezintegrare sînt independente.

2.2. Statistica procesului de dezintegrare radioactivă. Distribuția Poisson.

Să considerăm un ansamblu N de nuclee radioactive. Dezintegrarea unui nucleu, prin emisie de particule, este independentă de starea celorlalte nuclee. De aceea, definim constanta de dezintegrare λ , ca fiind probabilitatea ca un nucleu radioactiv să se dezintegreze în unitatea de timp.

Să exprimăm probabilitatea dw_1 ca nucleul să nu se dezintegreze un timp t , dar să se dezintegreze în intervalul infinit mic de timp $(t, t + dt)$; dacă notăm cu $w_0(t)$ probabilitatea ca nucleul să nu se dezintegreze pînă la momentul t și din definiția constantei de dezintegrare cu λdt probabilitatea ca el să se dezintegreze în intervalul dt avem:

$$dw_1 = w_0(t)\lambda dt = -dw_0 \quad (1)$$

Integrînd relația (1) obținem expresia probabilității $w_0(t)$ ca nucleul să nu se dezintegreze în timpul t :

$$-\int_1^{w_0} \frac{dw_0}{w_0(t)} = -\lambda \int_0^t dt \rightarrow w_0 = \exp(-\lambda t) \quad (2)$$

Probabilitatea ca nucleul să se dezintegreze în intervalul de timp t este evident:

$$w_1(t) = 1 - w_0(t) = 1 - \exp(-\lambda t) \quad (3)$$

Să considerăm două nuclee radioactive. Să exprimăm probabilitatea ca niciunul să nu se dezintegreze în t : $w_0(t) = \exp(-2\lambda t)$; probabilitatea că numai unul să se dezintegreze: $w_1(t) = \exp(-\lambda t)[1 - \exp(-\lambda t)]$

probabilitatea ca ambele să se dezintegreze: $w_2(t) = [(1 - \exp(-\lambda t))]^2$;

Pentru N nuclee radioactive

probabilitatea ca nici unul să nu se dezintegreze: $w_0 = \exp(-N\lambda t)$

probabilitatea ca numai unul să se dezintegreze: $w_1 = N \exp[-(N-1)\lambda t] \times [1 - \exp(-\lambda t)]$

probabilitatea ca numai k nuclee să se dezintegreze:

$$w_k(t) = C_N^k \exp[-(N-k)\lambda t] [1 - \exp(-\lambda t)]^k; \quad C_N^k = \frac{N!}{k!(N-k)!}$$

→ In cazurile reale $k \ll N$ și $\lambda t \ll 1$ (4) adică timpul t este ales mult mai mic decât timpul de înjumătățire al radionuclidului; atunci

$$N! \approx N^k (N-k)! \quad \text{și} \quad [1 - \exp(-\lambda t)]^k \approx (\lambda t)^k$$

și probabilitatea ca să se dezintegreze k nuclee în timpul t este descrisă de distribuția

$$w_k(t) = \frac{N^k (N-k)!}{k!(N-k)!} \exp(-N\lambda t) (\lambda t)^k = \frac{(N\lambda t)^k}{k!} \exp(-N\lambda t) \quad (5)$$

Această distribuție se numește distribuția Poisson, și semnificația ei este următoarea: dacă se consideră foarte multe intervale egale de timp t , numărul de nuclee care se dezintegrează în aceste intervale, k_1, k_2, \dots sunt distribuite după formula (5).

Numărul mediu de nuclee care se dezintegrează se calculează în mod obișnuit:

$$\begin{aligned} \bar{k} &= \sum_{k=0}^{\infty} k w_k(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k(N\lambda t)^k}{k!} \exp(-N\lambda t) = \\ &= N\lambda t \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^{k-1}}{(k-1)!} \right] \exp(-N\lambda t) = N\lambda t \quad (6) \end{aligned}$$

Deci $N\lambda t$ este egală cu valoarea medie a numărului de nuclee care se dezintegrează în timpul t , cu condițiile (4). Distribuția (5) devine:

$$w_k = \frac{\bar{k}^k}{k!} \exp(-\bar{k}) \quad (7)$$

unde am notat valoarea medie cu \bar{k} .

→ Evident că numărul de particule n , (înregistrate) de un detector, în care intră radiațiile emise de această sursă, va fi proporțional cu numărul de dezintegrări k

$$n = gk$$

În cazul acesta, numărul de pulsuri înregistrate va suferi tot de o distribuție Poisson adică:

$$w_n(t) = \frac{\bar{n}^n}{n!} \exp(-\bar{n}) \quad (8)$$

cu valoarea medie $\bar{n} = g\bar{k} = gN\lambda t$

Relația (8) poate fi interpretată din două puncte de vedere.

1) Să presupunem că avem mai multe instalații de detecție compuse din surse și detectori identici. În timpul t primul numărător înregistrează n_1 pulsuri, al doilea n_2 ș.a.m.d. Numerele n_1, n_2, \dots sunt distribuite după formula (8).

2) Într-o a doua variantă experimentală putem presupune că avem o singură sursă și înregistrăm numărul de pulsuri n_1, n_2, \dots în decursul unor intervale t de timp egale. Dacă activitatea sursei poate fi considerată constantă, atunci mărimile n_1, n_2, \dots sunt distribuite după o lege Poisson.

→ Distribuția Poisson (7) sau (8) este determinată de un singur parametru, numărul mediu de dezintegrări, pulsuri etc.. Determinarea experimentală a lui \bar{n} este scopul majorității măsurătorilor efectuate în fizica nucleară. Dacă $\bar{n} < 1$, atunci w_n scade monoton cu creșterea lui n . Când $\bar{n} > 1$, w_n la început crește, atingând valoarea maximă pentru $n = \bar{n}$, după care scade monoton. Dependența lui w_n de n , pentru diferiți parametri \bar{n} este dată în fig.1. Pe măsura creșterii lui n , maximul devine

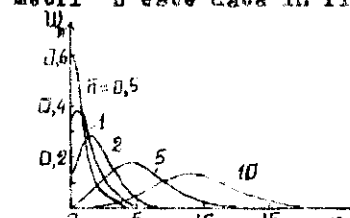


Fig.1 - Dependența lui w_n de n .

mai pronunțat și graficul simetric față de $n = \bar{n}$. Din formula (8) rezultă că pentru o valoare \bar{n} , se realizează, în principiu, orice valoare $n \geq 0$. Dacă n este apropiat de \bar{n} atunci probabilitatea

w_n este mai mare și devine cu atât mai mică cu cât valoarea n este mai depărtată de \bar{n} .

→ Ca măsură a abaterii mărimii n de la valoarea medie \bar{n} folosim dispersia definită de formula:

$$\sigma^2 = (n - \bar{n})^2 = n^2 - \bar{n}^2 \quad (9)$$

Mărimea $\sigma = \sqrt{(n - \bar{n})^2}$ se numește eroare absolută sau eroare medie pătratică a mărimii n , iar mărimea $\varepsilon = \sigma/\bar{n}$ se numește eroare relativă.

Pentru calculul dispersiei, în cazul distribuției Poisson, folosim formula cunoscută a mediei:

$$\bar{n}^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^2 (\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}} = \bar{n}^2 + \bar{n}$$

De unde rezultă, folosind definiția (9):

$$\text{dispersia: } \sigma^2 = \bar{n}; \text{ eroarea absolută: } \sigma = \sqrt{\bar{n}}, \quad (10)$$

eroarea relativă:

$$\varepsilon = 1/\sqrt{\bar{n}} \quad (11)$$

Relațiile (10) și (11) au o importanță deosebită în aplicațiile legii Poisson. Ele au semnificația următoare.

Dacă se notează indicațiile n_1, n_2, \dots ale instalației de numărare, definite în foarte multe intervale de timp egale, pentru o sursă de intensitate constantă, atunci în majoritatea cazurilor n se va deosebi de \bar{n} nu mai mult de $\sqrt{\bar{n}}$.

Din relația (11) se poate afla numărul n de particule care trebuie înregistrat pentru a atinge o anumită eroare relativă ε . Astfel pentru măsurarea valorii medii cu eroarea de 1% este necesar să se numere $n = 1/\varepsilon^2 = 10^2$ particule. Pentru ca eroarea să fie de 1% trebuie esc numărate 10^4 particule ș.a.m.d.

2.3. Legătura distribuției Poisson cu distribuția Gauss.

Am remarcat în paragraful anterior că, pe măsură ce crește \bar{n} , distribuția Poisson (8) devine din ce în ce mai simetrică față de $n = \bar{n}$. Dacă se

indeplinește condiția

$$\sqrt{\bar{n}} \gg 1 \quad (12)$$

se atinge o simetrie perfectă (practic pentru $\bar{n} \sim 20$). În aceste condiții în locul probabilității $w_n(t)$ se poate introduce o altă mărime $P(n)$, definită ca o densitate de probabilitate; probabilitatea ca numărul de pulsuri înregistrate la instalația de numărare să fie în intervalul $n, n+dn$ va fi $P(n)dn$ (Evident intervalul dn este foarte mic în comparație cu mărimea n ce ne interesează). Distribuția (discretă) w_n se transformă într-una continuă. Se poate arăta că mărimea n se supune acum distribuției Gauss:

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} \exp \left[-(n - \bar{n})^2 / 2\bar{n} \right] \quad (13)$$

→ Mărimea $y = n - \bar{n}$, avind semnificația abaterii numărului n , de la valoarea medie \bar{n} este distribuită tot după o lege Gauss:

$$P(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} \exp \left[-y^2 / 2\bar{n} \right] \quad (14)$$

Să calculăm cu ajutorul relației (14) probabilitatea $P(y_1 \leq y \leq y_2)$, ca mărimea y să fie inclusă în intervalul $[y_1, y_2]$

$$P(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} \int_{y_1}^{y_2} \exp(-y^2/2\bar{n}) dy$$

Făcînd schimbarea de variabilă $y = z\sqrt{\bar{n}}$ obținem

$$P(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{z_1}^{z_2} \exp(-z^2/2) dz = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{z_2} \exp(-z^2/2) dz - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{z_1} \exp(-z^2/2) dz \quad (15)$$

Dacă se fac calculele în (15) pentru următoarele cazuri $z_1 = -1, z_2 = 1; z_1 = -2, z_2 = 2; z_1 = -3, z_2 = 3$ rezultă:

$$P(|y| \leq \sqrt{\bar{n}}) = 2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^1 \exp(-z^2/2) dz = 0,682 \quad (16)$$

$$P(|y| \leq 2\sqrt{\bar{n}}) = 0,954 \quad (17)$$

$$P(|y| \leq 3\sqrt{\bar{n}}) = 0,997 \quad (18)$$

Concluzia formulelor (16-18) este următoarea: dacă se înregistrează pulsurile instalației de numărare, într-un număr mare de intervale egale, cu îndeplinirea relației (12), în 62,8% de cazuri numărul de pulsații se va deosebi de \bar{n} cu mai puțin de $\sqrt{\bar{n}}$, în 95,4% cu mai puțin de $2\sqrt{\bar{n}}$ și în 99,7% nu mai mult de $3\sqrt{\bar{n}}$.

2.4. Eroarea medie pătratică a unei funcții de l variabile aleatorii. Teorema de propagare a erorilor.

Fie o funcție u care depinde de l variabile aleatorii x_1, x_2, \dots, x_l unde x_i sînt valori ale mărimilor fizice direct accesibile măsurării

$$u = f(x_1, x_2, \dots, x_l) \quad (19)$$

Presupunînd că f este funcție continuă, derivabilă, o vom dezvolta în serie Taylor în vecinătatea punctului $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_l$.

$$u = f(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_l) + \sum_{i=1}^l \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_{\bar{x}_i} (x_i - \bar{x}_i) + R(x) \quad (20)$$

unde $R(x)$ este suma termenilor de ordin egal și superior lui doi în raport cu $x_i - \bar{x}_i$ ($i=1, \dots, l$). Deoarece erorile $x_i - \bar{x}_i$ sînt mici termenul $R(x)$ este neglijabil. Folosim pentru valoarea medie notația $\langle u \rangle = \bar{u}$,

$$\langle u \rangle = \bar{u} = \langle f(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_l) \rangle + \sum_{i=1}^l \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_{\bar{x}_i} \langle (x_i - \bar{x}_i) \rangle; \langle x_i - \bar{x}_i \rangle = 0 \quad (21)$$

și deci: $\langle u \rangle = f(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_l)$

$$\sigma_u^2 = \langle (u - \bar{u})^2 \rangle = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_{\bar{x}_i}^2 \langle (x_i - \bar{x}_i)^2 \rangle + \sum_{i \neq j} \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_{\bar{x}_i} \left(\frac{\partial f}{\partial x_j}\right)_{\bar{x}_j} \langle (x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j) \rangle \quad (22)$$

deoarece:

$$\langle (x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j) \rangle = \langle (x_i - \bar{x}_i) \rangle \langle (x_j - \bar{x}_j) \rangle = 0$$

căci x_i sînt independente; rezultă:

$$\sigma_u^2 = \sigma_f^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (23)$$

Relația 23 poartă numele de teorema de propagare a erorilor și leagă eroarea absolută a mărimii u de erorile absolute ale mărimilor x_i .

2.5. Numărarea în prezența fondului.

Vom aplica formula (23) la cazul simplu al calculului erorii absolute pentru viteza de numărare a unei surse, cu corecția de fond. Să considerăm o instalație de numărare asemănătoare celei din fig. 2 cap. I 4 care înregistrează în timpul t , n pulsații în prezența unei surse de radiații. Îndepărtînd sursa de radiație instalația înregistrează n_f pulsații de fond în timpul t_f . Aceste pulsații de fond se datoresc, radiației cosmice și surselor radioactive care există în laborator: elemente radioactive naturale sau urme de elemente radioactive artificiale.

Să notăm cu r viteza de numărare în prezența sursei definite:

$$r = \frac{n}{t} \text{ cu eroarea absolută } \sigma_r = \frac{\sqrt{n}}{t} \quad (24)$$

cu F viteza de numărare în absența sursei:

$$F = \frac{n_f}{t_f} \text{ cu eroarea absolută } \sigma_F = \frac{\sqrt{n_f}}{t_f} \quad (25)$$

și cu $R = r - F$ (26)

viteza de numărare cu corecția de fond.

În formulele (24) și (25) am considerat că numărul de pulsații înregistrate se supune distribuției Poisson și deci eroarea lui absolută este dată de formula (10).

Aplicînd formula (23) pentru viteza de numărare R se obține

$$\sigma_R^2 = \sigma_r^2 + \sigma_F^2 \quad (27)$$

Introducînd expresiile erorilor (24) și (25) se obține

$$\sigma_R = \sqrt{\frac{n}{t^2} + \frac{n_f}{t_f^2}} = \sqrt{\frac{r}{t} + \frac{F}{t_f}} = \sqrt{\frac{R+F}{t} + \frac{F}{t_f}} \quad (28)$$

În particular, dacă $t_f = t$, 28 devine:

$$\bar{G}_R = \sqrt{\frac{R+2F}{t}} \quad (29)$$

Eroarea relativă a vitezei de numărare, va fi:

$$\epsilon_R = \frac{\bar{G}_R}{R} = \frac{1}{\sqrt{t}} \frac{\sqrt{R+2F}}{R} = \frac{1}{\sqrt{t}} \frac{\sqrt{x+F}}{x-F} \quad (30)$$

Se vede imediat că ϵ_R este cu atât mai mare cu cât $x-F$ este mai mic, adică cu cât proba este mai slabă, mai puțin activă.

Expresia (30) permite determinarea timpului de numărare t , egal pentru probă și fond, necesar pentru a avea o anumită abatere standard relativă:

$$t = \frac{1}{\epsilon_R^2} \frac{R+2F}{R^2} = \frac{1}{\epsilon_R^2} \frac{x+F}{(x-F)^2} \quad (31)$$

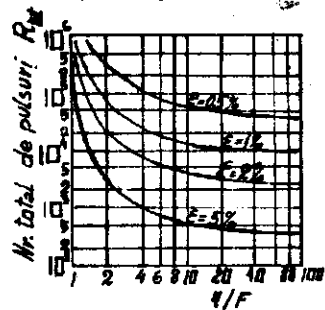


Fig. 2 - Numărul total de pulsuri necesar pentru o anumită valoare a raportului x/F la o anumită valoare a lui ϵ .

Dacă dorim ca ϵ_R să fie cât mai mic trebuie ca timpul de măsură să fie cât mai mare.

Observăm că relația (31) poate fi transcrisă astfel:

$$t \cdot R = R_{\text{tot}} = \frac{1}{\epsilon_R^2} \frac{1 + \frac{F}{R}}{(1 - \frac{F}{R})^2} \quad (32)$$

În fig. 2 este prezentat numărul total de pulsuri $R_{\text{tot}} = R \cdot t$ necesar, în prezența fondului, pentru a avea o anumită abatere standard relativă pentru un raport $\frac{x}{F}$ dat.

În sfârșit, trebuie spus că timpul t definit de (31) trebuie determinat astfel încât viteza de numărare R să aibă semnificație fizică, adică:

$$R \gg 3\bar{G}_R \quad (33)$$

Rezultă că timpul minim de măsură este:

$$t_{\text{min}} = 9 \frac{R+2F}{R^2} \quad (34)$$

și deci, de regulă, $t \gg t_{\text{min}}$. În practică, în special în proiectarea

unor lucrări radiometrice, se consideră condiția ca viteza de numărare R să fie mai mare sau egală cu de trei ori viteza fondului, adică:

$$R \gg R_{\text{min}} = 3F \quad (35)$$

Această condiție implică pentru t din (31) relația:

$$t_{(R=3F)} = \frac{1}{\epsilon_R^2} \cdot \frac{0,555}{F} \quad (36)$$

Relația (31) permite calcularea timpului necesar ca, pentru un anumit fond să obținem o eroare stabilită anticipat.

În lucrările de laborator se determină diferite mărimi care într-un mod oarecare depind de viteza de numărare. Eroarea acestor mărimi este determinată, de cele mai multe ori, cu ajutorul teoremei de propagare a erorilor, în care intervin deci și erorile vitezei de numărare și a fondului, erori definite de relațiile de mai sus. De aici importanța deosebită a acestor expresii în efectuarea corectă a măsurătorilor în laborator.

2.6. Metoda celor mai mici pătrate.

Pentru a verifica experimental o lege fizică, se fac de obicei măsurători ale mărimilor fizice ce intră în relația (legea) ce leagă aceste mărimi. Măsurătorile noastre sînt însă afectate de erori. Să presupunem că legea fizică leagă funcțional mărimea y de măsurat, de mărimea x , de asemenea măsurabilă,

$$y = f(x, a_1, a_2, a_3, \dots, a_n) \quad (37)$$

unde a_1, a_2, a_3 sînt niște parametri.

De exemplu, legea dezintegrării radioactive leagă activitatea sursei de timp, prin legea

$$\Lambda = \Lambda_0 \exp(-\lambda t) \quad (38)$$

unde parametrul Λ_0 și λ sînt, respectiv, activitatea la momentul zero și constanta de dezintegrare, specifică izotopului radioactiv dat.

Dacă se pune sursa în fața unui detector de radiație viteza de numărare a acesteia este proporțională cu activitatea deci viteza

de numărare va scădea după o lege exponențială, asemănătoare cu (38)

$$R = R_0 \exp(-\lambda t) \quad (39)$$

sau

$$\ln R = \ln R_0 - \lambda t \quad (39')$$

Pentru a verifica legea (39), deci și (38), măsurăm experimental vitezele de numărare, la diverse momente t . Presupunem că timpul se poate măsura cu o precizie mult mai bună decât viteza de numărare, a cărei eroare este dată de expresia (28).

Intrebarea pe care ne-o punem în experimentul nostru particular este: ne permit măsurătorile valorilor vitezelor de numărare, la diverse momente, să spunem că legea dezintegrării radioactive este corectă?

Intrebarea generală, pe care ne-o punem când verificăm legea fizică (37) este: ne permit măsurătorile efectuate pentru diverse argumente x ale mărimii y , în limita erorilor experimentale, să spunem că legea (37) este corectă?

Unul din procedeele care ne permit să răspundem la această întrebare poartă numele de metoda celor mai mici pătrate.

Să presupunem că facem n măsurători y_1, y_2, \dots, y_n , cu erorile $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$, pentru argumentele x_1, x_2, \dots, x_n . Considerăm legea (37) și construim funcția χ^2 definită:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{[f(x_i, a) - y_i]^2}{\sigma_i^2} \quad (40)$$

Dacă punctele experimentale se grupează în jurul curbei teoretice $f(x, a)$, ca în figura 3, astfel însoț majoritatea lor se află față de curbă la mai puțin de o abatere standard, spunem că datele experimentale verifică legea $f(x, a)$; în acest caz χ^2 este minim. Această condiție de minim este folosită pentru determinarea parametrilor necunoscuți din expresia lui $f(x, a)$.

Cele m condiții ca χ^2 să fie minim sînt de forma:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_k} = 0 \quad 1 \leq k \leq m \quad (41)$$

unde m este numărul de parametri din legea (37). Relațiile (41) ne permit să formăm un sistem de m ecuații din care să determinăm parametrii a_1

În cazul unei legi polinomiale:

$$f(x_1) = \sum_{j=1}^m a_j x_1^{j-1} \quad (42)$$

funcția devine

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{\left[\sum_{j=1}^m a_j x_1^{j-1} - y_i \right]^2}{\sigma_i^2}$$

iar derivata parțială în funcție de parametrul a_k :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_k} = 2 \sum_{i=1}^n \frac{\left[\sum_{j=1}^m a_j x_1^{j-1} - y_i \right] x_1^{k-1}}{\sigma_i^2} = 0 \quad (43)$$

Cele m ecuații lineare din care se pot obține parametrii a_k se obțin din (43) prin schimbarea între ele a sumelor după j și i

$$\sum_{j=1}^m a_j \sum_{i=1}^n \frac{x_1^{j+k-2}}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_1^{k-1}}{\sigma_i^2} \quad (44)$$

$$\text{Dacă notăm } B_{k,j} = \sum_{i=1}^n \frac{x_1^{j+k-2}}{\sigma_i^2} \quad \text{și } B_{k,m+1} = \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_1^{k-1}}{\sigma_i^2}$$

sistemul de ecuații se va scrie:

$$\begin{aligned} B_{11}a_1 + B_{12}a_2 + \dots + B_{1m}a_m &= B_{1,m+1} \\ B_{21}a_1 + B_{22}a_2 + \dots + B_{2m}a_m &= B_{2,m+1} \\ &\vdots \\ B_{m1}a_1 + B_{m2}a_2 + \dots + B_{mm}a_m &= B_{m,m+1} \end{aligned} \quad (45)$$

În cazul particular al funcției lineare

$$f(x_1) = a_1 + a_2 x \quad (46)$$

cele două ecuații din care se scot parametrii a_1 și a_2 sînt:

$$a_1 \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_1^2} + a_2 \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_1^2} = \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{\sigma_1^2} \quad (47)$$

$$a_1 \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_1^2} + a_2 \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_1^2} = \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_i}{\sigma_1^2}$$

Rezolvând sistemul (47) obținem:

$$a_1 = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{y_i}{\sigma_1^2} \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_1^2} - \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_1^2} \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_i}{\sigma_1^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_1^2} \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_1^2} - \left(\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_1^2} \right)^2} \quad (48)$$

$$a_2 = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_1^2} \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_i}{\sigma_1^2} - \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{\sigma_1^2} \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_1^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_1^2} \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_1^2} - \left(\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_1^2} \right)^2}$$

Remarcăm că relația (39') este o funcție lineară ca și (46) deci parametrii $\ln R_0$ și λ se vor găsi din relații de tipul (48) (Vezi lucrarea "Determinarea timpului de înjumătățire din metoda curbelor de dezintegrare").

Din relațiile (48), aplicând teorema de propagare a erorilor, în presupunerea că numai mărimile y_i sînt afectate de erori, se pot obține erorile absolute a parametrilor a_1 și a_2 , respectiv σ_{a_1} , σ_{a_2} .

Pentru a răspunde la întrebarea pusă inițial, dacă legea (37) se verifică experimental, să dăm mai întâi valoarea medie a lui $\langle \chi^2 \rangle$ (Calculul se poate găsi în lucrarea [3]). Dacă presupunem că mărimile y_i se supun distribuției Gauss se arată că

$$\langle \chi^2 (a_1, a_2, \dots, a_m) \rangle = n-m \quad (49)$$

unde n este numărul datelor experimentale iar m numărul parametrilor.

Pentru a estima corectitudinea legii și a experimentului, cu valorile parametrilor obținuți din sistemul (45) se calculează funcția χ^2 . Deosebim trei cazuri:

1. $\chi^2 \approx n-m$, legea (37) se verifică experimental;
2. $\chi^2 \gg n-m$ implică, fie legea (37) nu este corectă, fie erorile experimentale au fost subestimate;
3. $\chi^2 \ll n-m$ erorile experimentale, făcute la măsurătorile lui y_i , au fost supraestimate.

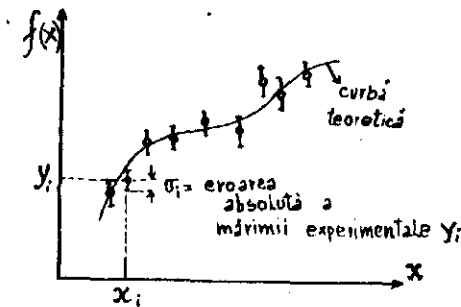


Fig. 3 - Curba teoretică $f(x)$ și confirmarea experimentală.

2.7. Bibliografie

- [1] H.G. Worthing, J. Geffner - Prelucrarea datelor experimentale, Ed. Tehn., 1959.
- [2] M. Onoescu - Fluctuații statistice în măsurarea radiațiilor, IFA/MR/2, Măgurele - București, 1958
- [3] G.I. Nistor - Prelucrarea automată a datelor fizice, U - București (1979)

2.8. Probleme

- a) Se dă formula (4) din lucrarea 6, $\Lambda = 16 R d^2 / S f_0 \epsilon_t D^2$. Se consideră că sînt afectate de erori mărimile R, d și se presupune cunoscută abaterea standard σ_d ; R este viteza de numărare. Să se deducă formula pentru eroarea absolută a lui σ_Λ .

b) Se măsoară numărul N_1 de pulsuri în prezența sursei un timp t_1 și numărul N_2 de pulsuri în absența sursei un timp t_2 . Care este eroarea la viteza de numărare.

c) Se dau doi contori care înregistrează respectiv $R_1 = 100$ imp/min, $F_1 = 20$ imp/min și $R_2 = 60$ imp/min, $F_2 = 5$ imp/min (vezi paragraful 2.5). Care este relația între timpuri de măsurare pentru cei doi contori, ca eroarea relativă să fie aceeași.

d) Viteza de numărare în prezența sursei este de aproximativ 20 imp/min. Viteza de numărare a fondului este de 15 imp/min. Cât timp va trebui să dureze determinările ca eroarea la viteza de numărare, cu corecția de fond, să fie de 5%.

e) O probă radioactivă are viteza de numărare cu corecția de fond, în geometria aleasă, de 10 imp/min. Dacă fondul instalației este de 20 imp/min, cât trebuie să dureze măsurătorile ca eroarea relativă să fie de 10%.

f) Cu o instalație de numărare se determină în prezența sursei 90 imp. în 5 min. În absența sursei, fondul este de 70 imp în 10 minute. Să se arate dacă rezultatul este semnificativ statistic.

g) Explicați modul în care cunoașterea valorii medii a funcției χ^2 ne poate sugera, în metoda celor mai mici pătrate, dacă o ipoteză teoretică, privind anumite rezultate experimentale, este bună sau nu.

h) Pentru a trasa o curbă de dezintegrare se determină viteza de numărare în prezența sursei, la diverse momente (Vezi lucrarea 7). Descrieți modul cum se face prelucrarea datelor experimentale pentru a obține eroarea, în determinarea constantei de dezintegrare.

i) Cum aflați eroarea la determinarea coeficientului μ de absorbție lineară (lucrarea 4), folosind metoda celor mai mici pătrate.

I 3. INTERACȚIA RADIĂȚIEI CU SUBSTANȚA. DETECȚIA

Energia absorbită în substanță, la trecerea radiației, conduce la apariția unor schimbări diverse, care pot fi utilizate pentru înregistrarea însăși a radiației: într-un gaz, de exemplu, la trecerea particulelor încărcate cu energie mare se formează în procesul de ionizare, perechi de electroni liberi și ioni, care schimbă rezistența electrică a volumului de gaz. La întrebarea ce se întâmplă când radiația traversează substanța, răspunsul cuprinde două aspecte:

1. Ce se întâmplă cu particulele din fasciculul de radiație care traversează substanța: ce energie se pierde pe unitatea de lungime, dacă particulele sînt încărcate; cum sînt deviate din fascicul; cum sînt absorbite etc.

2. Ce se întâmplă cu însăși substanța la trecerea radiației: ionizarea, apariția unor schimbări de structură, apariția unor izotopi radioactivi etc.

La trecerea radiației prin substanță, depinzînd de felul particulelor putem avea interacții electromagnetice sau (și) nucleare. Tabloul interacției poate să fie destul de complex, dar în detecție ne vor interesa numai acele procese, care, în domeniul dat de energie al particulelor, duc la pierderea cea mai importantă de energie. Simplificările necesare pentru înțelegerea efectelor celor mai importante pentru detecție fiind diferite, vom menționa separat efectele radiației în substanță, pentru diverse tipuri de particule: 1. pentru particule încărcate grele, protoni, deuteroni, particule α , ioni; 2. pentru particule încărcate ușoare, electroni și pozitroni; 3. fotoni; 4. neutroni.

3.1. Trecerea particulelor încărcate grele prin substanță.

Considerăm o particulă grea, cu sarcină electrică ($p, d, t, \alpha, \text{ioni} \dots$) și cu energia de ordinul MeV. Această energie este cu câteva ordine de mărime mai mare decât energia de legătură a electronilor în atomii substanței. Pe de altă parte, electronii au masa de circa 1840 ori mai mică decât a unui proton (p). Tipurile de interacție pe care le poate suferi particula sînt:

1. interacția coulombiană cu electronii atomilor;
2. captura sau pierderea de electroni;
3. interacția electromagneticoasă cu nucleele (împrăștierea elastică Rutherford);
4. interacție tare cu nucleele (reații nucleare).

Primele două procese conduc la ionizarea și excitarea atomilor substanței; în aceste interacții fasciculul de particule grele încărcate pierde practic toată energia, celelalte două procese fiind mult mai puțin probabile. Mărimile ce caracterizează ionizarea și excitarea produsă de particulele încărcate sînt: [1], [2]

- pierderea de energie pe unitatea de lungime - $\frac{dE}{dx}$ (puterea de stopare);
- parcursul R ;

Precizări privind aceste mărimi găsiți și în lucrarea 1, "Detectarea radiației cu ajutorul emulsiilor nucleare".

Vom menționa însă câteva cifre. În aer, în condiții normale, o particulă α pierde la un act de ionizare circa 30 eV. Ea produce pe mm câteva mii de perechi ion-electron. Astfel parcursul în aer a unei particule α cu energia de câțiva MeV, este de ordinul centimetrilor. În substanța solidă parcursul va fi de aproximativ 10^3 ori mai scurt, adică de ordinul sutimilor de mm.

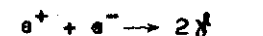
Traectoria particulelor grele se apropie de o dreaptă, dat fiind că, la fiecare act de ionizare, practic particulele α , mult mai grele ca electronii, nu sînt deviate.

3.2. Interacția electronilor cu substanța.

Electronul, cu energia de câțiva MeV, la trecerea prin substanță, își poate schimba sensibil impulsul la fiecare ciocnire, putînd fi împrăștiat la unghiuri mari, chiar la 180° . Principalele procese prin care electronul (pozitronul) interacționează cu substanța sînt următoarele [1]:

1. Interacția coulombiană cu electronii legați în atom în urma căreia atomii sînt excitați și ionizați.
2. Imprăștierea elastică, coulombiană pe nucleu, în urma căreia electronul este puternic deviat; acest proces este responsabil pentru împrăștierea înapoi a electronilor din fascicul (backscattering); aceste ultime două procese sînt studiate în lucrările 2 și 3.
3. Imprăștierea inelastică coulombiană pe nucleu, cu emisia de radiație electromagnetică. Procesul este cu atât mai important cu cît numărul atomic al substanței este mai mare și energia electronilor mai mare.

4. Anihilarea pozitronului și electronului; procesul se petrece de obicei după ce pozitronul a fost încetinit în substanță; constă în emisia a două cuante γ de 0,511 MeV fiecare:



La fel ca la particulele grele se definesc ionizarea pe unitatea de lungime (puterea de ionizare) și parcursul. În cazul electronilor sînt foarte importante efectele cuantice și relativiste; astfel la împrăștierea electronului pe electron apar efectele cuantice de schimb, iar electronul este considerat o particulă relativistă chiar la energii de ordinul keV.

În domeniul nerelativist, pentru una și aceeași viteză, pierderile prin ionizare sînt aproximativ aceleași pentru electroni și particule grele; pierderile pentru una și aceeași energie sînt proporționale cu masa particulelor; astfel pierderea de energie pe unitatea de lungime, pentru o particulă α , este de circa 7600 ori mai mare decât pentru un electron nerelativist, de aceeași energie.

Pierderile prin ionizare pentru particulele relativiste cresc apoi relativ slab cu energia electronilor. În schimb electronii încep să piardă energie prin ionizarea coulombiană inelastică (radiație γ). Pierderea de energie prin radiație este cu atât mai importantă cu cât energia electronilor este mai mare și Z al substanței este mai mare. (proportionalitatea cu Z^2). Fig.1 reproduce aceste caracteristici ale

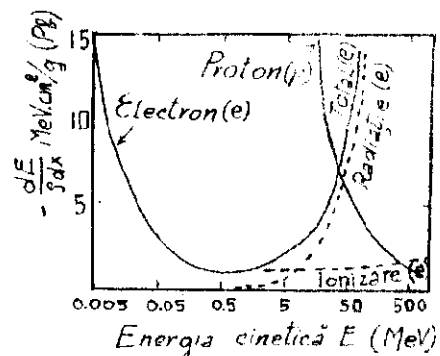


Fig.1 - Compararea pierderii de energie a electronilor prin ionizare și radiatie cu pierderea de energie a protonilor prin ionizare, în Pb.

γ cu substanța, deși este de natură electromagnetică, se deosebește fundamental de interacția particulelor încărcate; fotonii, neavând sarcină nu suferă acțiunea forțelor coulombiene de distanță lungă. În electro-dinamica cuantică se arată că interacția fotonilor γ cu electronii are loc într-un domeniu de ordinul lungimii de undă a radiației, adică $10^{-13} - 10^{-14}$ m pentru $E_\gamma = 1$ MeV, cu trei ordine mai mic decât raza atomului. De aceea cuantele γ , trecând prin substanță, interacționează rar cu electronii, comparativ cu o particulă încărcată. Vom trece în revistă procesele prin care o cantă γ interacționează cu substanța, și în care apar electroni de energie mare. Amănunte privind secțiunea acestor procese găsiți în lucrarea (4) "Interacția radiației γ cu substanța".

pierderii de energie pentru electroni de diverse energii, în Pb.

Datorită faptului că ionizarea specifică (pe unitatea de lungime) este mult mai slabă decât la particulele grele, electronii vor avea un parcurs maxim în substanță mult mai lung. Pentru electroni de 1 MeV, parcursul în aluminiu este de circa 1,1 mm.

3.3. Interacția radiațiilor γ cu substanța. Interacția fotonilor

1. Efectul fotoelectric este absorbția unei cuante γ de către un atom, cu emisiunea unui electron. În urma acestui proces un electron cșpăță o energie cinetică, egală cu energia cuantei γ , minus energia de legătură. Atomul rămas excitat se dezexcită prin emisiune de radiația X sau electroni Auger.

2. Efectul Compton este împrăștierea cuantelor γ pe electroni liberi; energia inițială se împarte între fotonul împrăștiat și electronul de recul.

3. Producerea de perechi este transformarea cuantei γ , într-o pereche particulă antiparticulă (electron - pozitron) în câmpul Coulombian al altei particule. Energia cuantei γ se împarte în energiile de repaus a electronului și pozitronului și energiile cinetice ale acestora și a particulei, în câmpul căreia a avut loc transformarea; aceasta poate fi un nucleu sau, mai rar, un electron din substanță.

Aceste procese prezintă importanță pentru detecția radiațiilor γ , deoarece în toate cazurile apar electroni, care pot ioniza substanța. Din energia electronilor detectați se poate extrage și spectrul radiațiilor γ . (Vezi lucrarea "Spectrometria radiațiilor γ ").

Subliniem că, deoarece fotonii pot exista numai cu viteza luminii, nu se vorbește de încetinirea acestora în substanță; ei pot fi absorbiți în substanță (efect fotoelectric, efect fotonuclear) sau pot fi împrăștiati la unghiuri mari cu mărirea lungimii de undă. Astfel pentru radiațiile γ nu definim pierderea de energie pe unitatea de lungime, sau parcursul. Pentru a caracteriza atenuarea unui fascicul de fotonii γ în substanță se introduce coeficientul de atenuare μ , definit ca probabilitatea ca un foton γ să interacționeze pe unitatea de lungime.

Atunci μdx este probabilitatea ca fotonul să interacționeze pe distanța dx . Dacă avem I fotonii, care ajung în unitatea de timp la stratul de grosime dx , din fascicul vor fi scoși, pe această distanță, $\mu I dx$ fotonii (Fig.2). Scăderea numărului de fotonii este:

$$dI = -\mu I(x) dx \quad (1)$$

Integrând relația (1) cu condiția $I(x=0) = I_0$ obținem:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

Mărimea:

$$e^{-\mu x} = \frac{I}{I_0} \quad (3)$$

are semnificația probabilității ca un foton să străbată distanța x din substanță fără a fi absorbit. Evident:

$$1 - e^{-\mu x} = \mathcal{P} \quad (4)$$

este probabilitatea ca fotonul să fie absorbit pe distanța x , în substanță.

Deoarece atenuarea fascioulului se datorează în principal proceselor fotoelectrice

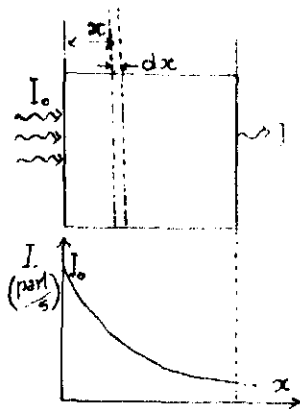


Fig. 2 - Deducerea relației 2.

Compton și formare de perechi:

$$\mu = \mu_c + \mu_f + \mu_p \quad (5)$$

Despre legătura coeficientului de absorbție μ cu secțiunile de producere a celor trei efecte și dependența sa de energia fotonilor și numărul atomic Z al substanței, consultați lucrarea 4, "Interacția radiațiilor cu substanța".

3.4. Tipuri de detectori.

Ionizarea provocată la interacția particulelor încărcate cu substanța este la originea altor efecte, cum ar fi emisia de lumină, schimbările chimice, variația rezistenței electrice etc., care stau la baza detecției. Radiațiile γ sînt detectate dacă au apărut electroni într-unul din efectele descrise în paragraful 3.3.

Cei mai utilizați detectori în fizica nucleară au semnal electric și sînt trecuți în tabelul 1. Sînt menționate următoarele date: interacția care stă la baza detecției, tipul de detector, particulele care sînt detectate și tipul semnalului obținut. În cazul particulelor încărcate în paranteză se trec particulele secundare încărcate ce asigură detecția. Semnalul detectorului este fie sub formă de pulsuri, adică un

răspuns individual pentru fiecare particulă, fie un semnal proporțional cu numărul de particule ce intră în detector în unitatea de timp (curent) sau un răspuns proporțional cu numărul de particule ce au intrat în detector într-un anumit timp (semnal integral)

Tabelul 1

Interacția	Detectorul	Particulele detectate	Semnalul
Ionizarea gazului	Camera de ionizare	$\beta, p, d, \alpha, n(F, \alpha), x(e), \gamma(e)$	puls, curent, integral
	Contorul proporțional	$\beta, x(e), n(\alpha, p), \gamma(e)$	puls
	Contorul G-M	β, γ	puls
Ionizarea solidului	Detectori cu semiconductori	$p, d, \alpha, \text{ioni}, n(F, \alpha), \gamma(e), x(e)$	puls, curent
Fluorescență	Detectori cu scintilatori	$\gamma(e), \beta, \text{ioni}, n(p)$	puls

Deseori, vorbind de calitățile unui detector vom menționa eficacitatea de detecție, rezoluția energetică și timpul de rezoluție.

Eficacitatea. Numim eficacitatea a detectorului (\mathcal{E}_d) raportul dintre particulele care au dat semnal înregistrabil la ieșirea detectorului și numărul de particule din câmpul de radiație care au intrat în zona sensibilă a detectorului. Pentru particulele încărcate eficacitatea este de obicei unitatea. Pentru fotonii γ , care pot străbate mediul detectorului fără a interacționa în zona sensibilă, eficacitatea este mai mică decît unitatea. Să estimăm eficacitatea unui fascioul colimat de

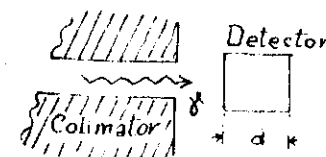


Fig. 3 - Detecția cuantică a fotonilor γ .

fotoni, care intră în zona sensibilă a unui detector, care are grosimea d (Fig. 3). Eficacitatea, conform primei definiții, nu este altceva decît probabilitatea ca un foton să interacționeze în zona sensibilă a detectorului. Deci,

$$\mathcal{E}_d = 1 - \exp(-\mu d) \quad (5)$$

lda. 68/982 / asc 3

De obicei, în cazul cuantelor γ , cu energii mai mari de ordinul sutelor de keV, chiar în cazul utilizării unor detectori solizi (semiconductori sau scintilatori), $\mu d \ll 1$ și exponențiala din (5) poate fi descompusă în serie, oprindu-ne la primii doi termeni. Atunci:

$$E_d \approx \mu d \quad (6)$$

Rezoluția energetică. Energia este cheltuită de particulele încărcate în mediu detectorilor menționați în tabelul 1, mai ales în procesele de ionizare și excitare. În felul acesta detectorul transformă energia particulei în semnal electric. De exemplu, să presupunem că mediul sensibil este un gaz pus într-un câmp electric. În urma ionizării se produc sarcini electrice, ioni și electroni, care se vor deplasa în câmp. Dacă detectorul este legat în serie cu o rezistență de sarcină R (fig.4), curentul apărut la deplasarea sarcinilor în câmp va determina un puls de tensiune pe rezistența R . Acest puls poate fi înregistrat cu o electronică adecvată. Să presupunem că un detector cu gaz înregistrează

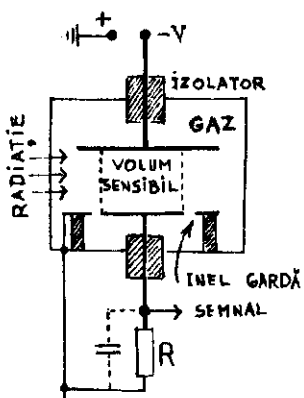


Fig.4 - Schema unei camere de ionizare

Pentru o particulă α de 1 MeV numărul de perechi electron-gol este aproximativ $3,3 \cdot 10^5$ perechi.

În cazul detectorilor cu scintilatori ionizarea și excitarea mediului conduc până la urmă la o emisie de lumină (fluorescență), care este transformată în semnal electric cu ajutorul unui fotomultiplicator.

ză particule α cu energia de 1 MeV. La fiecare act de ionizare particula încărcată pierde energia de ionizare $w \approx 30$ eV.

Se vor produce astfel aproximativ

$$N = \frac{E_d}{w} \approx 3,3 \cdot 10^4 \text{ ioni}$$

Dacă mediul detectorului (fig.11) este un semiconductor (Ge sau Si) în urma ionizării produse de o particulă încărcată se vor produce perechi electron-gol. În acest caz, particula pierde la un act de ionizare numai 3 eV.

Emisia de lumină în scintilator este de obicei în domeniul vizibil sau ultraviolet. Astfel, în medie, pentru producerea unui astfel de foton într-un scintilator NaI (Tl) particula cedează o energie $w \approx 300$ eV. Reluând exemplul unei particule încărcate cu energia de 1 MeV, în scintilator se produc circa 3300 fotoni (care apoi pot fi convertiți în electroni prin efect fotoelectric pe o fotocathodă).

În toate cazurile menționate energia particulelor a fost transformată în semnal electric (în cazul detectorului din fig.4, în puls de tensiune pe rezistența R). Amplitudinea acestui puls este de obicei proporțională cu numărul de purtători de sarcină produși în regiunea sensibilă a detectorului, deci cu energia particulei. Cu toate acestea chiar dacă iradiem substanța detectoarei cu particule monoenergetice, amplitudinea pulsurilor de tensiune V nu este pentru fiecare particulă aceeași, ci ascultă de distribuția Gauss. Aceasta înseamnă că probabilitatea ca un puls să aibă valoarea între V și $V + dV$ este dată de expresia:

$$P(V)dV = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{(V-\bar{V})^2}{2\sigma^2} \right] dV \quad (7)$$

unde \bar{V} este valoarea medie iar σ poartă numele de eroare absolută sau abatere standard a amplitudinii V . Funcția $P(V)$ poartă numele de densitate de probabilitate și este reprezentată în fig.5. Lărgimea la semînălțime a acestei curbe o notăm cu ΔV . Numim rezoluție energetică raportul dintre semilărgimea ΔV la semînălțimea distribuției semnelor și amplitudinea medie \bar{V} a semnelor. Deoarece $\bar{V} \sim E$ putem scrie:

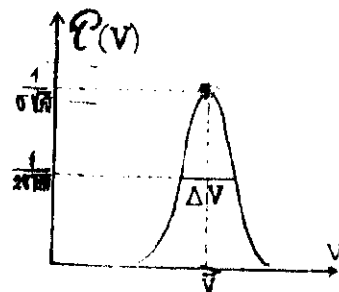


Fig.5 - Distribuția Gauss a amplitudinii pulsurilor unui detector.

$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{\bar{V}} = 2,36 \frac{\sigma}{\bar{V}} \quad (8)$

Să încercăm să motivăm unele din cauzele pentru care se obține o eroare absolută a amplitudinii de semnal V .

În primul rând, dacă considerăm independente actele de producere a purtătorilor de sarcină (ioni și electroni în gaz, electroni și goluri în semiconductori), sau a fotonilor în scintilator, numărul acestora N se supune distribuției Poisson, și deci abaterea standard va fi \sqrt{N} (vezi relațiile 8, 10 și 11 din capitoulul 2 "Prelucrarea datelor experimentale").

Deoarece numărul de purtători $N = \frac{E}{w}$, unde E este energia particulei iar w este energie pierdută pentru producerea unei perechi de purtători, obținem că rezoluția energetică trebuie să fie:

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} \gg 2,36 \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{2,36}{\sqrt{N}} = 2,36 \sqrt{\frac{w}{E}} \quad (9)$$

Factorii care conduc la înrăutățirea acestei rezoluții sînt zgomotul detectorului și zgomotul electronicii. De exemplu, în cazul detectorilor cu scintilatori la înrăutățirea rezoluției contribuie: eroarea absolută a coeficientului de conversie a fotonilor în fotoelectroni, eroarea absolută a factorului de multiplicare a electronilor pe dinode zgomotul fotomultiplicatorilor etc.

În cazul în care actele de ionizare nu pot fi considerate strict independente, eroarea absolută a numărului de purtători este mai mică decît \sqrt{N} . Se introduce de obicei un factor de corecție $F < 1$, numit factorul Fano, care este raportul dintre dispersia experimentală a numărului de purtători σ_e^2 și dispersia teoretică $\sigma^2 = N$. În felul acesta relația (9) devine

$$\eta \gg 2,36 \sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (10)$$

Pentru camerele de ionizare factorul lui Fano este de ordinul lui 0,7, pentru detectorii cu semiconductori $\sim 0,1$ iar pentru scintilatori 1.

Rezoluția temporală. Numim timp de rezoluție intervalul de timp minim dintre începutul unui semnal electric produs la ieșirea detectorului și primul semnal ulterior care poate fi din nou înregistrat.

Să presupunem că un detector este utilizat pentru înregistrarea simplă a particulelor din câmpul de radiație. Semnalul detectorului este pre-

lucrat (vezi cap. 14 "Electronica nucleară" fig. 2) de un preamplificator și un amplificator și este analizat cu ajutorul unui discriminator; înregistrarea se face cu un numărător. La orice astfel de sistem există un timp Θ , timpul mort, care trebuie să urmeze unui puls, cît alt semnal, provocat în detector de o particulă a câmpului de radiație, nu mai poate fi rezolvat. Distingem două tipuri limită de instalații. Tipul I paralizabil, în care o a doua particulă sosită pe detector, într-un interval mai mic decît Θ , extinde timpul mort cu încă un interval Θ ; tipul II, neparalizabil, unde un al doilea eveniment apărut în intervalul Θ nu are nici un efect. Un exemplu de tip I de aparatură este contorul Geiger-Muller (vezi paragraful 35), celelalte tipuri de detector fiind în general de tipul II. Felul cum sînt numărate particulele la cele două tipuri de detectori este sugerat de fig. 6

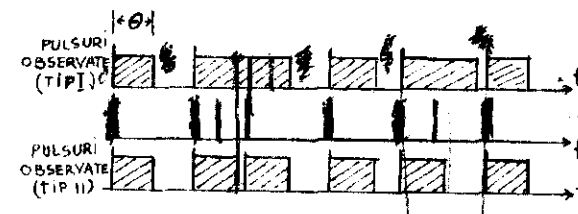


Fig. 6 - Timpul mort al aparaturii paralizabile și neparalizabile.

Presupunem că înregistrarea evenimentelor unui proces nuclear se supune distribuției Poisson. Probabilitatea ca un eveniment să apară în intervalul dt este $R dt$ unde R este viteza de numărare. Probabilitatea de a observa un eveniment între t și $t + dt$ este $R \exp(-Rt)dt$. Aceasta este și distribuția intervalelor de durată t , între două evenimente. Dacă considerăm un număr mare de intervale R în unitatea de timp, numărul de intervale cu durata între t_1 și t_2 este:

$$r = R \int_{t_1}^{t_2} R \exp(-Rt) dt = R [\exp(-Rt_1) - \exp(-Rt_2)] \quad (11)$$

Numărul de intervale în unitatea de timp mai mare ca Θ va fi pentru tipul de detectori, viteza de numărare r : dacă $t_1 = \Theta$ și $t_2 = \infty$ din (11)

obținem:

$$r = R \exp(-R\theta) \quad (12)$$

Pentru cazul $R\theta \ll 1$, după descompunerea exponențialei (12) în serie obținem:

$$r \approx R(1 - R\theta) \quad \text{sau} \quad R \approx r(1 + r\theta) \quad (13)$$

Tipul II de aparatură nu funcționează o durată θ după fiecare puls. Dacă viteza de numărare observată este r , fracțiunea de timp mort dintr-o secundă este $r\theta$, iar fracțiunea de timp în stare de funcționare este $1 - r\theta$. Raportul dintre viteza de numărare reală și cea observată este:

$$\frac{r}{R} = 1 - r\theta \quad \text{sau} \quad R = \frac{r}{1 - r\theta}$$

În cazul $R\theta \ll 1$, se descompune în serie $1/(1 - r\theta)$ și se obține tot relația (13), $R = r(1 + r\theta)$.

Astfel cunoscând timpul mort θ al unei instalații pe baza relației (13) putem determina viteza de numărare R , din viteza r observată.

Comportarea celor două tipuri de aparatură este arătată în fig.7. Reprezentarea are un maxim pentru $R\theta = 1$ și apoi descrește la zero, pentru aparatura paralizabilă, fapt ce este nedorit la viteze mari de numărare. Timpul mort al echipamentului electronic al detectorului este măsurat cu ajutorul unui generator de semnale duble. Timpul mort

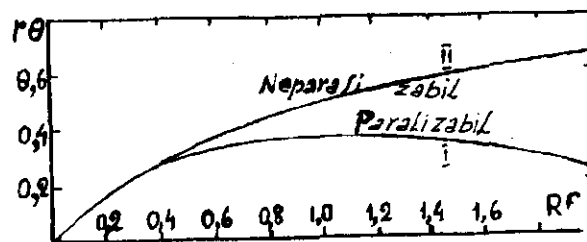


Fig.7 - Comportarea aparatului paralizabil și neparalizabil.

al detectorului și al electronicii se determină de obicei prin metoda celor două surse.

Să presupunem că măsurăm vitezele de numărare a două surse într-o geometrie constantă: r_1 este viteza de numărare a primei surse; r_2 viteza de numărare a celei de-a doua surse și r_{12} viteza de numărare când sursele se află ambele în fața detectorului. Atunci vitezele de numărare adevărate vor fi legate de vitezele de numărare observate prin relația (13)

$$\begin{aligned} R_1 &= r_1 + r_1^2 \theta - F \\ R_2 &= r_2 + r_2^2 \theta - F \\ R_{12} &= r_{12} + r_{12}^2 \theta - F \\ R_{12} &= R_1 + R_2 \end{aligned} \quad (14)$$

Pentru vitezele de numărare măsurate s-a făcut în relațiile (14) corecția de fond, F fiind numărul de pulsuri înregistrat de instalație în absența oricărei surse. Eliminând din ecuațiile (14) mărimile R_1 , R_2 , R_{12} obținem:

$$\theta = \frac{r_1 + r_2 - r_{12} - F}{r_{12}^2 - r_1^2 - r_2^2} \quad (15)$$

Pentru detectorii cu scintilatozi, folosiți în laborator timpul θ este de ordinul 10^{-5} sec, astfel că pentru viteze de numărare sub 10^3 pulsuri pe secundă corecția (13) nu are rost să fie făcută.

În paragrafele următoare vom prezenta mecanismul de transformare a energiei particulelor cu sarcină, în pulsuri electrice, de către detectorii din tabelul 1.

3.5. Detectorii cu gaz.

Așa cum am menționat zona sensibilă a acestui detector este spațiul dintr-o încălțată umplută cu gaz, aflat între doi electrozi, cu geometrie plană ca în fig.4 sau cu geometrie cilindrică ca în fig.8.

Particulele cu sarcină electrică și energie suficientă, care pătrund în regiunea sensibilă dintre electrozi ionizează gazul. Ioni și electroni, care s-au format în perechi se deplasează în câmpul electric

iar în circuitul detectorului ia naștere un curent. În funcție de tensiunea aplicată pe electrozi, detectorii

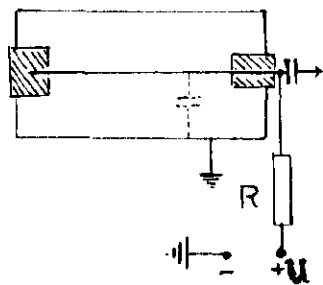


Fig.8 - Detector cu ionizare în gaz (geometrie cilindrică a electrozilor).

ou gaz își schimbă proprietățile. În fig.9 este reprezentat numărul de perechi de ioni, colectat în funcție de tensiunea aplicată pe un detector cu gaz oarecare. Curba 1 este pentru particule care produc în medie, fiecare, N_1 perechi ion-electron în gaz, iar curba 2 este pentru particule cu energie cinetică mai mare, care produc N_2 perechi de ioni. În regiunea I câmpul nu este suficient de intens și o parte din perechile ion-electron se recombina, înainte ca să fie separate și purtătorii de sarcină colectați. În regiunea II câmpul electric asigură colectarea sarcinilor de la perechile N_1 (sau N_2); este regiunea camerei de ionizare. În regiunea III electronii capătă în câmpul electric energie cinetică suficientă, astfel încât să producă ionizări secundare. Sarcina inițială, apărută la ionizarea primară, este multiplicată. În prima parte a regiunii III coeficientul de multiplicare rămâne constant pentru o anumită diferență de potențial și numărul

total de ioni colectați este proporțional cu numărul de ioni

primari (N_1 sau N_2). Detectorul lucrează în regim de contor proporțional și coeficientul de multiplicare poate fi între 10^2 și 10^4 , sau mai mare.

Fig.9 - Numărul de perechi de ioni colectați în funcție de tensiunea aplicată pe detectorul cu gaz.

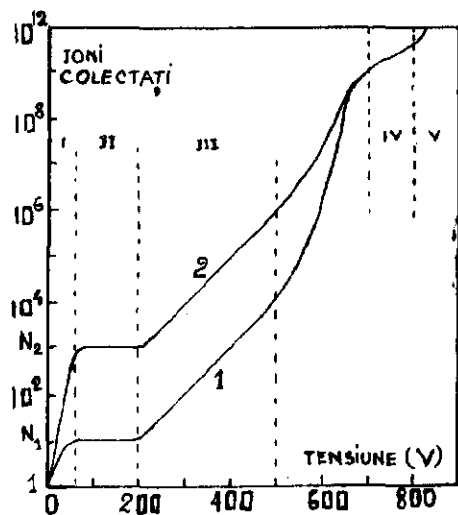


Fig.9 - Numărul de perechi de ioni colectați în funcție de tensiunea aplicată pe detectorul cu gaz.

În regiunea a IV-a la anod se produce o avalanșă de ioni, datorită ionizărilor secundare numeroase și dependența de ionizarea primară se pierde. Aceasta este regiunea contorului Geiger-Müller. Pentru tensiuni mai mari contorul intră în regim de descărcare continuă și poate fi distrus.

Pentru măsurarea în cele mai bune condiții a energiei particulei, în cazul în care detectorul lucrează în regiunea II, este necesar ca toți electronii și ionii să ajungă la electrozii camerei. Această colectare totală este împiedecată de două procese: 1) difuzia electronilor și ionilor determinată de agitația termică a gazului; 2) recombinația, adică procesul formării de atomi neutri prin ciocnirea ionilor pozitivi și a ionilor negativi, și mai puțin probabil a ionilor pozitivi cu electronii; ionii negativi se formează la ciocnirea electronilor cu atomii sau moleculele unor substanțe din gaz. Influența acestor două procese este puternică în regiunea I de lucru a detectorului (fig.9); în regiunea II, câmpul este suficient ca efectele recombinației și difuziei să devină neglijabile. Pentru ca un electron să producă ionizări secundare, câmpul trebuie să fie suficient de intens pentru ca între două ciocniri, el să capete energie suficientă pentru ionizarea gazului. În configurațiile cilindrice de detectori (fig.8) câmpul electric are în preajma firului central, dacă acesta este foarte subțire, valori apreciabile și condiția menționată anterior poate fi îndeplinită, pentru diferențe de potențial de numai câteva sute de volți. Astfel, aceste geometrii sînt preferate pentru contorii proporționali și contorii G - M.

Coefficienții mari de amplificare fac să apară în timpul ionizării un mare număr de ioni, a căror viteză de transport fiind mai mică cu circa trei ordine de mărime decât a electronilor, înconjoară anodul (firul central, în geometria cilindrică) și astfel intensitatea câmpului electric scade. La proiectarea contorilor proporționali se estimează limita permisă pentru factorul de multiplicare, pentru care nu avem o

scădere a timpului care se duce la o reducere marcată a înălțimii factorului de multiplicare.

În schimb, la detectori de α și β , unde nu facem măsurători de amplitudine a semnalului, scutirea timpului în timpul multiplicării este folosită pentru stingerea descărcării în conter.

Procesul ionizării secundare nu este singurul care determină multiplicarea electronilor într-un detector cu gaz. O ionizare suplimentară se obține datorită fotonilor emiși de către atomii și moleculele excitate. Fotonii pot scoate din gazul din cameră și mai ales din electrozii metalici, electroni prin efect fotoelectric. Să presupunem că fiecare electron primar produce M electroni secundari și lasă un număr de molecule excitate care vor emite fotonii, să notăm cu γ probabilitatea ca la fiecare electron secundar să apară un fotoelectron. Atunci multiplicarea totală a electronilor va fi:

$$M_t = M + M^2\gamma + M^3\gamma^2 + \dots = \frac{M}{(1-M\gamma)}$$

Pentru $M\gamma \rightarrow 1$, $M_t \rightarrow \infty$ și avem o descărcare în tot volumul gazului (regiunile IV și V din fig.9).

3.6. Detectorii cu semiconductori. În semiconductori atomii sînt fixați în nodurile rețelei cristaline; radiația incidentă produce electroni și goluri și semnalul este obținut în procesul de colectare al acestor purtători de sarcină, de plăcile unui condensator. Față de detectorii cu gaz avantajele sînt deosebite: în volumul sensibil este o masă mult mai mare, rezoluția temporală și energetică a detectorilor este mult mai bună. Calitățile acestor detectori sînt determinate de următoarele proprietăți:

1. energia medie necesară pentru producerea unei perechi electron - gol este de circa 3 eV;
2. se poate elimina recombinarea și captarea purtătorilor;
3. viteza de transport mare a purtătorilor de sarcină;
4. trebuie asigurată o rezistență specifică mare în condiții de

puritate deosebită a materialului semiconductor (impurități mai puține de 1 atom la 10^9).

Dificultățile de purificare foarte înaltă nu au permis decât realizarea unor detectori de Ge pur, răciți la temperatura de 78°K , utilizați pentru detecția radiațiilor X și γ moi.

Pentru a înțelege apariția acestor purtători, să amintim câteva noțiuni legate de fizica semiconductorilor. Atomii de siliciu și germaniu sînt tetravalenți astfel că, legătura în cristal se realizează prin punerea în comun a cîte patru electroni de către fiecare atom. Prin apropierea atomilor între ei se nasc forțe de interacție care duc la despicarea nivelelor de energie: în rețeaua cristalină, în locul unor nivele energetice apar zone (benzi) de energii posibile și interzise pentru electroni. Putem spune că electronii din astfel zone aparțin cristallului în întregime. Electronii fiind particule cu spinul $1/2$, se supun principiului de excludere a lui Pauli și pot ocupa o zonă în număr determinat.

Ultimele două zone în cristallul pur, reprezentate în fig.10, sînt zona de conducție și zona de valență, separate printr-o zonă interzisă de lărgime E . La temperatura $T = 0^\circ\text{K}$ zona de valență este complet ocupată, iar zona de conducție este complet liberă. În condițiile aplicării unui cîmp electric, curentul nu circulă. La temperaturi diferite de 0°K unii electroni, datorită agitației termice, a-

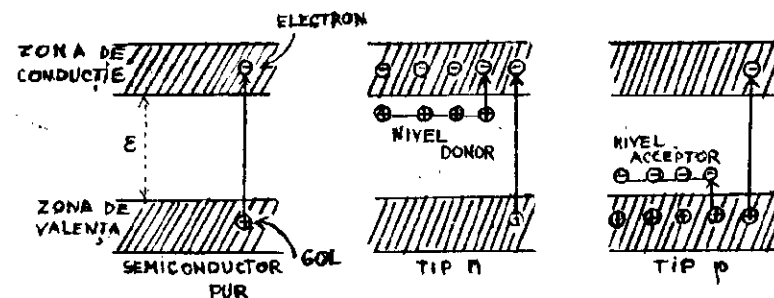


Fig.10 - Schemele energetice ale semiconductorului pur, cu impurități de tip n și impurități de tip p; E = lărgimea zonei interzise.

ajung în zona de conducție. În zona de valență rămân goluri și ceilalți electroni din această zonă au posibilitatea în câmp electric să se deplaseze în locurile libere. Deci la aplicarea unui câmp avem un curent asigurat în mod egal de deplasarea electronilor în câmp, din zona de conducție și a golurilor din zona de valență.

În cazul trecerii unei particule de energie mare prin cristal, se produc, datorită ionizării, electroni, care la rândul lor pot ioniza și scoate electroni din diverse benzi energetice. În primul stadiu, care durează un timp de 10^{-12} sec., câmp este și frânată particula încărcată în cristal, în zona de conducție apar electroni și în zona de valență goluri. În al doilea stadiu, ca rezultat al interacțiilor în interiorul cristalului, electronii ajung la baza zonei de conducție și golurile la vârful zonei de valență într-un interval de 10^{-12} sec.

Energia de ionizare este comparabilă cu lărgimea zonei interzise. Pentru ca la colectarea golurilor și electronilor proveniți din ionizare să avem un semnal care să se deosebească net de zgomotul termic, trebuie ca rezistența specifică a semiconductorului să fie foarte mare de ordinul a $10^9 \Omega \text{ cm}$. O asemenea cerință, chiar la detectorii răciți este greu de realizat pentru cristalele reale care au defecte și impurități. Într-un cristal cu impurități pentavalente, impurități donoare, apar nivele permise pentru electroni în preajma zonei de conducție.

Electronii pot trece ușor de pe aceste nivele în zona de conducție și astfel conducția este asigurată de către electroni; semiconductorul se numește de tip n. Dacă în cristalul de siliciu sau germaniu există impurități trivalente, se creează nivele permise, pe care se pot capta electroni în preajma zonei de valență. În banda de valență rămân goluri. Semiconductorul conținând impurități trivalente este de tip "p" și curentul predominant este de goluri (fig. 10 c).

Mărimea rezistivității pentru detectorii cu semiconductori se realizează prin două metode: 1. cu joncțiuni n,p polarizate invers; 2. să se producă o compensare a impurităților în semiconductor și acesta să fie ținut la temperatură scăzută.

SA Detectorii cu joncțiune n,p. Joncțiunea se realizează în modul următor: într-un cristal de siliciu cu slabe impurități de tipul p, se injectează pe o față impurități de tipul n; se zice că dopăm semiconductorul. Se creează un strat subțire cu grosimea $0,1 \mu\text{m}$, semiconductor de tip n^+ , în contact cu un semiconductor de tipul p. Din cauza concentrației diferite a purtătorilor, electronii în porțiunea n și goluri în porțiunea p, se produce la contact o difuzie a electronilor înspre regiunea p și o difuzie a golurilor înspre regiunea n. Apare astfel un salt intern de potențial, care creează o regiune sensibilă, foarte subțire, de ordinul 10^{-4} cm a semiconductorului, sărăcită de purtători; la trecerea prin ea a unei particule se produc perechi de electron - gol care se deplasează, sub acțiunea câmpului electric, dând semnal în circuitul exterior

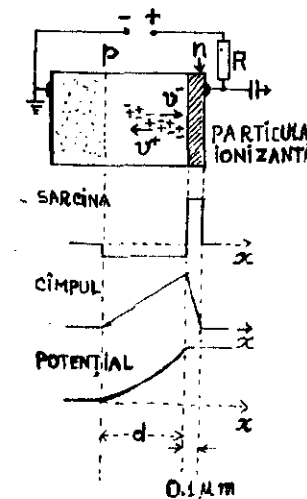


Fig. 11 - Sarcina, câmpul și distribuția de potențial într-o diodă polarizată invers.

(puls pe rezistența R din fig. 11). Regiunea sensibilă poate fi mărită prin aplicarea unei tensiuni inverse (fig. 11). Ca rezultat se creează o regiune liberă de purtători de grosime d. Sarcina în această regiune este dată de ionii acceptori din rețea. Lipsa purtătorilor în regiunea sensibilă înseamnă că rezistivitatea ei este mult mai mare decât în alte regiuni ale semiconductorului. Pentru evaluarea grosimii zonei sensibile, d, vom folosi legea lui Laplace pentru potențial:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{N}{\epsilon}$$

unde N este numărul ionilor acceptori în

unitatea de volum, ϵ constanta dielectrică a semiconductorului și e

sarcina elementară. Integrând cu condițiile $U(0) = 0$ și $\frac{dU(0)}{dx} = 0$ obținem

$$U(x) = \frac{eN_a x^2}{2} \quad (16)$$

Pentru $x = d$, $U = U_1 + U_0$, unde U_1 este tensiunea inversă aplicată și U_0 este saltul intern de potențial.

Cu aceste condiții putem din (16) să scoatem valoarea zonei sensibile d :

$$d = \sqrt{\frac{2E(U_1 + U_0)}{eN_a}} \approx \sqrt{\frac{2EU_1}{eN_a}} \quad (17)$$

În laborator se va folosi pentru detecția particulelor β , la luarea de spectrometrie β un detector joncțiune, p^+, n , numit cu strat barieră, care se realizează în felul următor. Siliciul de tip n , expus la aer se oxidează. Un strat foarte subțire de Au este aplicat peste această suprafață. Stratul de oxid acoperit cu aur are caracteristicile unei păhuri de tip p^+ , aurul jucând un rol important în crearea acestei regiuni. Cealaltă parte, care se pozitivează, este aluminizată. Detectorii aceștia, cu rezoluția foarte bună energetică și temporală, utilizați la detecția particulelor grele încălzite și a electronilor de mică energie, se realizează cu grosimi sensibile între $50 \mu\text{m}$ și $2000 \mu\text{m}$. În utilizarea lor trebuie luate însă precauții deosebite, mecanice și electrice; electronica de preluare a semnalelor este specială, pentru a nu se înrăutăți rezoluția energetică a detectorilor.

Detectorii $n-i-p$ Pentru detecția cuantelor X și γ trebuie realizate zone sensibile mai mari. Formula (17) ne sugerează că o mărire a zonei sensibile d se poate realiza prin reducerea sarcinii spațiale N_a . Introducerea unor donori electric activi într-un semiconductor de tip p va face ca cristalul să devină "intrinsec" în sensul că, curentul va fi de goluri și de electroni în mod egal. Introducerea acestor donori se face de obicei prin difuzia ionilor de Li în cristale de Ge sau Si de tip p . Detectorii se mai numesc cu litiu driftat.

3.7. Detectori cu scintilatori

Un detector cu scintilator constă dintr-o substanță fluorescentă (scintilatorul) în contact optic cu un fotomultiplicator (fig.12). La trecerea unei particule ionizante prin scintilator o parte din energia acesteia se convertește, după un lanț de procese, în energie luminoasă. Scintilatorul este astfel ales încât să fie transparent la propria sa emisie de lumină.

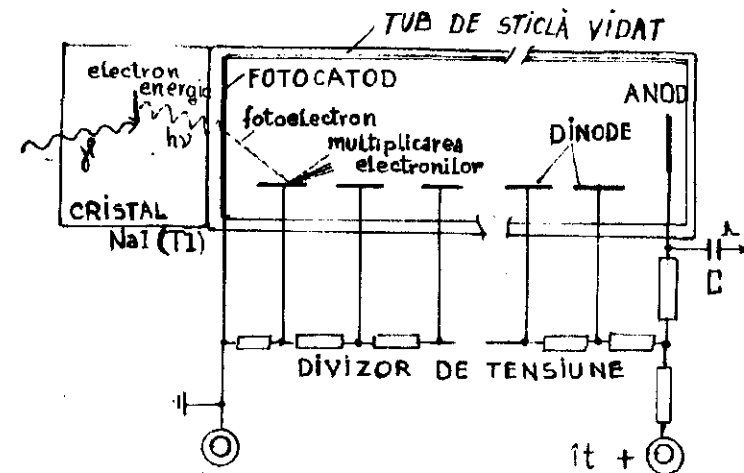


Fig.12 - Sistemul scintilator fotomultiplicator

a) Scintilatorul. Cei mai utilizați scintilatori pentru detecția radiațiilor nucleare sînt: scintilatori anorganici, cum ar fi iodurile alcaline și ZnS, cu adăsurii de impurități active; cristale organice din hidrocarburi aromate foarte pure; diverși compuși organici, dizolvați în hidrocarburi aromate lichide; compuși organici dizolvați în soluții solide de hidrocarburi aromate cu plastici.

Cristalele anorganice cele mai utilizate sînt iodurile alcaline, cum ar fi cele de NaI activate cu Tl. Cristalele de NaI(Tl) au o eficiență de conversie a energiei particulei în energie luminoasă ridicată și se pot obține cu dimensiuni relativ mari. Timpul mediu de scintilație este de ordinul a 230 nsec . Cristalele se cresc în vid și sînt ținute permanent închise pentru că sînt foarte higroscopice. Ambele tipuri de

oristale sînt folosite în special pentru detecția radiațiilor gama cîor elementele componente au Z mare. Iodura de LiI(Bu) este utilizată în detecția neutronilor lenți în reacția ${}^6\text{Li}(n, \alpha) {}^3\text{H}$.

Să expunem calitativ procesele fizice ce se petrec în cristalele ionice, de tipul NaI(Tl), la trecerea prin cristal a unei radiații ionizante. În fig.13 se prezintă zona de valență ocupată complet de electroni; zona interzisă, zona de excitare și zona de conducție.

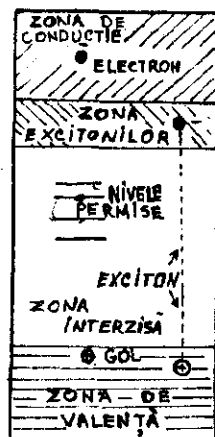


Fig.13 - Zonele energetice ale unui cristal de halogenură alcalină cu impurități activatoare.

este excitarea; electronul primește o energie suficientă pentru a ajunge în zona de excitare, dar rămîne legat de gol (excitonul). Recombinarea golurilor și electronilor din zona de conducție se petrece relativ lent, iar, la anihilarea excitonului, spectrul de emisie coincide cu spectrul de absorbție și cristalul e netransparent pentru această radiație. Captarea purtătorilor de către nivelele datorate impurităților (activatorilor) conduce la apariția fotonilor a căror energie este mult mai mică decît lărgimea zonei interzise. Spectrul acestor fotoni este în afara spectrului de absorbție. De prezența nivelelor energetice ale ionilor activatori se leagă astfel și mecanismul principal de scintilație.

În interiorul zonei interzise se află nivele discrete de energie, permise pentru electroni și care sînt determinate de stările ionilor activi (în cazul nostru Tl) și alte impurități. În halogenurile alcaline lărgimea zonei interzise este de circa 7 eV și lărgimea zonei excitate de circa 1 eV. La trecerea unei particule încercate prin cristal electronii primesc suficientă energie pentru a trece în zona de conducție.

În zona de valență rămîn goluri; fenomenul este de ionizare. Un alt proces posibil

Scintilatorii organici cei mai utilizați sînt hidrocarburile aromatice în formă cristalină pură (antracenu și stilbenul) sau hidrocarburi aromatice cu diverși dizolvanți în amestec solid sau lichid. Pentru scintilatorii organici este caracteristic un timp mediu de scintilație mai scurt ca la scintilatorii anorganici, de ordinul $10^{-8} - 10^{-9}$ sec. Conținutul mare de hidrogen al acestor cristale le face potrivite pentru detecția neutronilor.

b) Fotomultiplicatorul și acordul scintilator-fotomultiplicator

Să urmărim procesele ce se întîmplă în a doua parte a detectorului și anume în fotomultiplicator. Fotonii de lumină apăruiți în scintilator cad pe un strat metalic, numit fotocatodă din care smulg electroni prin efect fotoelectric. Sub acțiunea unui câmp electric fotoelectronii sînt îndreptați spre niște electrozi numiți dinode, unde are loc emisia secundară de electroni; electronul incident, cu energia de 100-200 eV smulge din dinodă patru sau mai mulți electroni, care se vor multiplica pe dinodele următoare ș.a.m.d. Între fotocatod, dinode și anodul ce colectează sarcina astfel multiplicată se divide o diferență de potențial care poate varia între 1000 și 2500 V. Multiplicarea sarcinii inițiale este de ordinul $10^4 - 10^8$ ori. În felul acesta se naște un puls electric care este înregistrat de electronica adecvată.

Scintilatorul este cuplat optic cu fotomultiplicatorul cu ajutorul unei unscrî anorganice. Firmele producătoare dau indicații privind diametrul fotocatodului, sensibilitatea spectrală, curentul de întineric, multiplicarea, rezoluția temporală și rezoluția amplitudinii semnalului.

De obicei catodul semitransparent este depus prin evaporare pe partea interioară a fototubului. Sensibilitatea spectrală depinde de materialul catodului și transmisia ferestrei tubului. Tipul de fotocatodă este indicat de obicei cu ajutorul literei S, urmată de un număr. De ex. : S 11 = o fotocatodă de cesiu cu antimoniu (Cs, Sb) depusă pe sticlă; lungimea de undă minimă 3500 Å.

O fotocatădă este caracterizată prin eficacitatea cuantică $\eta(\lambda)$ care se definește ca raportul dintre intensitatea curențului fotocatădului și energia fotonilor cu lungimea de undă λ ce cad în unitatea de timp pe fotocatăd. $\eta(\lambda)$ se exprimă în A/W sau electron/cuantă

$$1 \text{ A/W} = \frac{hc}{e\lambda} \frac{\text{electron}}{\text{foton}} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6}}{\lambda \text{ (m)}} \frac{\text{electron}}{\text{foton}}$$

Eficacitatea de conversie a fotocatădului C_p se leagă de intensitatea spectrală a sursei (în cazul nostru scintilatorului) prin relația

$$C_p = \frac{\int I(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) d\lambda} \quad (\text{A})$$

unde $I(\lambda)$ este intensitatea spectrală a scintilatorului.

Doi intensitatea spectrală și eficacitatea cuantică au domenii de lungimi de undă care se suprapun în cea mai mare parte, atunci eficacitatea de conversie C_p are o valoare mare și se spune că avem un acord bun scintilator-fotomultiplicator.

Observație: La o iluminare intensă sub tensiune, ionii de Cs se îndepărtează de la suprafața catodului și energia de extracție a electronilor la suprafața stratului fotosensibil crește. Fotocatădului își poate totuși recăpăta după un timp de "odihnă" sensibilitatea. De aceea este necesar ca fotomultiplicatorul să fie complet ecranat față de lumina din încăperea, în timpul cît pe al se aplică tensiunea.

Multiplicarea pe sistemul de dinode. Tensiunea U_0 aplicată pe fotomultiplicator se divide între anod și catod pe un sistem de $n=8 \div 12$ dinode. Ca rezultat al emisie secundară, pe o dinodă, fiecare electron se multiplică de δ ori. De obicei coeficientul δ crește cu diferența de potențial între două dinode, stîngînd un maxim pentru valoarea U_m . Coeficientul de multiplicare are expresia

$$M = \delta^n$$

Pentru o emisie a fotocatădului de ordinul a 10^{-9} A și pentru amplificarea obișnuită $M = 10^6$, curenții la anod ating valoarea: 1 mA; aceasta

conduce la crearea unei sarcini spațiale suficiente ca, prin capacitățile parazite să influențeze diferența de potențial între ultima dinodă și anod. De aceea, uneori se preferă ca semnalul spectrometric să fie cules de pe ultima dinodă.

Vom enumera pe scurt sursele de zgomot.

Emisia termoelectronică a fotocatădei și dinodelor este cea mai importantă sursă de zgomot. Pentru 20°C , 1 cm^2 dintr-o fotocatădă Cs-Sb, emite cam 10^5 electroni/sec., ca rezultat al termoemisie. La o suprafață de 5 cm^2 avem la ieșire circa $5 \cdot 10^5$ pulsuri/sec. cu amplitudinea de ordinul M_0/C , unde M este factorul de multiplicare și C este capacitatea de ieșire. Amplitudinea aceasta este în general foarte mică în comparație cu amplitudinea pulsurilor provocate de radiație. Deoarece emisia este întâmplătoare există o probabilitate finită ca să fie emiși mai mulți astfel de electroni. Viteza de numărare a pulsurilor de fond depinde de constanta de timp la ieșirea fotomultiplicatorului și scade rapid la amplitudini mai mari.

Fluctuațiile curențului de scurgere prin rezistența izolațiilor între anod și catod este o altă sursă de zgomot. Aceste surse de zgomot pot concura cu emisia termoelectronică, la coeficienți de multiplicare sub 10^4 .

Emisia la rece a sarcinilor din virfurile ascuțite poate fi importantă în cazul unor cîmpuri intense.

Alte surse sînt ionizarea gazelor remanente din tub și emisia β a ^{40}K , care intră în componența sticlei.

De obicei la o temperatură normală, în special datorită emisiei termoelectronică, nu pot fi detectate radiațiile cu energia sub 10 keV.

c) **Numărul de electroni** ce sînt colectați de anod este dat de relația:

$$N_c = N_p M$$

unde N este numărul de fotoni ce apar în scintilator, "p" este proba-

bilitatea ca un foton să producă un fotoelectron, care să ajungă pe prima dinodă și M este factorul de multiplicare. Dacă considerăm toți acești factori independenți rezoluția energetică este:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,36 \sqrt{\frac{\sigma_N^2}{N^2} + \frac{\sigma_D^2}{p^2} + \frac{\sigma_A^2}{M^2}}$$

O prelucrare a ultimei relații conduce la expresia:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,36 \sqrt{\frac{\sigma_p^2}{p^2} + \frac{1+p(\delta-1)}{N_p(\delta-1)}}$$

Dacă N este proporțional cu energia particulei E . Expresia (4) poate fi pusă sub forma:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{C_1 + \frac{C_2}{E}} \quad (5)$$

Dispersia σ_t pentru timpul t^m dela intrarea particulei în detector și pînă cînd semnalul la ieșirea din amplificator atinge o anumă valoare de prag V_p , depinde de mai mulți factori cum ar fi: caracterul statistic al apariției fotonilor în scintilator; împrăștierea în timp a sosirii fotonilor pe fotocatodă; împrăștierea duratei deplasării electronilor în fotomultiplicator; fluctuațiile temporale care privesc excitarea cristalului. Pentru amănunte să se consulte lucrările din bibliografie.

Detectorii discutați în acest capitol nu epuizează varietatea metodelor de detecție în fizica nucleară. Alegerea acestora este justificată de răspîndirea lor și de faptul că sînt folosiți în laboratorul de fizică nucleară la care se referă prezentul îndrumar. Dezirerea altor detectori, mai speciali, poate fi găsită în bibliografia generală indicată sau în cea dată la prezentul capitol.

Bibliografie

- 1 Gh.Cristea - Dispozitive și circuite în instalații cu izotopi radioactivi, Ed.Tehn., Buc., 1965
- 2 N.Ghiordănescu - Metode experimentale în fizica neutronilor, Universitatea București
- 3 W.I.Price - Nuclear Radiation Detection Mc Graw Hill Book Comp., New York, 1964.

50-27/DA. I 4. ELEMENTE DE ELECTRONICA NUCLEARA

4.1. Lanț electronic pentru numărarea pulsurilor.

În capitolul rezervat detecției am arătat cum energia particulelor se transformă în semnale electrice. Vom analiza în continuare numai modul cum sînt prelucrate semnalele sub formă de puls de tensiune.

Forma semnalelor (fig.1) furnizate de un sistem de detecție se caracterizează prin: t_1 - durata frontului, t_2 - timpul de revenire și U - amplitudinea impulsului

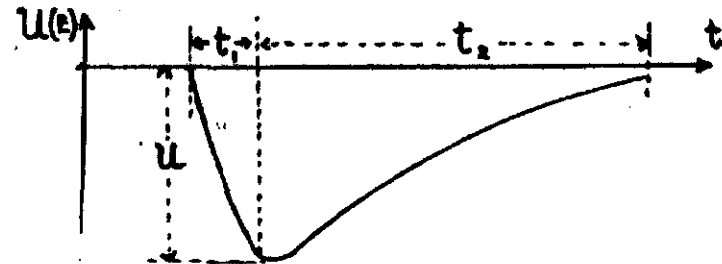


Fig.1 - Forma impulsului de tensiune $U(t)$ furnizat la detecția unei radiații.

Alte caracteristici importante sînt: rezistența detectorului R_D , capacitatea detectorului C_D și sarcina colectată Q . Mărima sarcinii Q este (exceptînd contorii Geiger-Müller) proporțională cu energia disipată de radiație în detector. Mărimile parametrilor U , R_D , t_1 și t_2 variază în limite foarte largi, depinzînd de tipul detectorului și de primul circuit de prelucrare a semnalului.

Ca exemplu vom menționa aparatura electronică pentru cea mai simplă utilizare a detectorilor de radiație și anume înregistrarea pulsurilor de către sistemul din fig.1. Semnalul detectorului este prelucrat

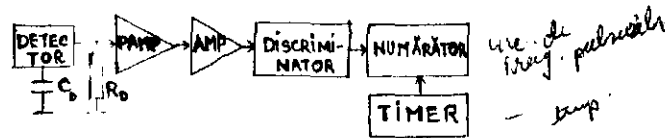


Fig.2 - Sistem de numărare a pulsurilor

de un preamplificator și un amplificator și este analizat cu ajutorul unui discriminator; înregistrarea se face cu un numărător, un circuit logic de înregistrare a pulsurilor. Detectorul poate fi destul de departe de amplificator, în câmpul de radiație; cablul care face legătura între ei atenuază amplitudinea semnalului și-i strică caracteristicile temporale. De aceea preamplificatorul se plasează imediat după detector sau este conectat direct; în felul acesta pe cablul de legătură de capacitate cât mai mică, atenuările și deformările semnalului sînt minime. Principala caracteristică a preamplificatorului este să transforme caracteristica de impedanță mare în impedanță mică (de 93 sau 50 Ω) pentru a se putea astfel utiliza cabluri de lungime necesară pînă la amplificator. Cu ajutorul preamplificatorului se obține și o anumită amplificare și o filtrare a semnalului în vederea reducerii zgomotelor și o anumită formare a semnalului.

Amplificarea principală este asigurată de amplificator; pentru circuitele tranzistorizate amplitudinea pulsului la ieșirea amplificatorului este între 0 și 10 volți, în timp ce amplitudinea la intrare poate fi de ordinul milivoltilor, sau chiar mai mică pentru camerele de ionizare sau detectorii cu semiconductori. Astfel, în acest caz, sînt necesare amplificări ale cuplului preamplificator - amplificator de ordinul 10^3 - 10^4 . Detectorii cu scintilație necesită amplificări totale mai mici de ordinul 10 - 10^2 . Tuburile G - M pot da semnale de ordinul 0,1 - 1 V,

astfel înscit în acest caz este nevoie de amplificări numai de ordinul unităților. Amplificatorul mai îndeplinește și importante funcții de filtrare pentru reducerea zgomotului și de formare a semnalului pentru operații ulterioare.

Funcția discriminatorului (numit mai precis discriminator integral), este să genereze la ieșire un semnal logic, de amplitudine și lărgime standard, dacă semnalul de la intrare depășește o anumită valoare V_p , numită prag. Aceste pulsuri sînt necesare circuitelor logice care urmează. Discriminatorul elimină astfel semnalele de joasă amplitudine ale amplificatorului, care se pot datora zgomotului electronic, sau fondului de radiație. Amplificarea și pragul de discriminare se corelează pentru fiecare experiment concret astfel încît amplitudinile minime de interes să depășească valoarea de prag V_p .

Alegerea pragului de discriminare trebuie să țină seama de două cerințe contradictorii: reducerea cât mai mult posibil a pulsurilor parazite date de zgomotul de fond și să se păstreze cât mai multe evenimente de interes.

Numărătorul este un circuit logic care înregistrează și afișează numărul de pulsuri de la ieșirea discriminatorului. Unele numărătoare pot avea un registru mecanic și un afișaj electronic. Principalele caracteristici ale unui numărător sînt numărul maxim de pulsuri pe care-l pot afișa și frecvența maximă la care pot lucra: 10 MHz, 50 MHz, etc.

Timul cât se face numărătoarea poate fi comandat de un circuit electronic special TIMER, care asigură startul și stopul numărătorului. În obicei TIMER-ul constă dintr-un numărător conectat la un oscilator de frecvență fixă.

În laboratorul de fizică nucleară astfel de sisteme de numărare sînt folosite la lucrările "Absorbția radiațiilor β ", "Retroîmprăștierea radiațiilor β " și "Determinarea timpului de înjumătățire, din analiza curbelor de dezintegrare." Aparatura electronică este modulară, construită în standardul NIM.

(Nuclear Instrument Module). Sistemul este compus dintr-un rac de alimantare, numit BIN, în care pot fi introduse module de anume dimensiuni și cu conexiunile de alimentare striot fixate. Standardizarea aceasta a fost posibilă în urma dezvoltării electronicii pe bază de circuite integrate și a fost dictată de necesitățile economice și de eficiență, aparturii nucleare. Avantajele sistemului sînt evidente: flexibilitate, în utilizarea diverselor module și posibilitatea de a le schimba în timpul experimentului; ușurința în restructurarea aparaturii; creșterea coeficientului de utilizare; ușurința schimbului între laboratoare; ușurința în mînuire; reducerea timpului de concepere și pregătire a unui experiment.

Acest standard pune o serie de condiții de compatibilitate: compatibilitatea mecanică în ceea ce privește dimensiunile, conectorii de alimentare și conectorii de semnal (BNO); alimentarea modulelor se face cu tensiuni continue; $-6V$, $+6V$, $-12V$, $+12V$, $-24V$, $+24V$; semnalele analoge sînt între $0-10V$, iar semnalele logice sînt pentru DA de la $5V$ la $12V$ și pentru NU în jurul lui zero volți.

4.2. Electronica de preluorare a semnalelor. Preamplificatori. Amplificare.

Capacitatea C_D a detectorului este de $1-10$ pF și e bine să fie cît mai mică pentru ca tensiunea $U = Q/C_D$ (1) furnizată de detector să fie cît mai mare.

Sarcina electrică Q colectată de detector fiind foarte mică (10^{-17} ÷ $10^{-12}C$) și semnalul U va fi mic, putînd fi între 10 mV și 100 mV, în funcție de detectorul utilizat și energiile radiațiilor detectate.

Preamplificatorul realizează prima amplificare a curentului și tensiunii furnizate de detector și este necesar să fie pus în imediată apropiere a detectorului pentru a nu mări capacitatea detectorului C_D și pentru ca semnalele parazite să fie cît mai mici.

Calitatea spectrelor măsurate, caracterizată prin rezoluție, liniaritatea și stabilitatea calibrării energetice și viteza maximă de detecție la care și păstrează constanți acești parametri, depinde de detectorul utilizat și de următorii parametri ai preamplificatorului și amplificatorului utilizați:

1. Liniaritatea reprezintă păstrarea constantă a coeficientului de amplificare $K = u_o/u_i$ pentru tensiuni de ieșire u_o pînă la cel puțin $10V$ (pentru ultima cascadă de amplificare).

2. Zgomotul de fond (dat de mișcarea termică a electronilor în rezistențele de la intrarea preamplificatorului să fie cît mai redus pentru a nu lărgi suplimentar rezonanțele (picurile) și pentru a putea măsura radiații de energie cît mai mică.

3. Transformarea optimă scopului experienței, a formei impulsurilor. Aceasta se realizează cu circuite simple de diferențiere sau inte-

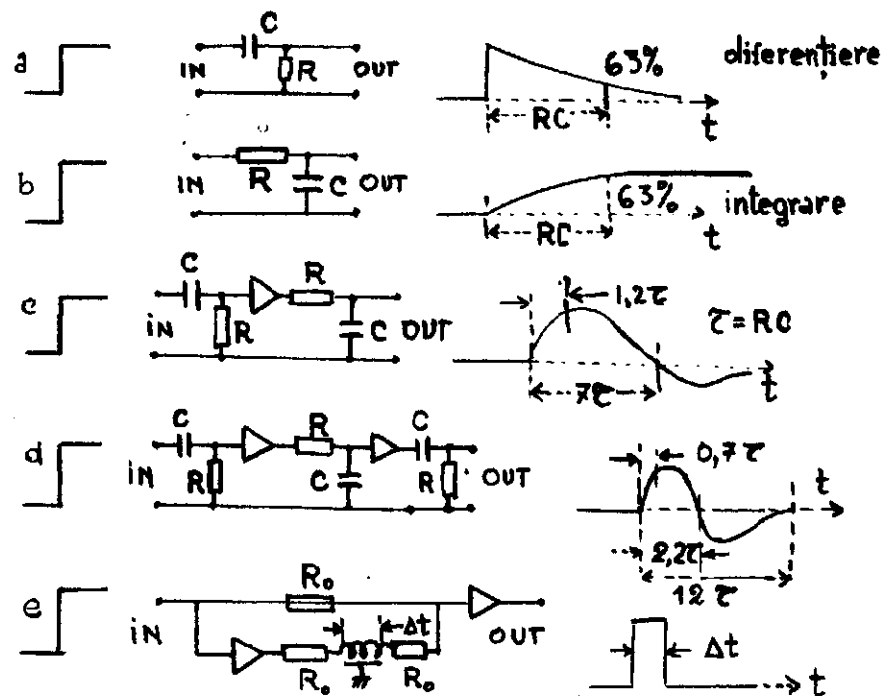


Fig. 3

grare RC fig.3a - d sau ou linii de întârziere fig.3 e care să taie cozile prea lungi ale impulsurilor și, în felul acesta, permițind viteze mărite de detecție și analiză.

În scopul îmbunătățirii rezoluției se realizează integrarea semnalului (cu un RC \gg timpul de colectare al sarcinilor) iar în vedere detectării mai exacte a momentului detecției semnalul se diferențiază. Unele amplificatoare permit reglarea acestor constante de timp de integrare sau diferențiere în vederea obținerii semnalului de formă optimă și raport semnal/zgomot cât mai bun.

Amplificatoarele posedă, deasemenea comutatoare care permit variarea coeficientului de amplificare. De obicei coeficientul se alege de așa manieră încât impulsurile corespunzătoare radiațiilor de energie maximă să furnizeze la ieșirea amplificatorului impulsuri de amplitudine nu cu mult sub nivelul maxim al posibilităților de analiză ($\sim 9V$).

Circuite de coincidență și anticoinidență.

Circuitul de coincidență furnizează un impuls la ieșire dacă, la toate intrările lui, impulsurile sosesc într-un interval de timp de o

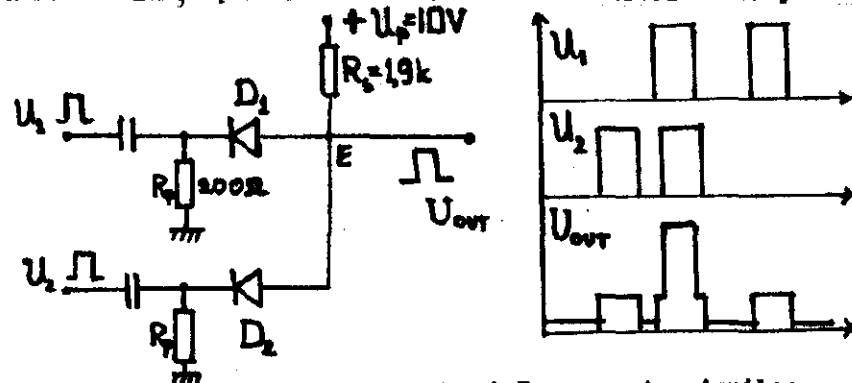


Fig.4 a) Schema de coincidență. b) Diagrama tensiunilor u_1 și u_2 de intrare și U_{ies} (V) în funcție de timp.

durată $2\tau_0$, în care τ_0 se numește timp de rezoluție. O schemă simplă de coincidențe este ilustrată în fig.4.

Pentru cazul concret ales $R_p = 200\Omega$, $R_s = 1,9 K\Omega$, $U_p = +10 V$ și $u_1 = u_2 = 10 V$; atunci când la intrări nu este aplicată nici o ten-

sione, potențialul punctului E este $U_{out} = 0,5 V$, prin faptul că amândouă diodele D_1 și D_2 conduc. Prin apariția la una din intrări a unui impuls pozitiv dioda corespunzătoare se blochează, dar continuă să conducă cealaltă diodă, iar în punctul E tensiunea crește numai cu $0,5 V$.

Prin blocarea concomitentă a diodelor D_1 și D_2 potențialul punctului E crește mult pînă la $\min \{u_1, u_2, u_p\} = 10 V$.

Sistemul de coincidență dublă se poate extinde în mod analog și pentru coincidențe multiple, cu n intrări.

Factorul de selecție φ este definit de raportul dintre amplitudinea semnalului la ieșirea din coincidență, cînd pe toate cele n căi de intrare au apărut simultan impulsuri, și amplitudinea lui, cînd semnalele de intrare au apărut numai pe (n-1) intrări.

În exemplul considerat în fig.4 factorul φ de selecție este $\varphi \approx 9,5/0,5 = 19$ iar timpul de rezoluție egal cu suma duratelor T_1 și T_2 ale impulsurilor pe cele două căi.

Eficienta coincidențelor este raportul dintre numărul de coincidențe înregistrate și numărul total care a apărut.

Schema de anticoinidență fig.5 dă un semnal pozitiv la ieșire pentru fiecare impuls pozitiv u_1 sosit la intrarea 1 exceptînd cazul în

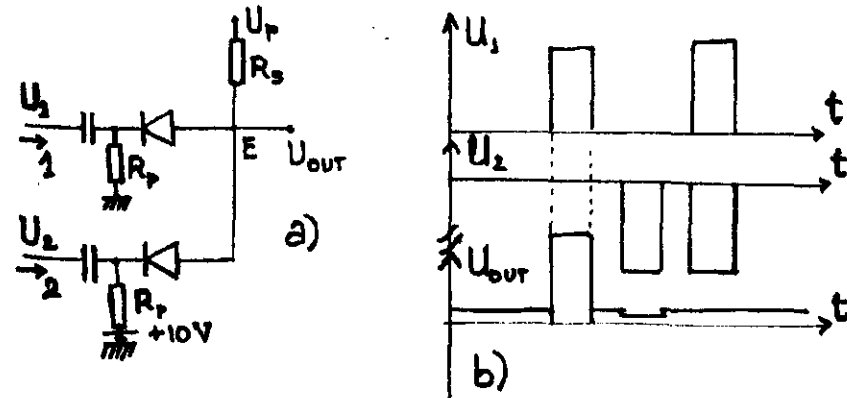


Fig.5 a) Schemă de anticoinidență. b) Diagrama tensiunilor u_1 , u_2 și u_{out} la intrările 1,2 și respectiv la ieșirea E a schemei de anticoinidență.

care, concomitent cu acesta, sosește la intrarea 2 un impuls u_2 negativ (fig.5). În absența impulsurilor la cele două intrări, dioda D_1 este deschisă iar D_2 este blocată, iar la ieșire potențialul punctului E este mic și continuă să fie mic dacă la intrările 1 și 2 sosesc concomitent câte un impuls care blochează dioda D_1 și o deblochează pe D_2 și crește mult dacă la intrarea 1 apare un impuls, în absența semnalului la intrarea de anticoincidență 2.

Circuite de coincidență cu rezoluție temporală $\tau_c > 0,1 \mu s$ se numesc coincidențe lente iar cele cu timp de rezoluție mai mic - rapide, cei mai mici timpi de rezoluție atinși fiind de ordinul 1 ns.

Discriminator integral și analizor monocanal.

Discriminatorul integral (circuit de prag) emite la ieșirea sa un impuls standard numai dacă la intrare apare un impuls ce depășește o anumită amplitudine.

În fig.6 este prezentată schema unui discriminator integral care furnizează la ieșirea sa impulsuri numai dacă amplitudinea semnalului u_s

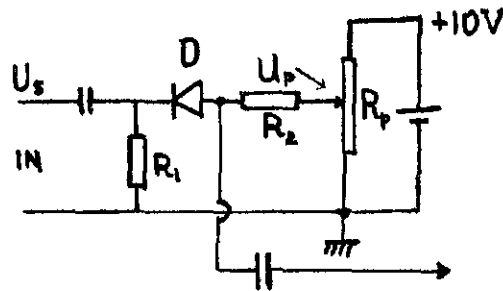


Fig.6 - Discriminator integral cu prag variabil de la 0 ÷ +10 V.

Cuplând două discriminatoare integrale cu praguri diferite într-un montaj de anticoincidență (fig.7) se realizează un analizor monocanal sau circuit discriminator diferențial. Diferența dintre pragul superior u_2 și pragul inferior u_1 se numește fereastră analizorului iar u_1 se numește pragul de discriminare.

este mai mare decât tensiunea de prag u_p care blochează dioda D.

Discriminatorile și analizoarele utilizate trebuie să satisfacă următoarele cerințe:

- Pentru fiecare impuls selectat discriminatorul va da la ieșire un impuls standard având o amplitudine și o durată fixă.

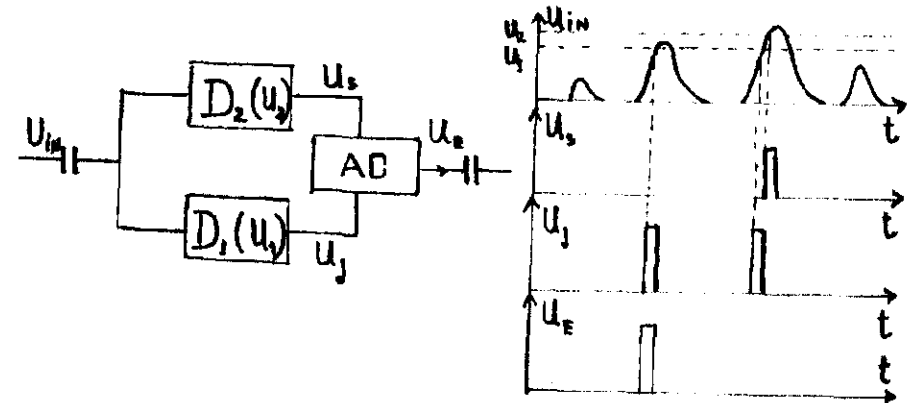


Fig.7 a) Circuit discriminator diferențial sau analizor monocanal. b) u_1 - impulsurile de intrare; u_2 - impulsurile care au trecut de pragul inferior u_1 al discriminatorului integral D_1 ; u_s - impulsurile care au trecut de pragul superior u_2 ; u_e - impulsurile de la ieșirea schemei de anticoincidență, furnizate numai de impulsuri de amplitudine cuprinse între u_1 și u_2 .

- Fixarea cu precizie a pragului de discriminare și a ferestrei și obținerea unor stabilități foarte bune a valorilor lor.
- Liniaritățile integrale și diferențiale bune în variația nivelului acestor mărimi.
- Sensibilitate corespunzătoare pentru amplitudini (energii) mici.
- Insensibilitate la variația vitezei de numărare, eliminarea fenomenelor de suprapunere a impulsurilor.
- Pragul inferior trebuie să aibă posibilitatea să fie deplasat de-a lungul unei mari game de nivele a impulsurilor de la intrare. În tot acest timp, mărimea ferestrei trebuie să rămână neschimbată.
- Lărgimea ferestrei trebuie să poată fi variată pentru a putea detecta eșantioane de energie de diferite mărimi.

4.3. Dezvoltări ale aparatului nuclear.

Sistemele electronice de prelucrare și interpretare a semnalelor detectorilor de radiație devin din ce în ce mai complexe. S-a ajuns astfel ca unele experimente complexe să fie conduse chiar de către minicalculatoare de putere medie.

Astfel aparatul nuclear servește la:

- măsurarea parametrilor particulelor ionizante: sarcina electrică, masa, viteza (energia), direcția de deplasare și momentul trecerii lor prin detector;

- stabilirea caracteristicilor fluxului sau cîmpului de radiații: densitatea superficială a fluxului $F = \Delta N / \Delta S$, intensitatea fluxului $\varphi = \Delta N / \Delta S / \Delta t$, intensitatea energetică a fluxului $J = \Delta E / \Delta S / \Delta t$;

- determinarea parametrilor de interacție a radiației cu substanța iradiată și transmiterea de energie: coeficienții liniari și masici de atenuare și absorbție, secțiunea eficace atomică de interacție, doza (de absorbție) a radiației $D = \Delta E / \Delta m$ intensitatea dozei și puterea de stopare dE/dX

- măsurarea parametrilor surselor de radiații: activitate, activitate specifică, distribuția în timp și spațiu a activității și timpul de înjumătățire $T_{1/2}$.

Electronica nucleară este intens utilizată la aplicațiile proprii tăților radiațiilor ionizante și în măsurarea mărimilor fizice, chimice și biologice.

Privind natura mărimilor fizice măsurate electronica nucleară se împarte în patru categorii:

1. Dozimetre - măsoară energia disipată de radiații.
2. Radiometre - măsoară caracteristici ale surselor și radiațiilor.
3. Spectrometre - măsoară distribuția energetică, spațială, după sarcină sau după masă a radiațiilor.
4. Aparatură universală.

Aparatură electronică este constituită din blocuri care prin caracterul prelucrării semnalelor se împart în patru grupe:

1. Blocuri de detecție.
2. Blocuri de înregistrare-memorare sau semnalare a impulsurilor de tensiune provenite în urma detecției radiației
3. Blocuri de analiză în vederea sortării informației și prelucrării ei
4. Blocuri ajutătoare (redresoare, cronometre electronice, automatizarea măsurătorilor etc.).

Pentru conceperea corectă și reușita realizării unor experiențe și măsurători fizicianul trebuie să cunoască bine parametrii caracteristici ai aparatului, electronice de care dispune. Numai printr-o profundă înțelegere a fenomenelor produse în detector și a modului în care sînt prelucrate semnalele obținute experimentatorul va putea interpreta corect rezultatele măsurătorilor și va putea să aleagă acei parametri ai aparatului și geometriei experienței care să-i permită să obțină în același timp un rezultat cu o eroare statistică mai mică, sau să obțină același rezultat într-un timp mai scurt.

În acest scop este necesar ca prospectele aparatelor să fie cu atenție studiate iar măsurarea parametrilor caracteristici să se facă în mod periodic.

Bibliografie

- 1 L.S.Gorn, V.V.Matveev, B.I. Hazanov, A.V.Sifrin - "Elemente șem iadernovo priborostroenia" Moskva, 1970.
- 2 M.Pătrușescu - "Electronica nucleară", Ed.Academiei, 1972.
- 3 J.J.Samueli et al. "Instrumentația electronică în fizica nucleară, Ed.Tehnică, București (1972).

15. DOZIMETRIE

Sub acest titlu sînt cuprinse metodele de determinare cantitativă a dozelor de radiații în zone de teren în care există sau se bănuiește că există un câmp de radiații cu scopul de a lua măsuri adecvate pentru protecția personalului care își desfășoară activitatea în zonele respective. Metodelor dozimetrice nu li se pretinde o precizie prea mare, ci în primul rînd simplitate, rapiditate și universalitate pentru diferite radiații.

5.1. Efectele biologice ale radiațiilor nucleare, mărimi, unități.

Efectul nociv al radiațiilor asupra organismului uman și, în general, asupra materiei vii este datorat în primul rînd proprietății radiațiilor de a ioniza mediul prin care trec, ionizarea fiind modul dominant de pierdere a energiei de către radiații cînd traversează mediul material. Această energie pierdută este cedată mediului în final sub formă de energie calorică și sub forma modificărilor structurale.

Materia vie este caracterizată prin existența unor molecule deosebit de mari ale căror proprietăți și funcționalitate biochimică sînt deosebit de sensibile la poziția sterică și chimică a atomilor constituenți și a învelișului electronic molecular. Un act de ionizare de trecere a unui electron pe un alt nivel în acest ansamblu, sau de smulgere a lui, provoacă mari schimbări în caracteristicile moleculei respective, schimbări care acumulate la nivelul celulei se pot traduce prin grave dereglări ale metabolismului, culminînd cu moartea celulei sau cu erori de structură și funcționare a aparatului genetic celular de tip cancerigen sau mutagen.

$$\Lambda = \frac{Md \cdot \pi^2}{K_{Md} \cdot t}$$

La nivelul întregului organism, dacă aceste efecte se acumulează peste o anumită limită, apar maladii generale sau ale unor organe separate, de la ușoare tulburări pînă la cazuri letale.

Efectul biologic al iradierii nu poate fi exprimat cantitativ, fiind definit prin schimbările organismului iradiat. De aceea o problemă esențială a dozimetriei și radioprotecției este definirea unor mărimi, măsurabile fizic, care să fie direct legate de efectul biologic. Se definesc două asemenea mărimi: doza de iradiere și expunerea. Doza de iradiere este cantitatea de energie cedată unității de masă

$$D = \frac{dW}{dm} \quad (1)$$

Se exprimă în J/kg iar unitatea în S.I. este

$$1 \text{ Gray} = 1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/Kg}$$

O unitate tolerată este rad-ul ($1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J/Kg}$)

$$1 \text{ J} = 10^2 \text{ rad} \cdot \text{kg}$$

Expunerea este definită ca sarcina electrică totală a ionilor de un semn produsă în urma iradierii, în unitatea de masă. Unitatea de măsură este röntgen-ul (R). Un röntgen fiind egal cu iradierea care produce într-un cm^3 de aer la NTP o unitate electrostatică de sarcină, ceea ce este echivalent cu

$$1 \text{ R} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg} \quad (2)$$

Efectul biologic nu se identifică cu numărul de ionizări produs în mediu, respectiv cu energia totală cedată țesutului. Datorită regenerabilității țesutului viu și caracterului dinamic al sistemului celular, funcțiunile celulei respectiv ale țesutului nu sînt afectate, dacă densitatea proceselor de ionizare nu este peste un anumit prag. De aceea mărimea care este direct legată de efectul biologic este transferul liniar de energie (TLE), $\frac{dW}{dx}$. Pentru aceeași energie totală cedată țesutului, efectul biologic este mai important pentru acele particule la care TLE este mare.

Se definește astfel mărimea denumită echivalentul de doză

$$H = Q \cdot D \quad (3)$$

unde Q este factorul de calitate al radiației. El depinde de natura și energia particulei. Valori aproximative, medii, pentru Q sînt trecute în tabelul de mai jos:

Radiația	Q
x, γ , electroni	1
n - termici	5-10
n rapizi, p	10
α	10 ÷ 20
fragmente grele	20

Echivalentul de doză se exprimă în S.I. în Sievert (SV), respectiv "rem" (unitate tolerată). Un Sievert este numeric egal cu doza absorbită într-un țesut expus la o radiație oarecare care produce acelaș efect biologic cu doza absorbită 1 J/kg determinată de raze X sau γ . Pentru definiția rem-ului doza absorbită de raze X echivalentă este de 1 rad.

Mărimile dozimetrice menționate se referă la un timp de expunere oarecare. Dacă se raportează efectul la unitatea de timp se definește: debitul dozei:

$$\delta = \frac{dD}{dt} \quad (\text{J/kg} / \text{s})$$

respectiv debitul echivalentului de doză

$$h = \frac{dH}{dt} \quad (\text{Sievert/s})$$

5.2. Calculul dozelor de iradiere

Calculul dozei de iradiere diferă în funcție de natura radiației (cu parcurs, fără parcurs) și de așezarea sursei față de obiectul iradiat (sursă externă sau internă). În laborator nu se va lucra decît cu surse externe astfel că ne vom rezuma la acest caz.

Calculul dozei implică două etape distincte: evaluarea fluxului de energie, și apoi evaluarea energiei cedate mediului, de fluxul incident.

Vom considera o sursă de activitate Λ , așezată la o distanță medie, r , de corpul iradiat. Dacă sursa emite mai multe radiații cu energiile ϵ_1 și cu ponderile s_1 , densitatea fluxului energetic

$$I = o \frac{\Lambda}{4\pi r^2} \sum_1 s_1 \epsilon_1 \quad (\text{J/cm}^2 \cdot \text{s}) \quad (3)$$

unde o este un coeficient numeric care ține cont de forma sursei (pentru surse punctuale $o = 1$). Această expresie este corectă pentru orice fel de radiații (cu parcurs sau fără parcurs). Energia disipată în corp depinde de tipul radiației.

a) Cazul radiațiilor cu parcurs (α, β). Toată energia radiațiilor incidente este absorbită într-un strat de grosime egală cu parcursul radiațiilor în țesut, R . Definind un parcurs R , energia absorbită, de un corp cu suprafața S și densitate ρ în timpul t , este:

$$\Delta W = I \cdot S \cdot t$$

iar masa

$$\Delta m = S \cdot R \cdot \rho$$

$$D = \frac{\Delta W}{\Delta m} = o \frac{\Lambda}{4\pi r^2} \frac{\sum_1 s_1 \epsilon_1}{R \rho} t$$

Definind o energie medie

$$\bar{\epsilon} = \frac{\sum_1 s_1 \epsilon_1}{s}$$

s_i - fiind factorul de schemă pentru radiația i

$$D = o \frac{\Lambda_s}{4\pi r^2} \left(\frac{\bar{\epsilon}}{R \rho} \right) t \quad (4)$$

Deoarece radiațiile cu parcurs, sînt puternic absorbite de mediul prin care trec pînă la obiect trebuie introdus un factor de corecție datorat absorbției f_a . Pentru radiația β , $f_a = e^{-\mu_a R}$, μ_a - coef. de abs. în mediul în care se găsește corpul și sursa, de obicei aer, deci

$$D = o \frac{\Lambda_s}{4\pi r^2} e^{-\mu_a R} \left(\frac{\bar{\epsilon}}{R \rho} \right) t \quad (5)$$

b) Cazul radiației fără parcurs (γ , x).

Pentru asemenea radiații interacția lor cu mediul cauzează o atenuare exponențială, $I = I_0 e^{-\mu x}$. În fig.1 este redat schematic fenomenul de absorbție. În stratul de grosime dx, are loc absorbția energiei incidente cu dI, unde

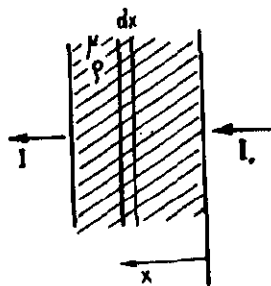


Fig.1

$$dI = -\mu I dx$$

Energia absorbită în strat în timpul t este

$$dW = \mu I t S dx$$

Deoarece masa stratului absorbant este

$$dm = S \cdot dx \cdot \rho$$

Rezultă

$$D = \frac{dW}{dm} = I \cdot \frac{\mu}{\rho} t$$

Dacă radiația incidentă are mai multe componente monocromatice, fiecare componentă este absorbită cu un coef. de atenuare μ_i , iar expresia dozei absorbite devine

$$D = c \frac{\Lambda}{4\pi r^2} e^{-\mu_a x} \sum \frac{S_i \epsilon_i \mu_i}{\rho} t \quad (6)$$

Introducând mărimi medii avem

$$D = c \frac{\Lambda}{4\pi r^2} e^{-\mu_a x} \left(\frac{\bar{\epsilon} \cdot \bar{\mu}}{\rho} \right) t \quad (J/kg) \quad (7)$$

Se obișnuiește des, pentru sursele γ să se includă mărimile caracteristice radioizotopului utilizat sub forma unei constante, k . Atunci

$$H = k \frac{\Lambda t}{r^2} \quad (8)$$

unde k se găsește calculat în tabele sau dat sub formă de grafic, fiind exprimat, de obicei $\frac{m \text{ rem} \cdot \text{cm}^2}{\text{mCi} \cdot \text{h}}$. Utilizarea acestor con-

stante ne obligă ca în (8) să exprimăm Λ ($m \text{ Ci}$), t (h), r (cm), echivalentul de doză obținându-l în m rem. Valori ale coeficienților de material necesare calculului de dozimetrie se găsesc în anexa 18.

5.3. Noțiuni de radioprotecție.

Putem trece acum la considerații privind protecția propriu-zisă. În cazurile de interes practic radiațiile pot fi emise de o sursă radioactivă localizată spațial care poate fi: solidă, lichidă, gazoasă, pulverulentă sau sub formă de aerosoli, deci efectele actinice au loc într-o regiune de spațiu relativ delimitată.

Metodele de protecție contra radiațiilor s-ar putea clasifica în două categorii: metode "active" cînd sursa radioactivă este înconjurată cu ecrane absorbante, care, reducînd mult intensitatea de radiație, emergentă asigură securitatea celor ce se află la limita exterioară a ecranelor și metode "pasive" cînd pentru a limita doza de iradiere a persoanelor care se află într-un câmp de radiații li se fixează durate limitate de lucru în spațiul respectiv, li se dau alimente și medicamente antidot, mijloace de protecție individuale, etc.

Toate metodele de protecție contra radiațiilor au ca scop limitarea dozei de iradiere la un nivel mai mic sau egal cu cele din standarde. Din cercetări medicale a reieșit că doza maximă permisă de iradiere globală a întregului organism care nu cauzează prejudicii clinice este sub 20 Rem. La iradieri între 75-150 Rem apare boala actinică cu riscul cazurilor mortale la doza superioară, iar doze mai mari de 700 Rem au efect letal. Datorită faptului că supravegherea și profilaxia organizată a iradierilor are loc numai în unitățile cu profil nuclear, dozele de iradiere maxime au fost stabilite în conformitate cu clasificarea zonelor teritoriale în trei categorii:

- zone controlate
- zone supravegheate
- zone nesupravegheate

Dozele maxime admise scad de la un tip de zonă la altul pentru evitarea oricăror riscuri. Corespunzător cu această clasificare iradierile se împart în:

- iradiere profesională
- iradiere ale persoanelor din populație
- iradierea populației

Doza maximă admisă pentru întregul organism este 5 Rem/an sau 100 m Rem/săpt. pentru iradiere profesională, 0,5 Rem/an pentru iradiere ale persoanelor din populație neprofesională și 2 Rem în 30 ani pentru iradierea populației.

Datorită efectului cumulativ al iradierii, normele prevăd că o persoană care la o singură iradiere a acumulat toată doza permisă, să zicem într-un an, nu mai are voie să suporte o altă iradiere în acel an. Iradierea accidentală cumulată maximă admisă este de 25 Rem.

Datorită efectelor genetice, pentru femeile gravide, dozele admise sînt mai mici față de cele arătate mai sus.

Deoarece nu toate părțile organismului sînt la fel de rezistente la iradiere s-au stabilit doze maxime pentru diferite organe și părți ale organismului utilizabile în cazurile cînd radiația nu atinge întregul organism, ci doar porțiuni din el. Vom arăta cîteva din aceste norme pentru iradiere profesională:

- pentru organe izolate exceptînd cristalinul și gonadele doza este 15 Rem/an;
- pentru oase, tiroidă, pielea întregului organism cu excepția extremităților - 30 Rem/an;
- pentru mîini, antebrațe, picioare și glezne - 75 Rem/an.

Sînt cazuri cînd oamenii intră în contact direct cu substanțe radioactive de exemplu, la prepararea de surse radioactive se manipulează soluții și pulberi care întîmplător pot ajunge să fie ingerate de oameni prin apa de băut sau alimente, sau inhalate odată cu aerul. În aceste cazuri unele substanțe ce conțin elemente radioactive pot fi asimilate de organism iar elementul radioactiv poate intra în circuitul metabolic. În aceste cazuri însăși sursa radioactivă se află în organism și singura protecție posibilă este folosirea de substanțe care elimină sau insolubilizează elementul respectiv.

Pentru a exclude astfel de cazuri, normele de protecție admit concentrații limită ale acestor substanțe în apă și aer. În calculul acestor limite trebuie luat în considerare încă un factor. Elementele respective odată intrate în organism sînt absorbite selectiv de anumite țesuturi și organe în dependență de funcționalitatea acestora în organism, astfel că poate apărea situația ca un anumit element cu toate că este cantitativ sub limita admisă pentru întregul organism, concentrația sa într-un anumit organ să fie suficient de ridicată pentru ca doza de radiație permisă pentru organul respectiv să fie depășită. Astfel de organe care concentrează preferențial un anumit element se numesc organe critice. Se poate da ca exemplu glanda tiroidă pentru iod sau sistemul osos pentru stronțiu, care este un omolog chimic al calciului.

5.4. Calculul elementelor de protecție

Aceste elemente sînt fie obstacole care împiedică o apropiere prea mare de sursă, fie ecrane absorbante așezate în jurul sursei. Ideea de bază este realizarea unei protecții suficiente pentru ca dozele primite de personalul care se află la distanța prevăzută de sursă sau față de elementul de protecție să nu depășească dozele maxime permise. În calcul se are în vedere gradul de utilizare al obiectului ecranat, frecvența posibilă de staționare în apropierea sa, etc.

Astfel, doza de calcul a elementelor de protecție poate fi:

- doza maximă permisă la distanța x de sursă;
- doza maximă permisă la limita exterioară a elementului de protecție;
- doza maximă permisă la distanța x de la limita exterioară a elementului de protecție.

Distanța x este precizată de arhitectura construcției, norma privind lucrul cu surse de radiații sau structura constructivă a unor instalații.

Pentru elemente de protecție în zone cu iradiere profesională echivalentul de doză utilizat în calcule este

$$h_{\max} = \frac{100}{E_r}$$

unde h_{max} este debitul echivalentului de doză în mRem/h la distanța r iar t_x este timpul de lucru (staționare) săptăminal în ore la distanța r . Pentru expunerea persoanelor din populație

$$h_{max} = \frac{I_0}{t_x} \quad (10)$$

Grosimea " x " a ecranului (sau a containerului) se calculează atunci, folosind relațiile (6), (7)

$$h(r, x) = \frac{\Lambda_S}{4\pi r^2} \left(\frac{\bar{E}_M}{\rho} \right) e^{-\mu_a x} e^{-\mu x} = h_{max} \quad (11)$$

unde h_{max} este echivalentul de doză admis, calculabil cu formula (9) sau (10). În această expresie μ este coeficientul de atenuare a radiației x sau γ în materialul greu din care este făcut ecranul.

Atenuarea introdusă de ecran este:

$$\frac{h(r, x)}{h(r, 0)} = \frac{h_{max}}{h(r, 0)} = e^{-\mu x} = e^{-\frac{x \ln 2}{d_{1/2}}} \quad (12)$$

unde $d_{1/2}$ este grosimea de înjumătățire.

Pentru ecrane (containere) groase doza de iradiere nu se mai calculează cu formulele (6)-(8), deoarece, datorită împrăștiilor crește fluxul de particule în punctul de iradiat față de mărimea calculată. Acest factor supraunitar se numește factor de acumulare (build-up) și se notează cu $B(x, \mu)$ (vezi anexa 18. Avem atunci

$$h(r, x) = \frac{\Lambda_S}{4\pi r^2} \left(\frac{\bar{E}_M}{\rho} \right) e^{-\mu_a x} B(x, \mu) e^{-\mu x} = h_{max} \quad (13)$$

Factorul de acumulare poate fi calculat doar aproximativ, fiind exprimat prin relații semiempirice. Desutilizată este expresia

$$B(x, \mu) = 1 + \mu x \quad (\text{respectiv pentru Pb } 1 + \frac{1}{2} \mu x) \quad (14)$$

Există două posibilități de limitare a unei grosimi prea mari de absorbant la surse puternice; pentru a împiedica un cost și o greutate prea mare a protecției. Se poate amplasa în jurul sursei un ecran voluminos dar ușor, slab absorbant, cu rolul de a împiedica apropierea

prea mare de sursă, astfel ca la suprafața lui, chiar cu o grosime mai mică de absorbant să se realizeze limita permisă de iradiere. A doua cale, când nu se poate folosi prima, constă în limitarea timpului de lucru la instalația propriu-zisă a unui om anume, prin organizarea lucrului în echipă, cu o rotație corespunzătoare.

În cazul construcțiilor și pereții pot îndeplini rol de protecție, mai ales când se folosesc betoane speciale grele. În acest caz, în calculul grosimilor pereților și al timpilor de staționare în diferite locuri din clădire se adoptă coeficienți de siguranță (K) și solicitare (G). Coeficientul de siguranță caută să înlăture riscurile datorate neomogenității materialelor de construcție care nu au peste tot și totdeauna caracteristicile din proiect și posibilitățile de deteriorare în timpul exploatării care pot modifica aceste caracteristici. Coeficientul de solicitare dă o valoare medie a timpului de lucru, circulație sau staționare în diferite spații. Astfel, laboratoarele, camerele de lucru, etc. au solicitare permanentă, culoarele, scuzele, WC-urile au utilizare rară, iar scările, magazii, etc. au utilizare foarte rară.

În acest mod, expresia dozei de calcul devine

$$\delta_x = \frac{CD(x)}{Kt_x} \quad (15)$$

5.6. Luorul cu debitmetrul de radiații

Debitmetrul DOZIPORT RD-537 este destinat măsurării debitului dozei de radiații, avînd ca element sensibil la acțiunea radiațiilor un contor Geiger-Müller. El este util pentru o gamă largă de activități implicate de utilizarea radiațiilor ionizante:

- supravegherea oămpurilor de radiații
- măsurători rapide și nepretențioase ale debitului dozei
- localizarea surselor de radiații
- depistarea contaminărilor
- realizarea de hărți cu curbe de debit egal al dozei în incinta unităților nucleare, etc.

5.6.a. Principiul de funcționare și descrierea aparatului

Pulsurile produse de detectorul Geiger-Müller, sînt amplificate și trecute printr-un formator la ieșirea căruia se obțin pulsuri de formă standard a căror frecvență este proporțională cu intensitatea fasciculului de radiații incident pe detector; aceste pulsuri trec apoi printr-un circuit de integrare; tensiunea la ieșirea acestuia este proporțională cu sarcina tuturor pulsurilor sosite pe un interval de timp de ordinul constantei de timp a circuitului de integrare. Deci în ultimă instanță tensiunea de ieșire este proporțională cu intensitatea medie a fasciculului de radiații incident pe detector în intervalul de timp al constantei circuitului. Pentru intensități mici este convenabil de mărit timpul de integrare, pentru a media fluctuațiile. La aparatul DOZIPORT timpul de integrare se poate varia între 1,5 sec. și 10 sec.

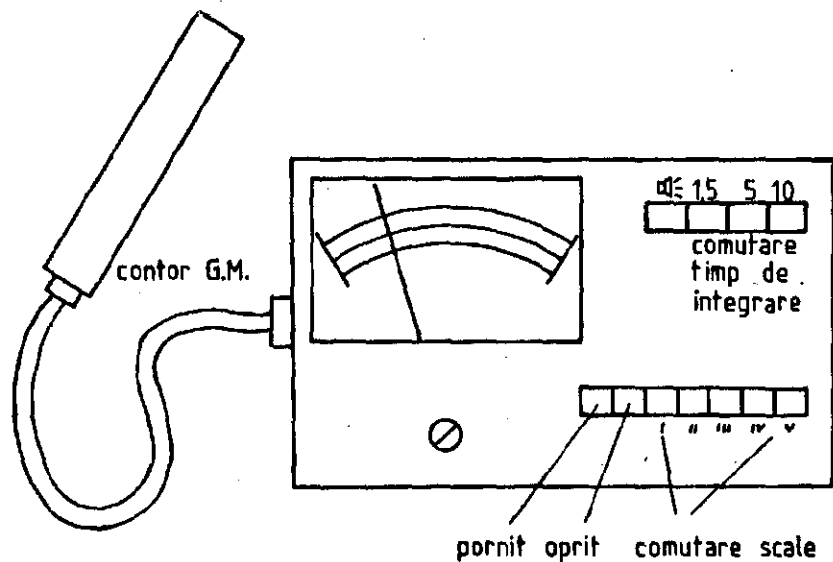


Fig.2

Tensiunea integrată este măsurată de un voltmetru gradat în unități ale debitului echivalentului dozei (mRem/h). Aparatul (fig.2) are 4 scale de măsură a debitului dozei, de la zero pînă la valorile maxime de 0,3; 2; 10 și 50 mRem/h.

Pentru o sursă de activitate Λ cu emisie izotropă la distanța x de ea ($x \gg$ ca dimensiunile sursei) intensitatea fluxului particulelor este

$$J = \frac{\Lambda}{4\pi x^2}$$

Dacă secțiunea transversală a volumului activ al detectorului are aria a iar eficiența medie pe această arie este ξ , viteza de numărare este $R = \xi \cdot aJ$.

Deoarece fiecare puls din cele R va încărca condensatorul din circuitul de integrare cu sarcina q , dacă considerăm că rezistența din circuitul de integrare are valoarea r , la ieșirea acestuia tensiunea finală este $U_e = rqR$.

Pe de altă parte între J și debitul dozei de ioni există relația

$$\frac{dD}{dt} = j = \frac{\Lambda}{4\pi x^2} \cdot E \cdot \left(\frac{M}{\rho}\right)_{\text{aer}} \quad \text{unde } E = \sum_{i=1}^n S_i \cdot i$$

$$\text{deci } J = \frac{j}{E \cdot \left(\frac{M}{\rho}\right)_{\text{aer}}} \quad \text{și } U_e = rq \cdot j \cdot a \cdot \frac{1}{E \cdot \left(\frac{M}{\rho}\right)_{\text{aer}}}$$

Prin urmare $U_e \sim j$. Cum coeficientul de proporționalitate variază cu energia razelor γ înregistrate, la măsurarea radiațiilor γ de energii sensibil diferite, debitmetrul trebuie recalibrat. Aceasta este una din cauzele care limitează precizia de funcționare a debitmetrelor de acest tip.

5.6.b. Descrierea aparatului.

Debitmetrul Doziport RD-537 este un aparat portabil (are o greutate mică și alimentarea la baterie). Contorul Geiger-Müller, montat într-o carcasă metalică de protecție este legat de aparat cu un cablu flexibil. Pe lângă clapeta de conectare-deconectare a alimentării și de schimbare a domeniilor de măsurare, aparatul mai are trei clape pentru fixarea constantei de integrare a pulsurilor, la valorile de 1,5 dec. 5 sec și 10 sec. și o clapă a cărei apăsare conectează la ieșirea for-

matorului de pulsuri un difuzor care dă un semnal sonor la fiecare puls înregistrat, pentru o utilizare mai comodă a aparatului. Aparatul este etalonat în mrem/h.

5.6.c. Etalonarea debitmetrului

Se reprezintă grafic variația debitului dozei în funcție de distanța dintre sursă și detectorul debitmetrului, folosind pe de o parte formula de calcul a dozei și pe de altă parte valorile măsurate de aparat.

Se folosește o sursă de ^{60}Co de activitate cunoscută.

Se fac măsurători pentru mai multe distanțe și se acoperă valorile ocolite sau cele măsurate.

Cele mai importante din cauzele care duc la imprecizia de etalonare a debitmetrului sînt:

a) În cazul real, cînd atât sursa cît și detectorul nu sînt punctiforme, legea de scădere a intensității incidente pe detectori cu pătratul distanței nu este exactă.

b) Datorită prezenței unor obiecte străine în jurul ansamblului sursă-detector (suportii ai sursei și detectorului, pereți, colimatoarea etc) apare un plus de raze γ împrăștiate de acesta, care denaturează rezultatele măsurătorilor.

Pentru micșorarea la maximum a acestor efecte se recomandă ca:

- suportii să fie cît mai mici posibil
- distanța dintre sursă și detector să fie mai mică decît distanța minimă față de alte obiecte, măsurate de la sursă sau de la detector.

- distanța minimă între centrele geometrice ale sursei și detectorului, atînsă în decursul măsurătorilor, să fie de cel puțin 2 ori mai mare decît cea mai mare dimensiune lineară a sursei sau a detectorului

5.7. Probleme

1. Se dă o sursă radioactivă de dimensiuni mici de ^{60}Co de 20 Curie. Se cere realizarea unui container sferic cu sursa în centru, astfel ca la pereții containerului debitul de radiație să fie de 10^4 ori mai mic decît în lipsa containerului.

Containerul este format din două straturi sferice concentrice, primul de plumb cu o rază interioară de 10 cm, iar al doilea de fier peste primul. Să se determine grosimile optime ale celor două straturi astfel ca prețul de cost al containerului să fie minim, știind că: densitățile plumbului și fierului sînt respectiv 11,3 și 7,8 g/cm³, coeficienții de absorbție sînt 0,8 și 0,45 cm⁻¹, iar prețurile per kg sînt respectiv 10 și 20 de bani. Se presupune că energia medie eliberată la dezintegrare este de 1,25 MeV. Să se determine economiile la prețul de cost în procente față de cazurile cînd containerul ar fi fost, pentru aceeași atenuare, numai din Fe sau numai din Pb. Să se calculeze numărul mediu de ore permise pe săptămînă pentru staționarea lîngă container, ținînd cont de normele de protecție contra radiațiilor corespunzătoare iradierilor profesionale, luînd coeficientul de absorbție masic al organismului uman de 0,06 cm²/g.

2. Iradierea naturală produsă de razele cosmice și de substanțele radioactive naturale din mediul înconjurător corespunde unei doze de debit medii de 0,5 mrem/zi. Care este debitul acestei doze pe oră? Care este echivalentul de doză pentru un an respectiv 30 ani?

Bibliografie

1. M. Onoescu - Fizica protecției contra radiațiilor, Ed. Academiei R.P.R., București, 1958
Preprint ICEFIZ (1981)
2. Norme republicane de radioprotecție - 1976 - CSEN
3. Regimul de lucru cu surse de radiații nucleare - 1976 - CSEN
4. G. Hime, G. Brownell, Radiation Dosimetry, Academic Press, New York, 1956
5. E. Gașpar, D. Serban - Elemente de radioprotecție, Ed. Tehnică, București, 1976.

DON

10.11.81

9.11.81

77

16. REGULAMENTUL DE LUCRU IN LABORATORUL DE F I Z I C A N U C L E A R A

6.1. Regulamentul general.

1. In timpul lucrului cu substanțe radioactive, aparatele cu substanțe radioactive trebuie să fie inconjurate cu un ecran protector, astfel încât doza de radiații primită de experimentatorul din spatele ecranului în cursul unei zile de lucru să nu depășească doza permisă. Pentru calculele ecranului necesar folosiți partea introductivă 5 și Anexa 18.
2. Radioactivitatea limită a aerului trebuie să depășească 10^{-11} Ci/l.
3. Timpul de ședere în apropierea preparatelor radioactive ecranate sau nu, de intensitate mare sau mică trebuie redus la minim. Înainte de a lucra în preajma surselor radioactive din laborator cereți informații privind activitatea acestora. Respectați liniile de avertizare din depozitul de surse.
4. În laborator se vor aduce surse radioactive care sînt de necesitate imediată. Odată terminate determinările, sursele se vor introduce în containerul de Pb din laborator sau vor fi transportate în depozit.
5. Lucrul cu substanțe radioactive deschise trebuie efectuat în halat, bonetă și mănuși de cauciuc și în condiții de ventilație optimă sub nișă.
6. Spălarea halatelor se face într-un loc special destinat acestui scop.
7. Pentru protecția corpului de radiații β se recomandă așezarea între experimentator și sursa de radiații a unui ecran de sticlă sau plexiglas.
8. Operațiile în care este posibilă împrăștierea substanțelor radioactive în aer, ca fierberea, evaporarea, calcinarea, uscarea etc., se execută obligatoriu sub nișă.

9. În cursul lucrului cu izotopi radioactivi trebuie folosite instrumente pentru manipulare la distanță (clești, spatule, pensete) a căror lungime va depinde de natura radiației și a preparatelor.
 10. Umplerea pipetelor prin absorbția soluției pe gură este interzisă. În acest scop se folosesc seringi, pere de cauciuc. Stropitorul trebuie prevăzut cu o pară de cauciuc.
 11. Pentru a evita împrăștierea soluțiilor radioactive, lucrul cu substanțe radioactive trebuie efectuat în cuve.
 12. Este interzis: fumatul, păstrarea și consumarea alimentelor în laborator.
 13. Este obligatoriu: controlul impurităților de pe suprafața de lucru a meselor, nișelor, aparatelor, de pe hainele de protecție și de pe mîini. În caz de contaminare, acestea trebuie decontaminate imediat.
 14. Este interzis lucrul în laborator, cu pielea de pe mîini sau față rînită. În cazul rînirii în timpul lucrului, rana trebuie bine spălată cu apă.
 15. Izotopii radioactivi se păstrează în containere.
 16. Toate operațiile efectuate pentru transformarea sau consumul izotopilor radioactivi trebuie înscrise în caietul de lucru.
 17. Deșeurile radioactive trebuie adunate într-un vas special.
 18. Deșeurile care conțin izotopi radioactivi de viață scurtă, cu activitate mai mică de 10^{-7} Ci/l pot fi aruncate în chiuvetă. Deșeurile care conțin izotopi radioactivi de viață lungă se trec în combinații insolubile și se păstrează în locuri special destinate păstrării lor.
- ### 6.2. Menținerea ordinii și curăteniei în laboratorul de preparat surse radioactive.

Cei ce lucrează în laborator sînt obligați să respecte regulamentul de lucru în scopul de a exclude posibilitatea contaminării laboratorului cu substanțe radioactive.

Experimentatorii trebuie să mențină o ordine exemplară în laborator, pentru a evita accidentele.

Aparatura și vasele care conțin substanțe radioactive trebuie să așezate pe tăvi, pentru ca în caz de avarii, toată cantitatea de substanță radioactivă să cadă pe tavă.

Suprafețele meselor, nișelor, dușumelelor și pereților vor fi controlate în mod sistematic cu dozimetre pentru a se detecta eventualele impurități radioactive rămase. În cazul prezenței acestora, ele se vor înlătura prin spălare cu apă fierbinte și cu lichide care dizolvă ușor combinația chimică cu care s-a lucrat sau care pot înlătura izotopul radioactiv.

Aparatura și utilajul cu care se efectuează lucrări cu substanțe radioactive nu trebuie amestecate cu cele folosite la lucrări obișnuite. Acest utilaj trebuie spălat cu deosebită grijă, preferabil cu acizi. Nu este permisă transportarea aparaturii contaminate dintr-un laborator în altul sau în atelierul de reparații. Repararea aparatelor este permisă numai în cazul când verificarea cu dozimetrul nu indică impurități radioactive.

6.2.1. Curățenia laboratorului

În cursul lucrului cu substanțe radioactive se poate produce contaminarea cu substanțe radioactive a dușumelelor, pereților, suprafețelor de lucru ale meselor și ale diferitelor aparate. De pe aceste obiecte substanțele radioactive pot ajunge pe mâini și îmbrăcămintea, pe alte părți ale corpului și în gură. Odată cu praful din laborator substanțele radioactive pot pătrunde chiar în plămâni sau în tubul digestiv. Contaminarea laboratorului cu substanțe radioactive va duce la iradierea corpului omensc în mod necontrolat atât din exterior cât și din interior, lucru dăunător organismului. Pentru a evita contaminarea laboratorului cu substanțe radioactive, trebuie păstrată o curățenie exemplară. Nu este permisă existența prafului în laborator. Sistemul de ventilație trebuie să funcționeze perfect. Se va face zilnic curățenie în laborator. O dată pe lună pereții și mobilierul vor fi spălați cu apă fierbinte cu substanțe sau soluții speciale.

6.2.2. Îmbrăcămintea.

Înainte de începerea lucrului cu izotopi radioactivi, se îmbracă hainele de protecție. Când se lucrează cu activități mici de ordinul 1 mCi , este suficient un halat și o bonetă. Se recomandă papuci. Când se lucrează cu activități mai mari se pune un șorț de plastic, iar brațele se acoperă cu manșete de plastic. Dacă se lucrează cu preparate desoperite trebuie să se îmbrace mănuși de cauciuc.

Îmbrăcămintea se verifică periodic în privința contaminării. Spălarea halatului și a bonetei se face separat de celelalte haine, într-un loc special destinat acestui scop.

6.3. Modul de lucru.

Toate operațiile cu substanțe radioactive trebuie gândite în prealabil. Trebuie să se controleze aparatele atât în privința unei bune funcționări, cât și în ceea ce privește prezența impurităților radioactive, care ar putea denatura rezultatele.

În timpul lucrului cu substanțe radioactive și la prepararea surselor trebuie să se țină seama de posibilitatea iradierii mâinilor și a ochilor precum și posibilitatea contaminării aparatelor cu substanțe radioactive de pe mănuși. De aceea, în cursul lucrului, preparatele radioactive se vor lua numai cu penseta, iar curățenia mâinilor se verifică cu dozimetrul. După terminarea lucrului, substanțele radioactive se pun la loc, iar vasele și aparatura folosită se spală și se verifică dacă nu sînt contaminate.

În cazul contaminării, impuritățile trebuie înlăturate prin spălare. Măinile se spală în mănuși, se verifică curățenia mănușilor, se scot mănușile, îmbrăcămintea de protecție și, după o verificare a mâinilor și îmbrăcămintei se iese din laborator.

6.3.1. Operații cu substanțe radioactive.

Substanțele radioactive se transportă în containere. Pereții containerului trebuie să aibă grosimea care să asigure protecția suficientă față de radiații. Pentru scoaterea preparatului radioactiv din

container, containerul se așază pe dușumea, alături de el se așază un pahar metalic cu vată pe fund. Se scoate fiola cu substanță radioactivă

și se introduce în vasul pregătit care se așază în spatele ecranului protector. Locul de muncă pentru prelucrarea materialului trebuie pregătit în prealabil. Luarea cantității necesare de lichid se face cu o pipetă gradată, atașată la o seringă cu pară de cauciuc. Prelucrarea materialului radioactiv se face în nișă, pe niște

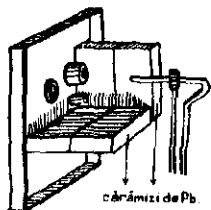


Fig.1. Luarea probei cuve. (Fig.1)

Evaporarea soluțiilor cu substanțe radioactive, se face în nișă. În acest caz trebuie luate măsuri de precauție pentru a evita vărsarea și stropirea cu soluție. Volumele mari de soluție se evaporă pe baia de apă. Cantități mici se evaporă la lampa de infraroșu (Fig.2).

Uscarea și calcinarea substanțelor radioactive. În afară de metodele comune de uscare a precipitațiilor substanțelor radioactive în etuvă sau exicator, se folosește uscarea la lampa de infraroșu. La uscare

trebuie să se procedeze cu grijă pentru ca substanța radioactivă să nu se pulverizeze și să nu contamineze. Toate operațiile se efectuează sub nișă. Pregătirea probei pentru măsurători. Pentru măsurarea activității substanțelor radioactive, acestea se trec în stare lichidă sau solidă. Există mai multe metode simple de obținere a unor preparate solide:

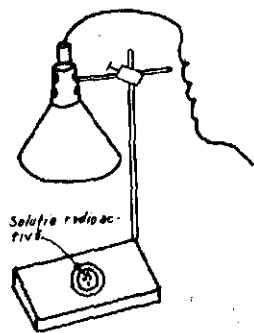


Fig.2 - Evaporarea unei soluții radioactive cu lampa de infraroșu.

- 1) Evaporarea soluțiilor pe un filtru de hirtie de dimensiuni standard sau tăvițe speciale.
- 2) Filtrarea pe hirtie de filtru cu ajutorul unei pîlni Böhmer.
- 3) Trecerea suspensiei într-un pîhărel demontabil de unde solventul se elimină prin evaporare, iar substanța radioactivă se depune pe o foiță metalică.

4) Depunerea electrolitică.

Pentru prepararea unor surse destinate măsurătorilor spectrometrice sau măsurătorilor absolute de activitate se folosesc metode speciale de preparare a surselor.

Deșeurii radioactive. În urma lucrărilor cu substanțe radioactive, în laborator se acumulează combinații solide și soluții radioactive care trebuie evacuate. Aceste deșeurii se colectează în vase speciale. Îndepărtarea lor se face cât mai des posibil, trecîndu-se în rezerve care se găsesc într-un loc special destinat acestora.

Protecția mîinilor împotriva contaminării. Lucrul cu preparate radioactive desohise se efectuează cu mînuși. Trebuie cunoscută folosirea corectă a mînușilor, deci îmbrăcarea și dezbrăcarea lor. De această operație depinde puritatea mîinilor și securitatea lucrului cu izotopi radioactivi.

Cum se îmbracă mînușa: Partea interioară a mînușei trebuie apăsată cu mîna goală, iar cea exterioară cu mîna îmbrăcată în mînușă. Înainte de îmbrăcarea mînușilor, mîinile se pudrează cu talc. Cînd ambele mînuși sînt îmbrăcate, se îndreaptă manșetele și se întinde mînușa pe degete. Mînușile îmbrăcate se spală pe mîini pentru a elimina impuritățile, se îndoaie manșeta pînă la încheietura mîinii. Se scot degetele din mînușă, se scoate mînușa și se întoarce pe față.

A doua mînușă se apasă cu degetele în interior, se scoate și după ce se usuă, se întoarce pe față. Se trece prin mînuși un curent de aer comprimat, se pudrează cu talc. Se învelesc în pînză și se păstrează în cutie. Mînușile rupte se aruncă.

LUCRARI PRACTICE

PARTEA I-a

1. DETECTAREA RADIATIEI α CU AJUTORUL EMULSIILOR NUCLEARE1.1. Principiul lucrării.1.1. a) Emulsia nucleară ca detector de radiații ionizante.

Metoda înregistrării radiațiilor cu ajutorul emulsiilor are multe utilizări în fizica nucleară.

Toate radiațiile ionizante impresionează emulsia fotografică la sfârșitul lungii traiectorii în urma dezvoltării grăunțe de argint metalic care se pot observa la microscop sub forma de granule negre înălțuite. Numărul de granule pe unitatea de parcurs este proporțional cu pierderea de energie prin ionizare a particulei.

Parcursul până la oprire al particulei în emulsie depinde de energia cinetică a acesteia, de sarcina și masa particulei. Viteza particulei (care se poate măsura prin densitatea de granule) pe unitatea de parcurs și energia cinetică a particulei (care se măsoară prin parcursul restant în emulsie) permit determinarea masei particulei, deci identificarea ei.

În măsurătorile de energie ale particulelor în emulsie o mărime importantă este rezoluția energetică. Aceasta este legată de energia minimă pe care o pierde o particulă pentru a produce o granulă de argint dezvoltabilă. Rezoluția energetică a emulsiei este destul de redusă, energia minimă pentru producerea unei granule fiind 0,2 KeV.

În funcție de particulele ce se înregistrează, emulsia este de diferite tipuri: pentru înregistrarea particulelor relativiste, pierdere

de energie, pe unitatea de parcurs fiind mică, se utilizează emulsii de sensibilitate ridicată și cu conținut mare de bromură de argint. Pentru înregistrarea particulelor puternic ionizante sunt necesare emulsii cu sensibilitate mai mică. Sensibilitatea emulsiei este legată nu numai de conținutul în bromură de argint al emulsiei ci și de dimensiunea microcristalelor; sensibilitatea maximă se obține pentru cristale de bromură de argint de 0,4 μ . Pentru micșorarea sensibilității, atunci când se urmărește să se detecteze numai particulele puternic ionizante, se micșorează dimensiunile cristalelor la 0,1 μ .

Conținutul emulsiilor utilizate pentru înregistrarea urmelor particulelor încărcate este dat în Tabelul I.

Cantitatea de apă conținută în emulsie depinde de condițiile atmosferice. Emulsiile utilizate au în general grosimea de 200 μ . În cazuri speciale se pot prepara emulsii cu grosimea de 400-600 μ .

1.1. b) Măsurarea diferitelor caracteristici ale particulelor în emulsie.

Densitatea de granule în emulsie după dezvoltare este proporțională cu pierderea de energie prin ionizare a particulei.

Pierderea de energie pe unitatea de parcurs este dată de relația:

$$(1) \quad -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2 N}{mv^2} \left\{ Z \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right] - C_K \right\}$$

în care:

e - este sarcina electronului,

ze - este sarcina particulei incidente,

v - este viteza particulei incidente ($\beta = \frac{v}{c}$),

N - este numărul de atomi pe cm^3 de emulsie,

Z, I sînt numărul atomic mediu și potențialul mediu de ionizare a acestor atomi,

m - este masa electronului,

C_K - este un factor de corecție care este necesar numai în ca-

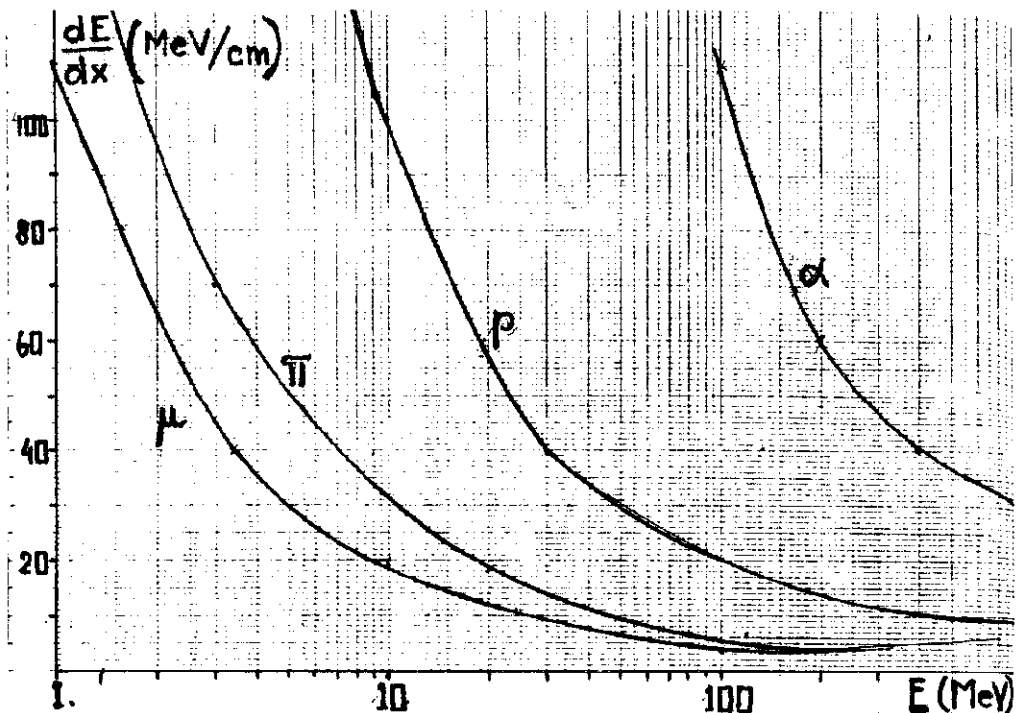


Fig. 1 - Pierderea de energie pe unitatea de parcurs in emulsie.

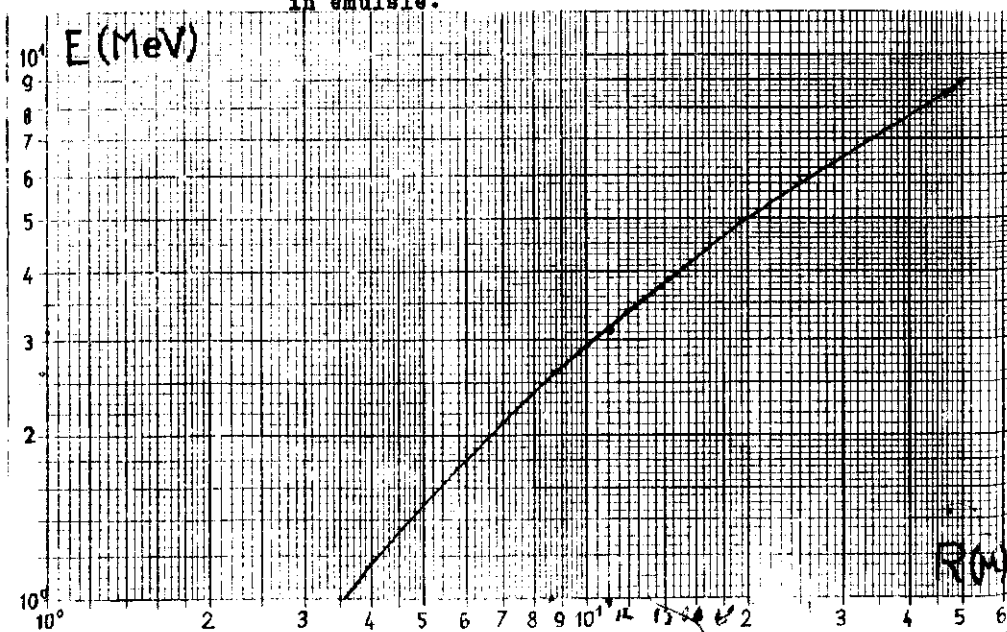


Fig. 2 - Parcursul particulelor α in emulsii nucleare.

sul in care viteza particulei este comparabilă cu viteza electronilor pe pătura K a atomilor mediului. Pentru viteze pînă la $5 \cdot 10^9$ cm/sec., corecția relativistă dată de termenul în β^2 este mică și se poate neglija (mărimile din formula 1 sînt exprimate in sistemul CGS electrostatic).

Fig. 1 dă pierderea de energie (MeV/cm) pentru diferite particule in emulsie in funcție de energia cinetică a particulelor (MeV). Se observă că pentru energii suficient de mari (~ 1 GeV) particulele nu mai pot fi distinse după numărul de granule pe unitatea de parcurs decît dacă au sarcini diferite (de ex. particula α pierde pe unitatea de parcurs la minimum de ionizare de patru ori mai multă energie decît un proton).

Pentru a utiliza curbele $\frac{dE}{dx}$ din fig. 1, pentru a distinge particulele după mase, trebuie să lucrăm într-un domeniu de energie in care granulele formate pe traiectoria particulei sînt distincte. Dacă granulele sînt prea dese, determinarea experimentală a mării $\frac{dE}{dx}$ nu mai este corectă, ceea ce se întîmplă la energii mici pentru particule grele pe ale căror trase nu se pot număra granulele.

Din relația (1) se vede că pierderea de energie pe unitatea de parcurs este funcție numai de viteza particulei și pentru viteze nu prea mari variază ca $1/\beta^2$ pentru orice particulă.

Utilizînd pierderea de energie se poate afla direcția de mișcare a unei particule in emulsie prin măsurarea densității de granule in două porțiuni ale trasei (suficient de depărtate).

Dacă particula inregistrată își pierde toată energia in emulsie, atunci lungimea parcursului este o măsură a energiei sale cinetice:

$$(2) \quad R = \int dx = \int_E^0 - \frac{dE}{\frac{dE}{dx}}$$

Dacă ținem seama de relația (1), obținem:

$$(3) \quad R = Mf (v_0)/z^2$$

unde M este masa particulei incidente și v_0 viteza ei inițială, ze sar-

cina particulei.

Formula (3) este valabilă numai pentru particule de energie medie și mare.

Fig.2 dă curbele parcurs - energie pentru diferite tipuri de particule în emulsie în funcție de energia cinetică a acestora.

Parcursul depinde de natura mediului; valori ale parcursului în alte medii găsiți în Anexa 10.

Se definește puterea de frînare a mediului ca mărimea:

$$(4) \quad B = z \ln(2mv^2/I)$$

Pentru particule de viteze nu prea mari această mărime ne permite să evaluăm raportul între parcursul mediu al particulei în două medii diferite. Mărimea B este o mărime aditivă și pentru un mediu format din mai multe tipuri de atomi se poate calcula prin relația:

$$(5) \quad B = \sum_1 N_1 B_1 \quad \text{unde } N_1 \text{ este numărul de atomi pe cm}^3 \text{ din specia } i \quad (N_1 = \frac{N \rho_1}{A_1}).$$

Dacă se cunoaște pierderea de energie sau parcursul unei particule de masă M_a și sarcina Z_a atunci formulele (1) și (3) permit găsirea acelorași mărimi pentru o particulă cu masa M_b și sarcina z_b , cu condiția să le comparăm la aceeași viteză.

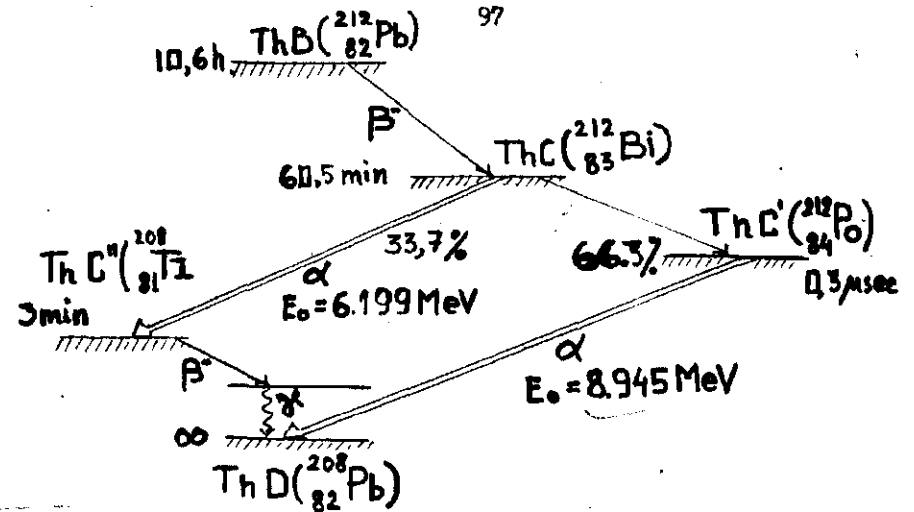
$$(6) \quad \left(\frac{dR}{dx}\right)_b = (Z_b/Z_a)^2 \left(\frac{dR}{dx}\right)_a$$

$$(7) \quad R_b = (Z_a/Z_b)^2 (M_b/M_a) R_a$$

$$\text{dacă } v_b = v_a \quad \text{sau} \quad \frac{E_a}{M_a} = \frac{E_b}{M_b} \quad \text{deci } E_a = \frac{M_a}{M_b} E_b.$$

1.2. Obiectul lucrării.

Se măsoară parcursul particulelor α emise de ThC și ThC' în emulsia nucleară și se determină energia acestor radiații utilizând relația parcurs - energie.



1.2. a) Particulele α înregistrate în emulsia nucleară.

Emulsia utilizată în laborator a fost iradiată cu ThB (^{212}Pb)

în echilibru cu descendenții săi radioactivi în conformitate cu schema din fig.3 ("depozit activ de toriu").

În fig.3 energiile radiațiilor α indicate prin E_0 sînt energiile maxime.

În realitate fiecare tranziție are mai multe radiații ale căror energii diferă puțin între ele. În cazul tranziției $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Tl}$, radiațiile α care se emit cu probabilitatea maximă au energiile $E_0 = 6.159 \text{ MeV}$ (70%) și $E_0 = 6.199 \text{ MeV}$ (27%).

În cazul tranziției $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ radiația α care se emite cu probabilitate maximă este cu energia $E_0 = 8.776 \text{ MeV}$ ($\sim 100\%$).

În limitele rezoluției pe care o dă metoda emulsiilor nucleare nu se poate face separarea între particulele α emise cu energie diferită de către ^{212}Bi .

1.2. b) Expunerea emulsiei.

Emulsia a fost iradiată cu "depozit activ de toriu" prin metoda de contact. Geometria de iradiere este arătată în fig.4.

Metoda este bună pentru experiențe în care se urmărește localizarea regiunilor active dar nu prea potrivită pentru obținerea spectru-

lui energetic al particulelor emise din cauza autoabsorbției în preparat și din cauza adâncimii mari pe care o au urmele în emulsie.

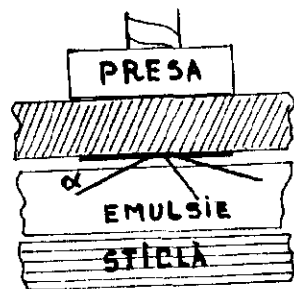


Fig.4

nocular (IOR).

Ocularele utilizate sînt de $\times 7$ și într-unul dintre ele se găsește o scăriță micrometrică gradată în 100 diviziuni.

Obiectivul utilizat este un obiectiv de imersie cu puterea de mărire $\times 90$. Utilizarea acestui obiectiv cere precauții speciale: pe placa de emulsie (așezată ou stratul de emulsie spre obiectiv) se așază o picătură de ulei de imersie.

Obiectivul se coboară ou ajutorul șurubului de deplasare grosolană pînă la suprafața plăcii și se ridică lent, privind în microscop pînă la apariția imaginii. Nu se face niciodată coborîrea obiectivului ou ochii în microscop acționînd din șurubul de deplasare brută deoarece se poate sparge placa și deteriora obiectivul. După ce a fost găsit planul de focalizare se utilizează numai șurubul de deplasare fină. Acesta este prevăzut ou un tambur care măsoară deplasarea pe verticală în diviziuni de cîte 2μ .

Pentru deplasarea mesei se utilizează două șuruburi care permit deplasarea separată a plăcuței (fixată pe masa microscopului) pe x și y .

Lungimea traselor se măsoară ou ajutorul scăriței micrometriche din ocular astfel: se așază scărița ocularului paralelă cu trasa și la distanță suficient de mică pentru a se putea aprecia lungimea ou precizie

de 1 diviziune (1 diviziune reprezintă în cazul măririi indicate $0,46\mu$).

Se focalizează un capăt al urmei și se citește diviziunea de pe șurubul de adîncime (Z_1) și diviziunea de pe scărița ocular (d_1).

Se focalizează apoi celălalt capăt al urmei și se citește respectiv Z_2 și d_2 . Lungimea reală a urmei va fi:

$$(8) \quad R^2 = f_1^2(d_2 - d_1)^2 + S^2 f_2^2(z_2 - z_1)^2 \text{ în } \mu \text{ unde } f_1 = 0,46 \mu / \text{div}$$

și S este factorul de contracție al emulsiei; în cazul nostru $S = 2,35$.

Operația se repetă pentru un număr de aproximativ 100 urme avînd grijă să explorăm sistematic plăcuța și să nu mai trecem prin zonele deja explorate.

Se construiește apoi un grafic al numărului de urme în funcție de lungimea parcursului după tipul celui arătat în fig.5.

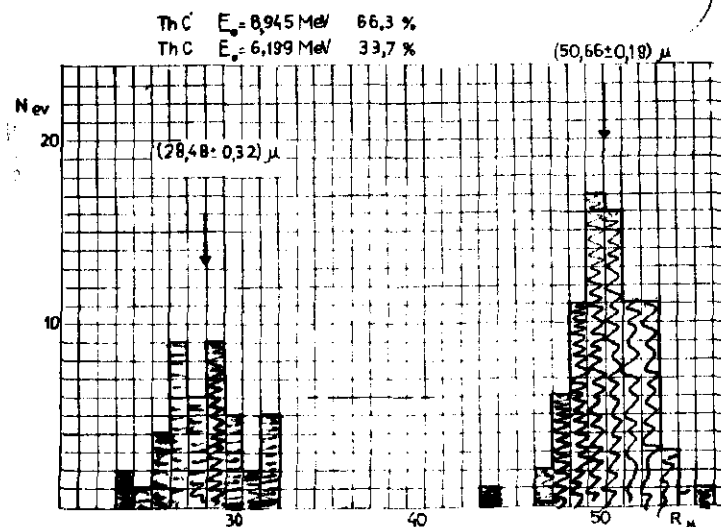


Fig.5

Paroursurile particulelor cu aceeași energie sînt distribuite după o lege gaussiană:

$$(9) \quad y = \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\alpha^2}}$$

unde y este numărul de urme de parcurs x , x_0 parcurul cel mai probabil, $\alpha^2/2$ - abaterea medie pătratică care caracterizează fluctuațiile parcurului.

Erorile în măsura parcurului măresc fluctuațiile dar nu modifică valoarea parcurului mediu, x_0 .

T a b e l u l I.

Compoziția emulsiei nucleare în g/cm³.

Argint	1.85	g/cm ³
Brom	1.34	"
Iod	0.052	"
Carbon	0.27	"
Hidrogen	0.056	"
Oxigen	0.27	"
Sulf	0.010	"
Azot	0.067	"

4. Probleme și întrebări

1. Să se evalueze rezoluția energetică a metodei în funcție de rezultatele obținute experimental.
2. Ce precauții trebuie luate dacă dorim să determinăm raportul între numărul de particule α cu energiile de 8,945 și 6,199 MeV?
3. Ce efecte apar cînd se înregistrează particule de energie mare cu emulsii de grosime mică.

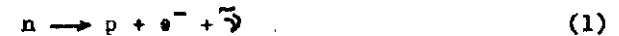
2. AFENUAREA RADIATIEI β

2.1. Principial lucrării

2.1.1. Dezintegrarea β .

Dezintegrarea β este un proces de transformare spontană a unui nucleu instabil, în nucleul izobar $\Delta Z = \pm 1$, în urma emisieii unui electron sau pozitron sau a capturii electronului.

În cazul dezintegrării β a substanțelor radioactive emisia electronului are loc în urma trecerii nucleonului dintr-o stare în alta:



Din punct de vedere energetic această dezintegrare este posibilă dacă masa atomică inițială este mai mare decît cea finală conform relației

$$M(Z, A) > M(Z+1, A)$$

Energia de deexcitare, bine determinată, este cedată practic numai electronului și antineutrînului, în proporții variabile. Prin urmare spectrul energetic al electronilor emiși va fi un spectru continuu, cu energie variînd de la zero la E_{\max} . (Vezi lucrarea "Spectroscopie β ")

Forma spectrelor β și timpul de viață al nucleelor active depinde de momentul total al cantității de mișcare al particulelor emise. În cazul dezintegrării β , spinul nucleului variază cu un număr întreg.

În general, ΔI este egal cu suma momentelor orbitale și de spin ale electronului și antineutrînului

$$\vec{\Delta I} = \vec{L} + \vec{S}_e + \vec{S}_\nu \quad (2)$$

Tranzițiile β cele mai probabile sînt acelea pentru care momentul orbital L (al electronului și al antineutrînului) e nul. În acest caz

momentul total al cantității de mișcare a electronului și antineutrino-
nului reprezintă variația spinului nucleului. Aceste tranziții se numesc
tranziții β permise. Dacă L crește, probabilitatea de tranziție scade și
în același timp viața medie a nucleului crește. De ex. dezintegrarea β^-
a ^{40}K conform schemei



este o tranziție interzisă ($T = 1,27 \cdot 10^9 \text{a}$) deoarece $\Delta I = 4$.

Viața medie a izotopului β^- activ depinde de energia tranzi-
ției. Cu cât energia de tranziție este mai mare, cu atât tranziția e mai
probabilă iar viața medie a izotopului mai mică. Se observă următoarea
relație între τ și E_{max}

$$\tau \sim E_{\text{max}}^{-5} \quad (4)$$

În majoritatea cazurilor condițiile permit tranziția nu numai pe
nivelul fundamental al nucleului derivat dar și pe nivele excitate ale
acestuia. În acest caz emisiunea β va fi însoțită de emisiuni γ . Distri-
buția electronilor după energii în cazul dezintegrării β , sau forma
spectrului β , depinde de felul tranzițiilor: permise sau interzise.
De asemenea, din cauza interacțiunilor coulombiene ale electronului
(sau pozitronului) în câmpul nucleului derivat, spectrul este deformat,

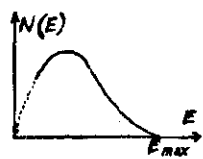


Fig. 1

Model de spectru
al unei tranziții
simple.

este de ordinul energiei de repaus, pierderile de energie sînt datorită
ionizării sau excitării atomilor substanței traversate. Dacă energia
electronilor este mult mai mare decît energia de repaus predomină un alt
mecanism de interacție și anume emisia radiației de frinare în câmpul
electric al nucleelor substanței traversate. Pierderile prin radiație

în special la energii mici ale particulelor.

2.1.2. Interacția radiațiilor β cu substanța.

La trecerea particulelor β prin substanță
acestea pierd o parte din energia lor datorită inte-
racțiilor electromagnetice cu electronii sau nucleele
substanței traversate. Dacă energia electronilor

jucă un rol important în cazul frînării electronilor de mare energie.
Aceste pierderi cresc cu creșterea energiei electronilor și sînt propor-
ționale cu pătratul sarcinii nucleului substanței traversate.

Energia electronului pentru care pierderile prin radiație devin
egale cu pierderile prin ionizare se numește energia critică. Pentru
substanțe ușoare această energie este foarte mare, întrecînd cu mult
energia electronilor emiși în cazul dezintegrării β (tabelul 1).

Tabelul 1 - Energiile critice pentru cîteva substanțe

Substanță	Energia critică (MeV)
Pb	6,9
$^{82}\text{H}_2\text{O}$	93
Aer	83
^7N	87
^2He	220
^{13}Al	47

După cum reiese din acest tabel, în cazul trecerii particulelor
 β prin absorbantî ușori, de ex: Al, pierderile de energie se datoresc
practic numai ionizării. Datorită pierderilor de energie la trecerea
prin absorbant energia electronilor care părăsesc absorbantul este mai
mică decît cea a electronilor incidenți.

Parcursul particulei este drumul prin absorbant de-a lungul căru-
ia energia cinetică inițială a particulei se pierde prin interacție
cu mediul străbătut și este dat de următoarea relație:

$$X_0 = \int_0^E \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)} \quad (5)$$

Parcursul se măsoară fie în unități de lungime sau în unități
de masă superficială de ex. (g/cm^2). În acest caz se utilizează denu-
mirea de parcurs masic X_m , ($X_m = \rho \cdot X$), ρ fiind densitatea materialului.
Parcursul particulei este funcție de energia ei cinetică, dependentă

care va permite determinarea energiei particulelor β prin măsurarea parcurserilor lor. În ceea ce privește dependența de densitate a absorbantului, ρ , experiența arată că X_m , pentru o anumită energie, dar pentru diferiți absorbanți, are o valoare aproape constantă. Acest fapt permite calculul parcursului în orice material, dacă se cunoaște parcursul într-o substanță de referință de ex. Al:

$$X_m = X_{mAl}; \quad X = \frac{\rho_{Al}}{\rho} X_{Al} \quad (6)$$

Însă, determinarea precisă a parcursului particulelor β în absorbant este destul de dificilă datorită faptului că traectoria acestor particule în absorbant nu este liniară. În urma unor ciocniri elastice electronii suferă deviații la unghiuri mari. Acest fenomen de împrăștiere are loc în special la elemente cu Z mare. Numărul de electroni care traversează o anumită grosime din absorbant este o funcție descrescătoare de grosimea acestui absorbant. Grosimea maximă a absorbantului care absoarbe practic toți electronii incidenți definește așanumitul

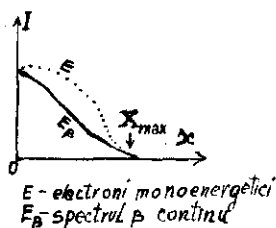


Fig. 2 - Variația intensității fascicoului în funcție de grosimea absorbantului

parcurs maxim. În cazul unui fascicol monoenergetic de electroni curba de absorbție a acestor electroni în grosimi variabile de absorbant scade destul de abrupt cu creșterea grosimii și există o grosime a absorbantului pentru care numărul electronilor din fascicul scade la zero. În cazul electronilor emiși sub forma unui spectru β continuu, dat fiind că în fascicul sînt prezenți electroni de

energii foarte diferite, electroni de energii mici sînt puternic absorbiți, astfel încît numărul electronilor din fascicul scade repede cu grosimea absorbantului. Dar scăderea la zero a celor două curbe are loc pentru aceeași valoare a grosimii absorbantului. Această grosime reprezintă grosimea maximă pe care o pot străbate electronii avînd E_{max} ,

corespunzătoare energiei maxime din spectrul β . În cazul spectrului continuu curba de absorbție tinde mult mai lent spre zero, apropiindu-se aproape tangent de aceasta. De aceea este foarte greu de determinat cu precizie punctul X_m deci și valoarea E_{max} , vezi fig. 2. Studiul spectrelor β și determinarea precisă a formei și valorii lui E_{max} se face cu ajutorul metodelor spectrometrice. În cazuri în care este necesară determinarea energiei E_{max} a spectrului β cu o precizie cel mult 5% se folosește metoda absorbției.

Se trasează graficul variației intensității fascicoului în funcție de grosimea absorbantului (de regulă în aluminiu).

Folosind curba trasată se determină energia maximă a electronilor prin două metode.

I. Pentru determinarea parcursului maxim se folosesc următoarele relații empirice, valabile în diferite domenii ale energiei particulelor:

$$X_m = 0,407 E^{1,36} \quad \text{pentru } 0,15 < E < 0,8 \text{ MeV} \quad (7)$$

$$X_m = 0,542 E - 0,133 \quad \text{pentru } 0,8 < E < 3 \text{ MeV} \quad (8)$$

$$X_m = 0,571 E - 0,161 \quad \text{pentru } 1,2 < E < 2,3 \text{ MeV} \quad (9)$$

Relațiile au fost verificate prin compararea cu valorile parcursurilor obținute prin metode spectrometrice. Valori ale parcursului maxim (grosimea de oprire) a electronilor în diverse substanțe găsiți în graficul din anexa 12.

II. Determinarea limitei superioare a spectrului β se face folosind nomogramele 3 și 4.

Graficul 4 permite determinarea limitei E_{max} a spectrului β în funcție de grosimea d_n a absorbantului, care slăbește fasciculul de particule de 2^n ori. (2, 4, 8, ..., etc.).

Nomogramele prezentate pot fi folosite numai în cazul spectrelor permise.

Acestea pot fi folosite și în cazul spectrelor interzise, unde fie că se face o corecție a acestor spectre folosind factori de formă, fie că se folosesc valori mari ale lui n .

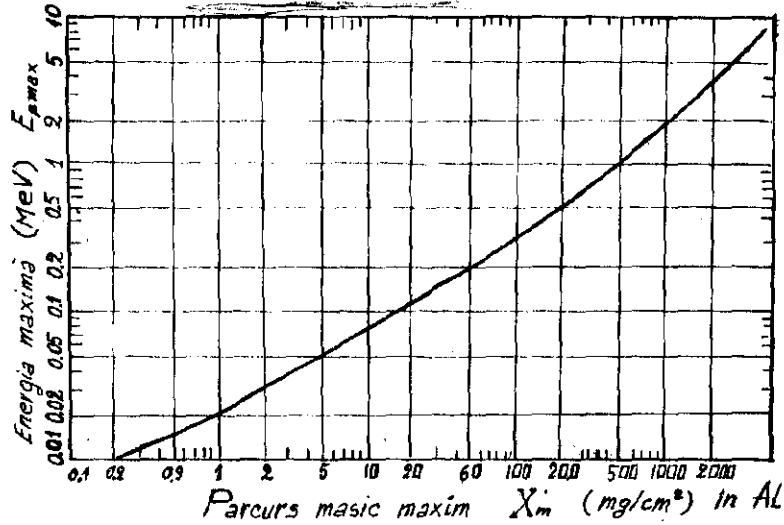


Fig. 3 - Grafic pentru determinarea E_{max}

Trebuie să remarcăm că metodele de determinare a limitei superioare a spectrelor β dau rezultate identice numai în cazul spectrelor β simple când dezintegrarea nucleului are loc totdeauna pe un singur nivel al nucleului rezultat ex. ^{32}P , ^{90}Sr (^{90}Y) ^{36}Cl etc. În cazul

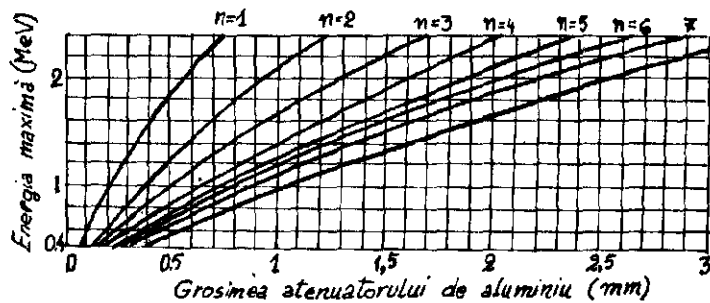


Fig. 4 - Nomograme pentru aflarea energiei maxime a radiațiilor β .

spectrelor β complexe prin metoda absorbției se poate determina numai limita superioară a spectrului parțial.

2.3. Scopul lucrării.

Se studiază absorbția radiațiilor β în diverși absorbanți, se determină parcursul lor maxim și din graficele din fig. 3 și 4 se află energia maximă a radiațiilor β emise. Ca surse se pot folosi ^{204}Tl , ^{32}P , ^{36}Cl și ^{90}Sr (^{90}Y).

2.4. Aparatura utilizată.

Ca detector se folosește o sondă de scintilație S 19 MB cu scintilator plastic, cu fereastră subțire de aluminiu.

Semnalul obținut cu ansamblul scintilator fotomultiplicator este prelucrat în montajul prezentat în fig. 5. Se aranjează pragul de discriminare la discriminatorul integral 1123 la 0,05-0,1V ca să nu fie influențată mult detecția electronilor de energie joasă.

În prelucrarea finală se va ține seama de absorbția introdusă în fereastra detectorului (x_1) și în stratul protector al sursei (x_2).

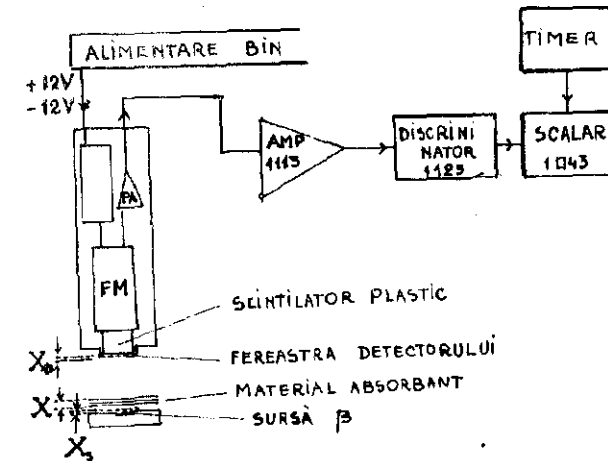


Fig. 5 - Geometria sursă detector și lanțul electronic

2.5. Modul de lucru

Drept sursă de electroni este folosită o sursă radioactivă de ^{204}Tl . Drept absorbanți vor fi folosite plăcuțe din Al, Cu, Sn.

Radiațiile beta ce trec prin absorbant, în geometria din fig. 5 sînt înregistrate de detectorul de scintilație. Plăcuțele se așază

direct pe suportul sursei una peste alta, distanța sursă scintilator rămânând constantă.

o Se determină timpul t de înregistrare în așa fel încât vitezele de numărare să fie determinate cu eroarea sub 5%.

c Se determină viteza de numărare $r = \frac{N}{t}$ pentru diferite grosimi ale plăcuțelor de Al începând cu cea mai mică grosime.

Dela o anumită grosime încolo viteza de numărare va înceta să mai scadă, păstrind o anumită valoare constantă dată de fondul contorului utilizat precum și de radiația de frinare, generată de electroni în foițele de aluminiu. Vom măsura cu foarte mare precizie viteza de numărare "F" corespunzătoare acestei grosimi de absorbant. Ca să fim siguri că nu mai pătrund electroni în contor vom mai adăuga câteva foițe de Al la cele puse pînă în acel moment.

Pentru fiecare grosime de aluminiu, se calculează grosimea masică ρx . Apoi se reprezintă $r = f(\rho x)$. Punctul unde această curbă devine tangentă la abscisă, determină pe abscisă parcursul maxim X_m în aluminiu al electronilor emiși de ^{204}Tl . Se va acorda o atenție deosebită preciziei cu care se determină viteza de numărare atunci cînd aceasta tinde către zero, deoarece mai ales din aceste valori rezultă precizia lui X_m .

Se procedează analog cu foițele de Cu și Sn.

2.5.1. Determinarea parcursului masic în Al, Cu, Sn al radiațiilor β emise de ^{204}Tl , ^{32}P , ^{36}Cl și ^{90}Sr (^{90}Y). În literatura de specialitate se subliniază dificultatea stabilirii exacte a parcursului din curbele $r = f(\rho x)$. De aceea în continuare se va recomanda o metodă diferită de cele utilizate în mod curent. Se reprezintă grafic $R = f(\rho x)$ pentru cei trei absorbantți, unde $R = r - F$. Se vor obține curbe care nu sînt tangent către axa Ox ci o taie în puncte corespunzătoare parcursurilor maxime. În apropierea punctului de intersecție cu Ox curba are forma unei drepte, astfel încît putem stabili exact punctul de intersec-

ție cu Ox efectuînd o extrapolare liniară cu ajutorul unei rigle. În acest fel putem obține mai exact parcursul masic. Se poate demonstra că pentru grosimi mari, apropiate de parcursul maxim, există relația liniară:

$$\sqrt{R} = m(\rho x - X_m) \quad (9)$$

pentru $r \rightarrow F$, $\rho x \rightarrow X_m$.

2.5.2. Determinarea grosimilor de înjumătățire

Din curbele $r = f(\rho x)$ se deduce grosimea $d_{1/2} = \rho x_{1/2}$ pentru care viteza de numărare scade la jumătate. Această mărime este caracteristică pentru fiecare izotop radioactiv.

Se calculează parcursul X în Al, Cu, Sn din parcursurile masice obținute. Se calculează grosimile de înjumătățire $x_{1/2}$.

Se verifică dacă parcursul masic și grosimea de înjumătățire masică au practic aceeași valoare în diferiți absorbantți.

Utilizînd relațiile (7) și (8) se calculează E_{\max} a spectrului β utilizat.

Folosind nomogramele fig. 3 și 4 să se calculeze E_{\max} și se compare valorile obținute și se interpretează rezultatele.

2.6. P r o b l e m e

a) Admițînd că pentru $\rho x \ll X_m$ curba de variație a vitezei de numărare R este o exponențială de forma:

$$R = R_0 e^{-\mu x}$$

unde μ poartă numele de coeficient de absorbție și se exprimă în m^{-1} , să se calculeze acest coeficient pentru Al, Cu și Sn, utilizînd distanțele de înjumătățire $d_{1/2}$ cunoscute de la punctul 2.5.2.

b) Care va fi grosimea de plastic necesară pentru o protecție completă față de radiațiile β emise de ^{90}Y știînd că energia maximă $E_{\max} = 2,26 \text{ MeV}$ și densitatea plasticului folosit este $\rho = 1,1 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$.

c) Alegeți absorbantul, numărul și grosimea lor pentru a determina energia maximă a unei surse de ^{82}Br ($E_{\text{max}} = 450 \text{ KeV}$). Dacă viteza de numărare fără absorbant este de 20 pulsuri/sec., iar palierul fondului la grosimi mari este de 1 puls/sec., să se găsească condițiile experimentale necesare pentru ca eroarea în diferența numărului de pulsuri, la două grosimi, să fie de cel mult 10%.

d) Justificați deosebiriile care există între parcursurile particulelor α și electronilor β , de aceeași energie, într-un material carecarea: lungime, sinuozitatea traiectoriei etc.

e) Particulele β emise de o sursă de ^{137}Cs sînt detectate cu ajutorul unui scintilator plastic. Care trebuie să fie grosimea minimă a scintilatorului pentru a stopa toți electronii de energie maximă. Care este contribuția fondului radiațiilor γ emise de Cs la detecția particulelor β . Indicație: revedeți schema de dezintegrare a ^{137}Cs ; căutați în tabele coeficientul de absorbție μ al cuantelor γ emise de ^{137}Cs în plastic și calculați probabilitatea de interacție a unei cuante γ cu substanța scintilatorului.

2.7. Bibliografie

- 1 K.Siegbahn - " α , β and γ Ray Spectroscopy" North Holland Pub.Comp. Amsterdam (1966).
- 2 x x x - Practicum pe iaderni fizike, Ed. Universității, Moscova, 1972.

3. RETROIMPRĂȘTIEREA RADIATIILOR β .

3.1. Principiul lucrării

Datorită interacțiilor coulombiene cu electronii și nucleele dintr-un material carecarea, radiațiile β , fiind particule ușoare, suferă deviații dela direcția lor inițială. Cînd aceste deviații depășesc unghiul de 90° , radiațiile β pot părăsi materialul chiar prin suprafața prin care au intrat. Acest fenomen poartă numele de retroîmprăștiere. Pentru grosimi mici din același material, numărul de particule β retroîmprăștiate crește cu grosimea ecranului reflector, pînă cînd această grosime devine atît de mare, încît particulele împrăștiate în straturile mai adînci ale materialului, nu mai au suficientă energie pentru a ieși înapoi prin suprafața de intrare. Crescînd mai departe grosimea materialului, cantitatea de radiații retroîmprăștiate nu mai crește. Grosimea de la care, practic, nu mai crește intensitatea radiațiilor retroîmprăștiate,

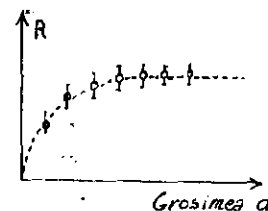


Fig.1 - Variația intensității radiației β retroîmprăștiate în funcție de grosimea d a materialului

poartă numele de grosime de saturatie. Curba care arată variația intensității radiației retroîmprăștierei cu grosimea materialului este dată în fig.1. Aceasta este o curbă caracteristică fenomenelor de saturatie. Bazele teoretice ale retroîmprăștierei au fost elaborate și discutate în numeroase lucrări, dar care descriu fenomenul fie pentru substanțe cu numere atomice

ce mari [1] fie pentru elemente cu numere atomice mici [2]. În general se poate afirma că pînă în prezent, nu există o teorie unitară asupra fenomenului de retroîmprăștiere. Această situație a impus, cel puțin pentru scopuri practice, analitice, folosirea unor date empirice care

să stabilească dependența intensității radiațiilor β retroîmprăștiate de natura materialului de analizat, energia radiațiilor β incidente și geometria de măsurare.

3.1.1. Variația intensității radiației β retroîmprăștiate în funcție de natura materialului.

a) S-a stabilit că grosimea de saturație, pentru un material dat, reprezintă aproximativ 20% din parcursul maxim al electronilor în materialul respectiv. (Vezi lucrarea 2 și anexa 12). Deoarece radiațiile β suferă deviații datorită interacțiilor de tip coulombian, este firesc să ne așteptăm ca intensitatea radiațiilor retroîmprăștiate să varieze cu numărul atomic Z al materialului, și anume, să crească cu Z . În general pentru sursele β cele mai utilizate în laborator, se poate spune că viteza de numărare, care este proporțională cu intensitatea radiației retrodifuzate, este proporțională cu \sqrt{Z} , la grosimi de saturație

$$R = K_1 \sqrt{Z} + K_2 \quad (1)$$

în care K_1 și K_2 sînt constante de proporționalitate ce depind de geometria folosită și natura sursei. Dacă proba este compusă din mai multe elemente (substanțe anorganice sau organice) atunci prin Z în formulele de mai sus se va înțelege valoarea efectivă definită astfel:

$$\bar{Z} = \sum_i C_i Z_i \quad (2)$$

unde prin C_i se va înțelege fracția ponderală a constituentului cu număr atomic Z .

Dacă n_i este numărul de atomi ai elementului i în amestec, A_i greutatea atomică a elementului i , iar M este greutatea moleculară a amestecului, atunci

$$C_i = \frac{n_i A_i}{M} \quad (3)$$

În general, pentru un compus de forma $B_n D_m$, numărul atomic efectiv \bar{Z} este dat de formula:

$$\bar{Z} = \frac{n(A_B Z_B) + m(A_D Z_D)}{\text{greut. mol. } B_n D_m} \quad (4)$$

în care A_B și A_D sînt greutățile atomice ale lui B și D . Cînd o substanță S este dizolvată în apă, numărul atomic efectiv al soluției va fi:

$$\bar{Z}_{\text{sol.}} = \frac{C \bar{Z}_S + (100-C) \bar{Z}_{H_2O}}{100} \quad (5)$$

unde C este concentrația procentuală a substanței dizolvate. Cînd S este un element $\bar{Z}_S = Z_S$.

3.1.2. Variația intensității radiației β retroîmprăștiate în funcție de energia radiațiilor incidente.

Pentru E_{max} mici ale particulelor β , 0,08 + 1,00 MeV, intensitatea radiațiilor retroîmprăștiate crește odată cu creșterea energiei apoi intensitatea pentru un material dat rămîne constantă. Fig. 2, arată variația intensității radiațiilor β retroîmprăștiate de către grosimi de saturație de aluminiu, cupru, argint și plumb pentru diferite energii ale radiațiilor β . Așa după cum se vede din figură, pentru o energie dată, intensitatea radiațiilor β retroîmprăștiate variază de la material la material, ceea ce este firesc, avînd în vedere dependența de Z a retroîmprăștirii. Deci o sursă de aproximativ 1 MeV este suficientă pentru a obține o intensitate maximă, de saturație, a retroîmprăștirii. Din aceleași considerente, rezultă deci că pentru o energie dată

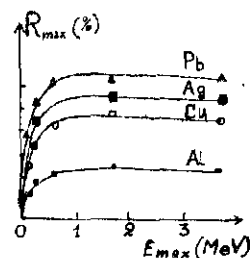


Fig. 2 - Variația intensității radiației β retroîmprăștiate în funcție de energia E_{max} a particulelor incidente. Se poate trasa o curbă universală, adică aplicabilă materialelor cu orice Z , dacă reprezentarea curbei din fig. 1 se face puțin diferit și anume: pe abscisă se pune $\epsilon = \frac{d}{X_m}$, în care d este grosimea a sursei, variația intensității radiației retroîmprăștiate cu grosimea de material va fi diferită de la material la material. Se poate însă trasa o curbă universală, adică aplicabilă materialelor cu orice Z , dacă reprezentarea curbei din fig. 1 se face puțin diferit și anume: pe abscisă se pune $\epsilon = \frac{d}{X_m}$, în care d este grosimea a sursei, iar X_m este parcursul maxim al radiațiilor β în materialul respectiv iar pe ordonată se pune fracția de energie E_{max} a particulelor incidente, portul dintre intensitatea R_c corespunzătoare

grosimii ϵ și R_{∞} , intensitatea de saturație. Graficul obținut este dat în fig.3, valabil pentru orice material. Acest grafic poate fi folosit

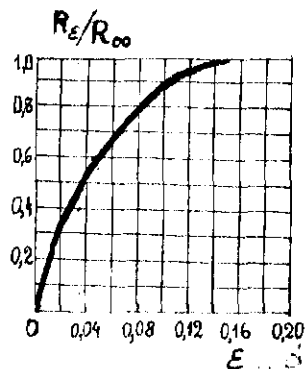


Fig. 3

sit pentru determinarea unei grosimi necunoscute dintr-un material la care se cunoaște parcursul maxim X_m , intensitatea radiației retroîmprăștiate la o grosime care să depășească grosimea de saturație și intensitatea (viteza de numărare) corespunzătoare grosimii de studiat.

3.1.3. Variația intensității radiației retroîmprăștiate în funcție de geometria de măsură.

Pentru o instalație dată, geometria cea mai bună sursă-materialul reflector se determină prin încercări.

Sensibilitatea analizei prin retroîmprăștiere și precizia metodei pot fi îmbunătățite considerabil dacă între proba de analizat și detector se interpune un filtru de aluminiu. Un astfel de filtru absorbă într-o măsură mai mare radiațiile retroîmprăștiate de atomii elementelor ușoare. Sensibilitatea metodei este dată de coeficientul de contrast α definit astfel:

$$\alpha = \frac{R - R_0}{R_0} \quad (6)$$

în care R este viteza de numărare cu filtru, iar R_0 fără filtru. Această metodă a filtrelor este folosită în special în cazul determinării concentrațiilor slabe. Cu cât diferența între R și R_0 este mai mare, cu atât se pot determina mai ușor și mai precis diferențe mici de concentrații. α crește în valoare absolută odată cu mărirea grosimii filtrului. La concentrații mici este funcție liniară de concentrație: $\alpha = p \cdot c$. Coeficientul p , tinde spre o valoare optimă pentru o grosime a filtrului egală cu 0,2 din parcursul maxim al radiațiilor β emise de sursa radioactivă.

3.2. Scopul lucrării.

În partea I-a a lucrării se studiază intensitatea radiației retroîmprăștiate în funcție de natura materialului, energia radiației și geometria sursă-detector - material retroîmprăștiator.

În partea a doua se determină Z a unor materiale, grosimile sau concentrațiile unor soluții folosind radiațiile β retroîmprăștiate.

3.3. Aparatura și materialele necesare.

Geometria sursă-detector - material retroîmprăștiator este dată în fig.4. Suportul pentru foilele cu material retroîmprăștiator poate

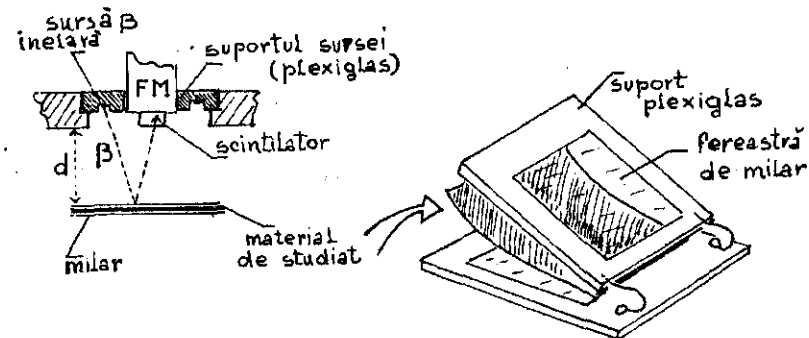


Fig.4 - Geometria sursă detector - material retroîmprăștiator.

fi pus la diverse distanțe "d" de detector. Se folosește o sursă inelară de ^{204}Tl .

Ca detector se folosește o sondă de scintilație cu scintilator plastic și cu fereastră subțire, pentru detecția radiațiilor β . Electronica de preluorare a semnalului detectorului alcătuită din module NIM, fabricate de platforma de fizică, este prezentată în Fig.5.:

sondă de scintilație S19MB; scintilator plastic; sursă de alimentare (bin) ST614; amplificator 1113; discriminator integral 1123; numărător 1043; timer 1052.

Se folosesc ca materiale de retroîmprăștiere foile de Al și Cu cu grosimi de ordinul sutimilor de mm.

Pentru verificarea relației 1 se folosesc foi metalice cu grosimi mai mari decât cele de saturație de Al, Cu, Pb etc.

Se vor folosi de asemenea soluții în apă de KI, pentru o temă practică de măsurare a concentrațiilor.

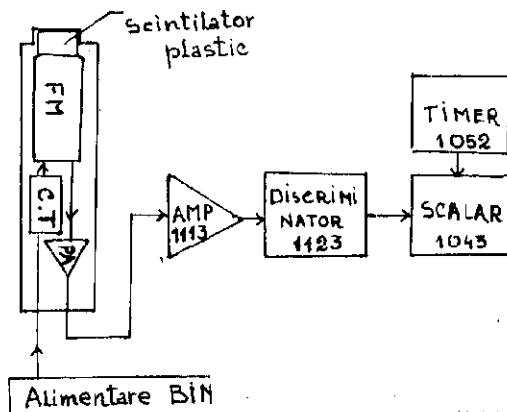


Fig.5 - Lanț de detecție pentru radiația β .

3.4. Modul de lucru.

- Se alege poziția optimă a materialului retroîmprăștiator pentru care viteza de numărare la grosimea de saturație este maximă.
- Se ridică curbele de variație a vitezei de numărare a radiațiilor β retroîmprăștiate în funcție de grosimea materialului retroîmprăștiator (foițe de Al și Cu), până la grosimea de saturație. Se trasează graficul ca cel din fig.1, fiecare punct de pe curbă va fi trecut cu abaterea standard. Timpul de detecție fără foița retroîmprăștiatoare (fond) și cu foiță, se aleg astfel încât eroarea relativă pentru orice punct să fie mai mică de 3-5%.
- Se vor trasa aceleași grafice folosind surse de ^{32}P , ^{36}Cl , ^{90}Sr (^{90}Y). Se va determina variația intensității radiației β retroîmprăștiate în funcție de E_{max} . Se vor trasa grafice ca cele din fig.2. Valorile E_{max} pentru radiațiile emise de radionuclizii folosiți se vor lua din schemele de dezintegrare din partea introductivă 1.
- Folosind datele obținute la punctul a) se va construi un nou grafic ca cel din fig.3. Reprezentările pentru aluminiu și cupru în coordona-

tele din fig.3 trebuie să fie identice în limita erorilor. Se va face calculul erorilor și se vor reprezenta abaterile standard pe curbă. Folosind această curbă, se va determina o grosime necunoscută de aluminiu și cupru. Se va indica eroarea cu care au fost determinate aceste grosimi.

e. Folosind rezultatele obținute la punctul a) se va stabili grosimea optimă a filtrului de aluminiu. Cu acest filtru se măsoară viteza de numărare corespunzătoare diferitelor concentrații, cunoscute, dintr-o soluție oarecare. Se obține astfel o curbă de etalonare. Această curbă este folosită ulterior pentru determinarea unei concentrații necunoscute. Se va calcula eroarea cu care a fost determinată această concentrație.

f. Pentru verificarea relației 1, dependența intensității radiației retrodifuzate de numărul atomic Z al diferitelor materiale se vor pune pe suporturi retrodifuzori cu Z diferiți a căror grosime să depășească grosimea de saturație. Se va reprezenta grafic $R = f(\sqrt{Z})$ pentru elementele Al ($Z=13$), Cu ($Z=29$), Cd ($Z=48$) și Pb ($Z=82$). Graficul trebuie să fie o dreaptă.

g. Folosind rezultatele de la punctul precedent să se determine Z -ul unui retrodifuzor necunoscut.

3.5. P r o b l e m e

- Să se stabilească relațiile după care se calculează erorile.
- Intr-o experiență de retroîmprăștiere, o placă retroîmprăștiatoare de Al dă la saturație o viteză de numărare de 4000 imp/min. Ce grosime va avea placa din același material care va da o viteză de numărare de 2000 imp/min? Se va considera $X_{\text{max}} = 3\text{mm}$.
- Radiațiile β pot fi folosite pentru măsurarea grosimilor și prin metoda transmisiei. Se presupune că se controlează cu ajutorul unei surse intense, de mare energie, grosimea unor laminate de 1 mm. Viteza de numărare este $R = 10$ imp/min, timpul de măsură 0,5 min, iar $\mu = 0,5 \text{ cm}^{-1}$. Care este variația de grosime minimă detectabilă? Legea de atenuare a radiațiilor β se presupune exponențială $R = R_0 e^{-\mu x}$.

4. O piesă de fier masiv se plachează cu aluminiu de grosime variabilă. Dacă se utilizează o sursă de ^{204}Tl , care emite radiații β cu energia maximă de 760 KeV, să se arate cum variază intensitatea radiației retro-împrăștiate cu grosimea stratului de aluminiu. Dar dacă se utilizează o sursă β de energie mai mică.

5. Motivați folosirea ca detector a unui scintilator plastic, cu fe-reastră subțire de Al de ordinul sutimilor de mm, pentru detecția radiațiilor β .

Bibliografie.

- 1 H.A.Bethe, Proc.Am.Phys.Soc.78 (1938) 573
- 2 T.S.Everhart J.Appl.Physics 31 (1960) 1483
- 3 T.Născuțiu, Metode radiometrice de analiză - Ed.Academiei R.S.R. - București, (1971).

$$\mu = \frac{M}{\rho} = \frac{\mu_0 N_A \rho}{A \rho} = \frac{\mu_0 N_A}{A}$$

4. INTERACȚIA RADIAȚIEI γ CU SUBSTANȚA.

4.1. Introducere.

Un fascicul de radiații gama trecând printr-un strat dintr-un material oarecare își micșorează intensitatea. Atenuarea intensității se datorează absorbției sau împrăștierei fotonilor.

Dacă un fascicul paralel al radiației gama monocromatice este atenuat cu valoarea $-dI$ de către un strat de substanță de grosime dx atunci probabilitatea de interacție $-dI/I$ este proporțională cu dx .

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx \quad (1)$$

unde μ se numește coeficient linear de atenuare. Prin integrare se obține:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

I_0 fiind intensitatea fasciculului incident.

Coeficientul linear de atenuare este legat de secțiunea eficace atomică de interacție a radiațiilor γ cu substanța, σ , prin relația:

$$\mu = \sigma \cdot n = \sigma \frac{N_A}{A} \rho \quad (3)$$

unde ρ - densitatea, N_A - numărul lui Avogadro, A - masa atomică.

Introducând mărimea $\xi = \sigma \cdot \rho$ denumită densitate superficială ($[\xi] = \text{g/cm}^2$), legea de atenuare (2) se scrie:

$$I = I_0 e^{-\mu_m \xi} \quad (4)$$

unde

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \sigma \frac{N_A}{A}$$

este coeficientul de atenuare masic. Utilitatea acestei mărimi stă în faptul că nu depinde de modul de preparare al țintei, ci doar de natura sa. În cazul radiațiilor gama cu energia cuprinsă între 10 KeV și 5 MeV

(obținute la dezintegrarea radionuclizilor cunoscuți) atenuarea la trecerea lor prin materie se datorește următoarelor procese: efectul fotoelectric, împrăștierea Compton și formarea de perechi electron-pozitron.

Aceste trei procese sînt independente unul de celălalt contribuția fiecăruia la coeficientul total de atenuare fiind aditivă

$$\mu = \mu_f + \mu_o + \mu_p \quad (5a)$$

$$\mu_m = \mu_{mf} + \mu_{mo} + \mu_{mp} \quad (5b)$$

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_o + \sigma_p \quad (5c)$$

Efectul fotoelectric constă în absorbția integrală a fotonului de către un electron legat din atom. Fotoabsorbția se poate realiza dacă energia fotonului este mai mare decât energia de legătură a electronului din atom. Electronul, preluînd energia fotonului, va fi expulzat din atom cu energia cinetică

$$T = E_\gamma - W - T_{\text{recol}}$$

unde E_γ este energia cuantei incidente, W - energia de ionizare a păturii electronice pe care se află electronul iar T_{recol} este energia de recul a nucleului. De obicei $T_{\text{recol}} \ll E_\gamma - W$ și obținem: $T_i = E_\gamma - W_i$

(6) unde $i = K, L, M \dots$

În fig.1 este prezentată dependența secțiunii eficace în funcție de E_γ

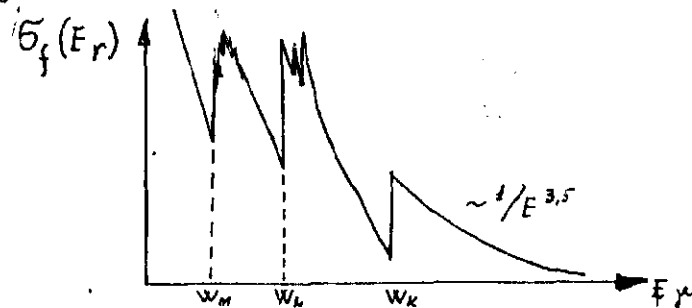


Fig.1

Secțiunea eficace σ_f este suma secțiunilor pentru electronii diferitelor pături:

$$\sigma_f = (\sigma_f)_K + (\sigma_f)_L + (\sigma_f)_M + \dots = \frac{5}{4}(\sigma_f)_K \quad (7)$$

dacă $E_\gamma > W_K$ și

$$\sigma_f = (\sigma_f)_L + (\sigma_f)_M + \dots \approx \frac{4}{3}(\sigma_f)_L \quad (8)$$

dacă $W_K > E_\gamma > W_L$.

Din (8) și (9) rezultă că o dată cu micșorarea energiei E_γ creșterea rapidă a lui $\sigma_f \sim E_\gamma^{-3,5}$ este întreruptă de o scădere bruscă pentru $E_\gamma = W_K$ respectiv W_L , obținindu-se așa-numitele crește de absorbție.

Formulele obținute pentru secțiunea fotoefectului prin metodele electrodinamicii cuantice sînt:

$$\sigma_f = 1,35 \cdot 10^{-16} \cdot Z^5 \left[13,6/h\nu \text{ (ev)} \right]^{7/2} \text{ (cm}^2) \quad (9)$$

pentru $W_K < h\nu < m_0 c^2$ și

$$\sigma_f = 1,67 \cdot 10^{-33} Z^2 \left[1/h\nu \text{ (MeV)} \right] \text{ (cm}^2) \quad (10)$$

pentru $h\nu \gg m_0 c^2$

Efectul Compton constă în împrăștierea radiației electromagnetice pe electronii slab legați ai atomilor (fig.2)

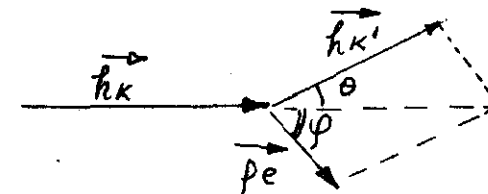


Fig.2

Utilizînd notațiile figurii 2 și legile conservării impulsului și a energiei pentru acest proces de ciocnire elastică a fotonilor se obține, pentru energia fotonului împrăștiat expresia:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (11)$$

Distribuția unghiulară a radiației $h\nu'$ împrăștiată Compton este dată de secțiunea eficace diferențială, a cărei dependență este ilustrată în fig.3 pentru diferite valori ale lui $\mathcal{E} = h\nu/m_0c^2$. Expresia analitică este dată de formula obținută de Klein și Nishina

$$\frac{d\sigma_c(\theta)}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \frac{1}{[1 + \mathcal{E}(1 - \cos \theta)]^2} \left[1 + \frac{\mathcal{E}^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos \theta)[1 + \mathcal{E}(1 - \cos \theta)]} \right]$$

unde $r_0 = e^2/m_0c^2$

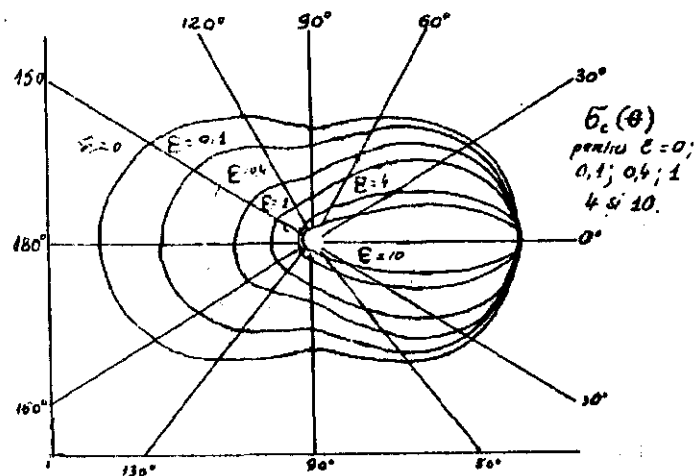


Fig.3

$\sigma_c(\theta)$ pentru $\mathcal{E} = 0; 0,1; 0,4; 1,4$ și 10

Prin integrarea expresiei (12) se obține secțiunea totală Compton care admite două aproximații, una pentru

$$\sigma_0 = \sigma_{Th} (1 - 2\mathcal{E} + \frac{26}{5}\mathcal{E}^2 + \dots) \quad (13)$$

în care $\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_0^2 c^4} = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2$

iar a doua pentru $\mathcal{E} \ll 1$

$$\sigma_0 = \pi r_0^2 \frac{1}{\mathcal{E}} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\mathcal{E} \right) \quad (14)$$

Pentru un atom cu Z electroni secțiunile eficace atomice corespunzătoare vor fi de Z ori mai mari decât cele pentru un electron izolat.

Secțiunea eficace diferențială corespunzătoare ciocnirii în care electronul de recul primește energia cinetică T , $\sigma_0(T) = d\sigma/dT$ este ilustrată în fig.4 pentru valorile lui $\mathcal{E} = h\nu/m_0c^2 = 1; 2,35$ și $5,40$.

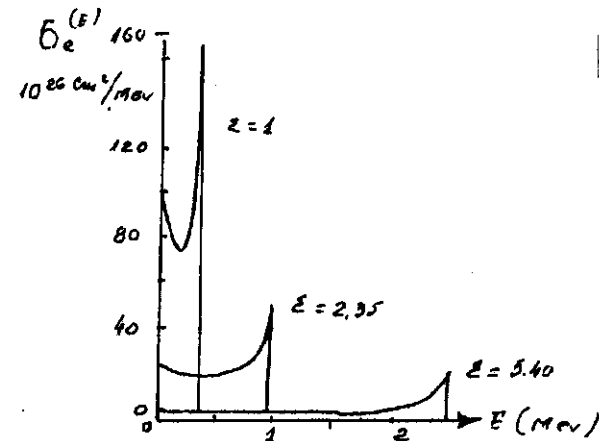


Fig.4

Sunt situații când e nevoie să se cunoască energia medie disipată de radiație în material la un act de împrăștiere. În acest caz secțiunea eficace σ_0 de atenuare Compton se împarte în doi termeni

$$\sigma_0 = (\sigma_0)_a + (\sigma_0)_f \quad (15)$$

$(\sigma_0)_a$ - secțiunea Compton de absorbție a energiei transmise electronilor de recul și $(\sigma_0)_f$ corespunzătoare energiei împrăștiată Compton.

Din fig.5 se vede că pentru $E_\gamma < 1,5$ MeV energia medie transmisă electronilor este mai mică decât energia cuantelor împrăștiate.

Formarea perechilor electron-pozitron se poate produce dintr-o cantă gamma cu o energie mai mare de $2m_0c^2 = 1,02$ MeV, în câmpul electrostatic nuclear care primește un impuls necesar satisfacerii legii de conservare a impulsului.

Expresia aproximativă a secțiunii de formare de perechi este

$$\sigma_p = \frac{Z^2}{137} r_0^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2Et}{m_0 c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (16)$$

pentru $m_0 c^2 \ll E_\gamma$

Cele trei efecte analizate nu depind în primă aproximație de legăturile moleculare. Pentru un compus chimic oarecare, coeficientul de atenuare masic sau secțiunea eficace totală va fi media ponderată a mărimilor corespunzătoare pentru atomii constituenți. În primul caz ponderile sînt concentrațiile masice, iar în al doilea caz concentrațiile atomice. De exemplu în cazul apei concentrația masică a hidrogenului și oxigenului este 2/18 și respectiv 16/18, iar concentrația atomică este 2/3 respectiv 1/3.

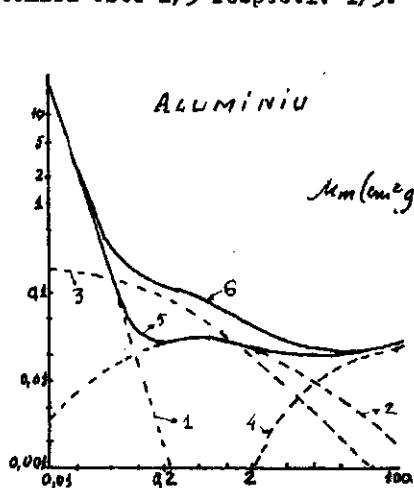


Fig. 5a

Fig. 5a

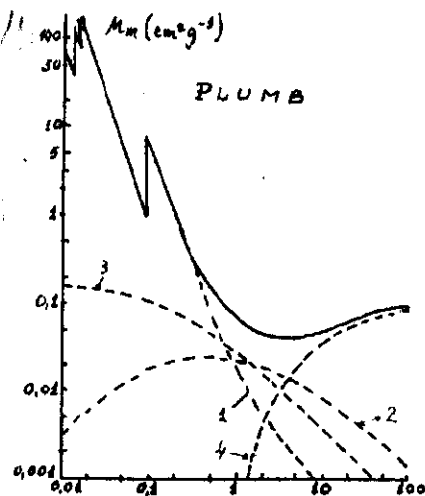


Fig. 5b

Fig. 5b

În fig. 5a și 5b sînt prezentate pentru Al și Pb dependențele de energia radiațiilor a coeficientului masic de atenuare și absorbție și a componentelor lor: 1-absorbția fotoelectrică, 2-absorbția Compton; 3-împrăștierea Compton; 4-absorbția formare de perechi; 5-absorbția totală; 6-atenuare. În anexa 14 sînt tabelate coeficienții lineari și

masici, de absorbție pentru un fasciul monocromatic îngust în diverse materiale. Coeficienții lineari de atenuare pentru Pb, Fe, Al și apă pot fi aproximați și din graficul din anexa 15.

2. Determinarea coeficienților de absorbție fotoelectrică și de atenuare totală.

Scopul lucrării.

Studiul dependenței de energie și Z a coeficienților masici de absorbție fotoelectrică a radiației electromagnetice.

Aparate și materiale necesare.

☛ - Surse de radiații γ de diferite energii: ^{57}Co (123 Kev), ^{119}Sn (25 Kev) ^{204}Tl (Pb, 75 Kev), ^{133}Ba , (80 și 356 Kev), ^{137}Cs (661 Kev) sau ^{60}Co (1,17 și 1,33 Mev).

- Plăcuțe de diferite grosimi de Al, Fe, Cu, Sn și Pb

- Sondă de scintilație cu cristal de NaI(Tl)

☛ - Numărător de particule cu cronometru.

☛ - Analizor monocanal.

4.3. Modul de lucru

Schema bloc a instalației utilizate pentru măsurarea coeficienților de atenuare este dată în fig. 6.

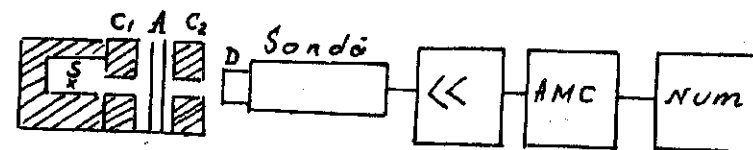


Fig. 6

Fascioulul de radiații γ emis de sursa radioactivă S este atenuat de stratul absorbant A înainte de a ajunge la detectorul D de NaI(Tl).
→ Colimatoarele C 1 și C 2 au rolul de a permite intrarea în detector numai a radiației care nu a interacționat cu atenuatorul A, nu și a celei difuzate de A.

Rolul AMC este de a selecta din spectru doar impulsurile datorate fotonilor de o anumită energie.

In acest scop, pregătitor măsurătorilor de absorbție se execută o etalonare a lanțului spectrometric γ (vezi lucrarea de spectroscopie gama). Se ridică apoi, spectrul de amplitudini al radiațiilor gama emise de sursa utilizată. Se delimitază focii datorate fotonilor a căror absorbție vrem s-o măsurăm. Pentru a elimina interferența altor fotoni, se efectuează măsurătorile pentru grupele de fotoni cu energia cea mai mare. In focii apar pulsuri datorate numai acestor fotoni. Delimitarea focii se face așezând pragul de discriminare la canalul din limita de amplitudini joase, iar fereastra este aleasă astfel încât să cuprindă întreg focii. Se pun absorbții de grosime crescătoare (x) și se trasează dependența $\ln R = \ln R_0 - \mu x$ unde R este viteza de numărare în focii, în prezența absorbantului de grosime X, iar R_0 este viteza de numărare fără absorbant. Din panta dreptei se determină μ .

Măsurătorile se repetă pentru toate tipurile de absorbții și pentru toate sursele existente. Se verifică dependența de Z și E_γ trăsind dependențele lui $\ln \mu$ în funcție de $\ln Z$ pentru valori constante ale lui E și apoi dependența lui $\ln \mu$ de $\ln E$ pentru valori constante ale lui Z. Rezultatele vor fi interpretate indicându-se unde este predominant efectul fotoelectric și unde cel Compton.

Se evaluează erorile posibile la determinarea coeficientului de atenuare din cauza fluctuațiilor statistice la numărare și din cauza erorilor la determinarea grosimii plăcuțelor absorbante.

Parametrii dreptei $y = \ln R_0 - \mu x$ care fitează dependența valorilor măsurate $\ln R(x)$ se vor determina prin metoda celor mai mici pătrate. Prelucrările pot fi efectuate cu un program care să furnizeze prin metoda celor mai mici pătrate parametrul μ eroarea lui standard σ_μ și valoarea normată a lui χ^2 .

$$\chi^2 = \frac{1}{K-2} \sum_{i=1}^K (\ln N_i - \ln N_0 + \mu x)^2 N_i \quad (17)$$

in care K este numărul măsurătorilor, $\ln N_0$ este termenul liber al dependenței obținute, X - grosimea absorbantului, iar ultimul factor N_i este ponderea măsurătorii i,

$$P_i = \frac{1}{6^2 (\ln N_i)^2} = 1 / \left(\frac{1}{N_i}\right)^2 6^2 N_i = N_i^2 / N_i = N_i.$$

Pentru sursa de cea mai mare energie, și cu absorbții de Z minim să se repete măsurătorile fără colimatorul C 2 și fără analizor monocanal, sau cu fereastra lui maximă și pragul de discriminare la minim. Să se compare valoarea lui μ astfel obținută cu cea anterioară și să se explice rezultatul obținut.

4.4. Probleme.

1. Deduceți dimensiunile coeficienților μ_m și σ
2. Scriind conservarea impulsului și a energiei pentru absorbția unei cuante gama către un electron liber să se arate că cele două ecuații nu sînt compatibile.
3. Să se compare într-un caz concret ($A=60$, $E_\gamma = 100$ KeV, $W = 10$ KeV) impulsul și energia de recul a atomului cu impulsul și respectiv energia fotoelectronului emis pe direcția și în sensul propagării fotonului.
4. Sursa de ^{119}Sn emite radiații γ de 24 KeV și X de 25,2 KeV. Să se determine care element are creasta de absorbție K între aceste energii? Cît de gros trebuie să fie filtrul din acest element pentru a atenua de 8 ori radiația X și in acest caz de cite ori este atenuată radiația γ .
5. Să se determine dependența energiei maxime a electronilor la imprimărierea cuantelor gama (creasta Compton in spectrele γ) in funcție de kv.
6. Să se demonstreze relația (18)

4.5. Bibliografie

1. K.Siegbahn " α, β and γ Ray Spectroscopy" North Holland Publ. Comp. Amsterdam 1966
2. K.N.Muhin "Fizica nucleară experimentală" vol.1, Ed.Tehn., București.
3. E.Gaspar, D.Serban "Elemente de radioprotecție", Ed.Tehnică, București, 1976.

5. SPECTROSCOPIA RADIATIILOR GAMA FOLOSIND
DETECTORI CU SCINTILATORI NaI(Tl)

5.1. Introducere

Radiațiile gama sînt fotoni de energii mari (Kev, Mev) emiși în procesele nucleare. Ele întovărășesc producții de reacție în reacțiile nucleare sau radiațiile nucleare (α sau β) în dezintegrările radioactive.

Cunoașterea energiei fotonilor emiși și a numărului de fotoni avînd o anumită energie este foarte importantă în fizica nucleară. Determinarea experimentală a acestor mărimi constituie obiectul spectroscopiei gamma. Din măsurătorile spectroscopice se obțin date direct legate de energia nivelelor nucleare excitate și a probabilităților de tranziție și indirect asupra naturii stărilor nucleare. Deasemenea, pe tehnica spectroscopiei gamma se bazează metode industriale sau de laborator pentru analiza impurităților (pînă la concentrații de 10^{-6} sau mai coborîte) în probe de roci, aliaje, materiale tehnice, biologice, etc.

Detectarea radiațiilor gamma și determinarea energiei lor se bazează pe interacția lor cu un detector selectiv. Un asemenea detector este cel cu scintilație.

5.1. a) Scintilatorul

Un detector cu scintilație are două părți: scintilatorul în care are loc conversia energiei particulei în energie luminoasă și fotomultiplicatorul (fig.1) care transformă energia luminoasă în puls de tensiune.

Scintilatorii de NaI sînt monocristale ce pot ajunge la dimensiuni de 50 x 50 cm.

Procesul de producere a scintilației în cristalele de NaI(Tl) este descris în partea introductivă I 3. Reamintim pe scurt următoarele elemente. În rețeaua cristalină, ca rezultat al interacțiunii atomilor are loc organizarea electronilor orbitali în benzi de nivele energetice permise, separate prin zone energetic interzise. Apariția benzilor energetice este condiționată de periodicitatea rețelei în ansamblu. În izolatori zona superioară de energie, numită bandă de conducție este goală și cea mai joasă, numită bandă de valență, este complet ocupată de electroni. Prin interacțiunea cu o particulă încărcată rapidă electronii trec din zona de valență în zona de conducție. Astfel, în zona

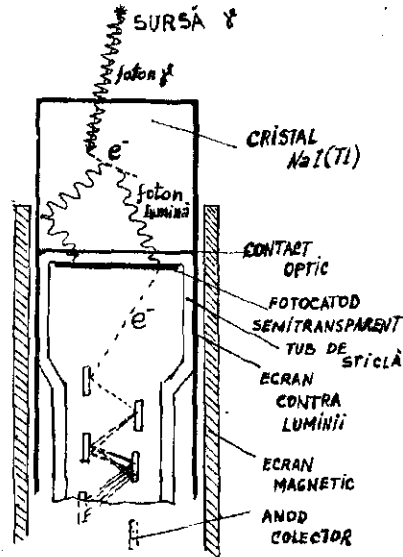


Fig.1 - Sistemul scintilator-fotomultiplicator.

În prezența nivelelor locale recombinația golurilor va avea loc prin trecerea electronilor din zona de conducție în zona de valență

de valență rămân goluri care se vor comporta ca particule de sarcină pozitivă. La trecerea electronilor din zona de conducție în cea de valență are loc recombinația electron-gol care este însoțită de emisia de radiație de spectru caracteristic cristalului, și pentru care există deci o probabilitate mare de absorbție în cristal. Probabilitatea de recombinație este crescută de existența unor nivele locale în zona interzisă, nivele ce apar datorită violării periodicității în rețeaua cristalină și se realizează prin introducerea de microcantități de atomi străini.

prin intermediul acestor nivele. Cristalul este transparent pentru aceeași radiație. Atomii străini introduși se numesc activatori. În cazul cristalelor de NaI, activatorii sînt atomi de Tl. Procesul de dezexcitare legat de trecerea electronilor din zona de conducțibilitate în zona de valență se numește fluorescență. Timpul de dezexcitare pentru NaI(Tl) este de 230 nsec.

Dacă experiența urmărește măsurarea energiei particulelor incidente este important de văzut cu ce precizie ne permite un astfel de sistem (cristal scintilator + fotomultiplicator = detector cu scintilație) determinarea energiei particulelor.

Energia particulei încărcate este pierdută în cristal sub formă de scintilații. Numărul de fotoni este cu atât mai mare cu cît energia de excitație \mathcal{E} este mai mică ($n \sim \frac{E}{\mathcal{E}}$) (Vezi exercițiul b din paragraful 5.5), unde E este energia particulei incidente.

În procesul de formare a pulsului, o parte din fotoni se pierd în scintilator sau în procesul de transformare pe fotocathod și o parte din electroni în procesul de colectare.

Toate aceste procese sînt aleatoare. Ele conduc la o fluctuație a amplitudinii pulsului în jurul unei valori medii V . Dacă între amplitudinea pulsului și energia particulei incidente există o proporționalitate atunci se poate defini rezoluția energetică ca:

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V}$$

ΔV se măsoară experimental, ca lățimea la semînălțime a distribuției pulsurilor, provocate în sistemul de detecție de particulele încărcate cu aceeași energie E . η este cu atât mai mare cu cît numărul de scintilații este mai mic și pierderile sînt mai mari. Dependența $\eta = f(E)$ este dată de formula 5 din I.3. Rezoluția energetică este o mărime foarte importantă pentru un sistem de detecție destinat măsurătorilor spectrometrice deoarece indică posibilitatea de a măsura două valori ale energiei E_1 și E_2 foarte apropiate. (Vezi exercițiul a din paragraful 5.5).

5.1.b. Transformarea radiației de fluorescență în semnal electric.

Pentru a transforma radiația de fluorescență în semnal electric se utilizează un fotomultiplicator. Fotocatoda emite fotoelectroni la acțiunea radiației emise de cristalul scintilator. Randamentul acestui proces este cu atât mai mare cu cât domeniul de lungime de undă al radiației emise este mai apropiat de cel în care este sensibilă fotocatoda. Pentru a obține un număr cât mai mare de fotoelectroni, pentru un număr dat inițial de fotoni de fluorescență este necesar ca cristalul scintilator să fie transparent pentru radiația de fluorescență și acoperit cu un strat reflector care să împiedice ieșirea radiației în afara cristalului. În unele cazuri, deoarece cristalele au indice de refracție mare spațiul între cristal și sticla fotomultiplicatorului este umplut cu un strat subțire transparent de ulei mineral, pentru micșorarea reflexiei luminii înapoi în scintilator.

În fotomultiplicator fotoelectronii se multiplică de 10^6-10^8 ori prin procesul de emisie secundară pe dinode. Pulsul cules pe anod este amplificat și analizat cu o schemă electronică adecvată tipului de experiență propus (Fig.2).

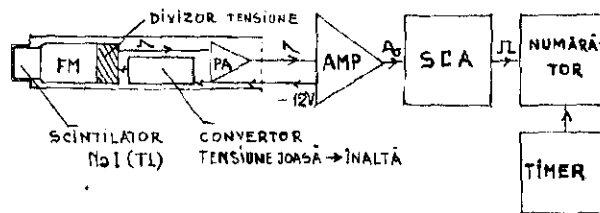


Fig.2 - Spectrometru γ cu scintilator NaI(Tl)

5.1.c. Interacțiunea radiațiilor γ cu scintilatorul

Fotonii γ nu provoacă direct scintilații în cristalul de NaI. Înregistrarea fotonilor γ se face prin intermediul electronilor ce provin din procesele de interacțiune ale fotonilor γ în cristal. În crista-

lul de NaI cuantele γ pot produce electroni prin trei efecte: efect fotoelectric; efect Compton; formare de perechi electron-positron.

În tabelul 1 sînt reprezentate schematic contribuțiile la amplitudinea pulsului a diferitelor procese de interacțiune a cuantelor γ în scintilator.

Dacă radiația γ este monoenergetică spectrul de amplitudini obținut cu un detector de scintilație arată ca în fig.4.

Se evidențiază fotopicul, creasta Compton de energie maximă și un platou corespunzător împrăștierei fotonilor la diferite unghiuri.

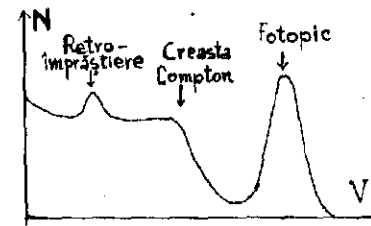


Fig.4 - Spectrul de amplitudini a unei surse γ monoenergetice.

Pe acest platou pot să mai apară picuri asociate altor fenomene. Picul de retroîmprăștiere apare datorită împrăștierei Compton a fotonilor în materialul care înconjoară detectorul și a înregistrării lor ulterioare în cristal. Energia fotonilor la difuzia înapoi este dată de relația

$$E_{\gamma}^i = E_{\gamma} - E_{\text{max}}^c$$

Dacă detectorul este înconjurat cu plumb pot apărea picuri corespunzătoare radiației X de excitare a păturii K a plumbului (75 KeV).

Dacă energia fotonilor este suficient de mare pentru a crea perechi, se produce perechea electron-positron care are energia cinetică $E_{\gamma} - 2m_0c^2$. Pozitronul ajuns în stare de repaus se anihilează cu un electron din mediu formînd două cuante γ , emise la 180° și de energie m_0c^2 (0,511 MeV). Dacă ambele cuante sînt absorbite în cristal prin efect fotoelectric pulsul înregistrat intră în fotopic.

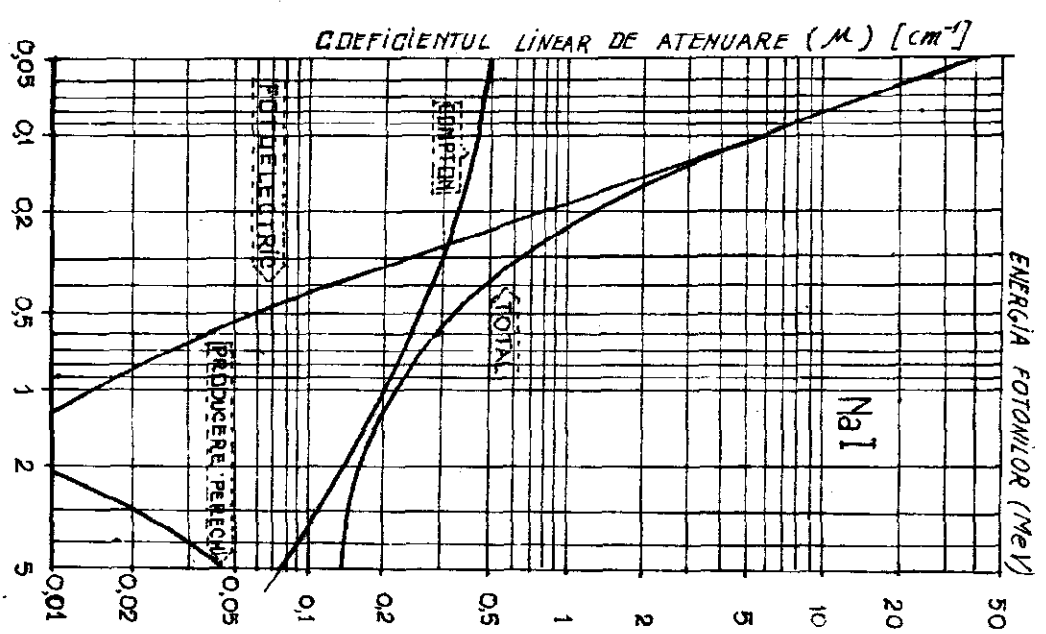
Dacă unul dintre fotoni este absorbit și celălalt scapă din cristal, pulsul înregistrat corespunde energiei $E_{\gamma} - m_0c^2$. Pulsurile acestea se vor aduna în picul numit de simplă scăpare. Dacă ambele cuante scapă din cristal se obține un pic (de dublă scăpare) la $E_{\gamma} - 2m_0c^2$.

TABEL 1 Contribuțiile la amplitudinea semnalului pentru diverse evenimente în cristalul NaI(Tl)

Schema evenimentului							
Procese de absorbție	Efect fotoelectric; cuantele γ sunt absorbite în cristal	Efect Compton; cuanta γ imprimată pășește cristallul	Efect Compton; cuanta γ imprimată este absorbită	Producere de perechi; cuantele γ de anihilare pășesc cristallul (scăpare dublă)	Producere de perechi; o cantă γ de anihilare scapă, cealaltă este absorbită (scăpare simplă)	Producere de perechi; ambele cuante de anihilare sînt absorbite	Producere de perechi; una din cuantele de anihilare este imprimată Compton, cealaltă este absorbită
Energia absorbită în cristal	E_γ	Variază de la 0 la E_{max} $E_n^c = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}}$	E_γ	Energia cinetică a electronului și pozitronului este $E_\gamma - 2m_0 c^2$	$E_\gamma - m_0 c^2$	E_γ	$E_\gamma - m_0 c^2 +$ energia cinetică a electronului Compton
Amplitudinea semnalului	Puls în fotic	Puls în distribuția Compton	Puls în fotic	Picul de scăpare dublă	Picul de scăpare simplă	Fotic	Puls în distribuția de fond
Observații	E_γ = energia cuantei γ ; $m_0 c^2$ = energia de repaus a electronului = 0,51 MeV Cuantele x produse în urma efectului fotoelectric pot scăpa. Aceasta poate produce un pic aditional; amplitudinea pulsului fiind $E_\gamma - E_x$						

134

FIG. 3 - Coeficientul linear de atenuare pentru NaI(Tl)



Aceste picuri de scâpare se pun în evidență mai ales pentru fotoni de energie mare pentru care efectul de formare de perechi are o probabilitate mare.

5.1.d. Determinarea spectrului radiațiilor γ cu detectorii cu scintilatori.

Măsurarea energiei electronilor produși la interacția cuantelor γ cu substanța scintilatorului ne permite să tragem concluzii privind energia cuantelor γ înșiși. Amplitudinea pulsului la ieșirea fotomultipliatorului este proporțională cu energia lăsată în cristal de o cuantă γ , prin unul sau mai multe efecte descrise la punctul C al acestui paragraf.

Pentru a măsura pulsurile de o anumită amplitudine semnalul detectorului cu scintilație este prelucrat într-un montaj electronic care să permită sortarea după amplitudini a pulsului (Fig.2).

Preamplificatorul se plasează imediat după detector, sau este conectat direct, în felul acesta pe un cablu de legătură de capacitate cât mai mică atenuările și distorsionările semnalului sînt minime. Preamplificatorul transformă caracteristica de impedanță mare a detectorilor în impedanță mică, pentru a se putea astfel utiliza cabluri de lungimea necesară pînă la amplificator. Amplificatorul asigură amplificarea necesară a semnalului. Pentru circuitele transistorizate amplitudinea pulsului la ieșire este cuprinsă între 0 și 10 V. El mai îndeplinește și funcțiile de filtrare și formare a semnalului, pentru operația ulterioară de analiză.

Operația de analiză în amplitudine este îndeplinită de un analizor monocanal. Acest modul electronic generează la ieșire un semnal logic, de amplitudine și lărgime standard, dacă semnalul dela intrare (venit de la amplificator) depășește valoarea de prag V_1 și este inferioră unei valori V_2 . Diferența $\delta V = V_2 - V_1 \sim \delta E$ poartă numele de fereastră analizorului și se alege cu ajutorul unui helipot special, notat cu ΔE , pe panoul frontal al analizorului. Din alt helipot notat cu E se poate alege V_1 .

Numărul de pulsuri standard al analizorului monocanal este înregistrat cu ajutorul unui numărător. Timpul cît se face numărarea poate fi comandat de un ceas electronic special (TIMER) care asigură startul și stopul numărătorului.

Amănunte privind funcționarea acestor module se pot găsi în partea introductivă.

Etalonarea în energie a sistemului de detecție înseamnă găsirea corespondenței între amplitudinea V indicată pe butonul Level, B, al BOA și energia cuantelor γ (evenimentele din fotopie).

Pentru etalonare se folosesc 2 surse γ care emit fotoni de energie cunoscută. Pentru fiecare sursă în parte se determină numărul de pulsuri în funcție de amplitudine și se găsește amplitudinea corespunzătoare fotopieului. Se reprezintă grafic amplitudinea corespunzătoare fotopieului în funcție de energia cuantelor γ . Dependența este liniară. Cu ajutorul acestei curbe de etalonare se pot determina energiile maxime ale electronilor în efectul Compton, energia picului de retroîmprăștiere etc. Dacă se ia o sursă γ de energie necunoscută și se determină amplitudinea corespunzătoare fotopieului se poate găsi energia fotonilor γ emiși de această sursă.

Am arătat mai sus că datorită fluctuațiilor statistice care apar în procesul de transformare a energiei fotonilor în puls de tensiune, fotopieul are o lărgime ΔV , care depinde de energia fotonilor înregistrați.

Această dependență se poate găsi pe cale experimentală, pentru detectorul utilizat, măsurînd lărgimea la semiînălțimea fotopieului, pentru mai multe radiații γ de energie diferită.

5.2. Obiectul lucrării.

Scopul este însușirea tehnicii de măsurare a energiei fotonilor gama emiși de o sursă radioactivă, folosind un detector de scintilație cu cristal, scintilator de NaI(Tl) și un sistem electronic de analiză a pulsurilor după amplitudine.

Lucrarea presupune mai întâi etalonarea spectrometrului cu ajutorul unor surse γ care emit radiații de energie cunoscută. Apoi se măsoară energia cuantelor γ emise de o sursă necunoscută.

5.3. Aparatura utilizată.

Spectrometrul γ prezentat schematic în fig.2 se compune din următoarele elemente:

- sondă tip S 19MB cu cristal scintilator NaI(Tl) de 1" x 1" fotomultiplicator și preamplificator;
- sursă de alimentare (bin) tip ST 614
- amplificator 1115
- analizor monocanal 1122
- numărător 1043 și timer 1052

Ca surse de etalonare se vor folosi ^{137}Cs și ^{60}Co . Schemele de dezintegrare, deci și energiile cuantelor γ emise le puteți urmări în partea introductivă 1.

5.4. Modul de lucru și prelucrarea rezultatelor.

a) Se verifică schema instalației experimentale; se controlează legăturile modulelor și parametrii optimi după indicațiile de pe schița de pe masă. Se realizează amplificarea astfel încât pulsurile corespunzătoare evenimentelor din fotopicul sursei de ^{137}Cs să aibă circa 4 volți.

b) Se așează sursa de ^{137}Cs în fața detectorului la o distanță de câțiva cm și se trasează spectrul de amplitudine pentru această sursă, cu o fereastră de 0,1 V și variind pragul la SOA. Numărarea se face, pentru fiecare valoare a pragului pe un interval de timp astfel ales încât eroarea să nu depășească 3%-5%

Se repetă operația pentru sursa de ^{60}Co .

Izotopul ^{137}Cs emite o singură radiație γ cu energia $E_\gamma = 0,661\text{MeV}$.

Izotopul ^{60}Co emite două radiații γ cu energiile de 1,17 MeV și 1,33 MeV.

Se găsește poziția fotopicurilor pentru cele trei valori ale energiei și se trasează dreapta de etalonare.

c) Se identifică pe spectrul obținut pentru sursa de ^{137}Cs linia ta corespunzătoare energiei maxime a electronilor Compton și picul de retroîmprăstiere. La fel pentru spectrul sursei de ^{60}Co . Se compară rezultatele cu valorile ce se pot obține din graficul din anexa 16.

d) Se identifică fotopicurile corespunzătoare unor surse necunoscute și se determină energia fotonilor emiși de acestea.

e) Se calculează rezoluția energetică pentru diferite fotopici și se reprezintă grafic în funcție de energia corespunzătoare a fotonilor. Să se reprezinte graficul $\eta^2 = f(E)$.

5.5. Exerciții.

a) Să se arate că două radiații γ de energii E_1 și E_2 mai pot fi rezolvate dacă amplitudinile medii corespunzătoare fotopicurilor, V_1 și V_2 , îndeplinesc relația

$$|V_2 - V_1| > 0,85 \Delta V$$

unde ΔV este lărgimea la semînălțime a fotopicurilor.

b) Pentru producerea unui foton particula încărcată care ionizează cristalul de NaI(Tl) pierde în medie din energia sa cinetică 300eV. Să se calculeze rezoluția minimă pentru cuantele γ cu energii de 120 KeV, 661 KeV și 1332KeV, dacă se consideră numai dispersia numărului de fotoni.

c) Urmărind graficul din fig.3 să se estimeze raportul dintre numărul de evenimente din fotopic și numărul total de evenimente, din spectrul radiațiilor γ cu energiile menționate în exercițiul b). Cristalul are dimensiuni mici, de 1" x 1", astfel că se pot neglija împrăștiările Compton-multiple.

5.6. Bibliografie

K.Siegbahn - α , β and γ Ray Spectroscopy", North Holland Pub.Comp. Amsterdam (1966).

W.Scharf, W.Lisecki - Amplitude Distribution Spectrometers, PWN - Polish Scientific Publishers, Warszawa (1980)

W.J.Price - Nuclear Radiation Detection, M.Graw - Hill, New York (1958)
 N.Ghiordănescu - Metode experimentale în fizica neutronilor - U.București
 x x x - Lucrări practice de fizică nucleară și fizica particulelor
 elementare (1974) - U.București.

DETERMINAREA ACTIVITĂȚII UNEI SURSE
 RADIOACTIVE

6.1. Principiul lucrării

Activitatea unei surse, notată cu Λ , este definită ca numărul de nuclee ale sursei care se dezintegrează în unitatea de timp; ea este proporțională, cu numărul de nuclee radioactive prezente în sursă:

$$\Lambda = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N(t); \quad \left| \frac{d\Lambda}{dt} \right| = \lambda \Lambda \rightarrow \Lambda = \Lambda_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

Rezultă că activitatea unei surse date scade în timp cu o viteză care depinde de însăși valoarea activității și de cea a lui λ . λ este constanta de dezintegrare, definită în I 2, paragraful 2.2, și depinde de natura izotopului radioactiv. Ea se leagă de timpul de înjumătățire a izotopului prin relația $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$.

Printre metodele de determinare a activității, două au un caracter general: metoda geometriei date și metoda comparației cu o sursă etalon.

În radioactivitate nu se poate vorbi de etaloane imuabile deoarece activitatea lor scade în timp conform relației 1. În plus, nu există un etalon de activitate universal, valabil pentru toate sursele radioactive, deoarece fiecare radionuclid are o schemă de dezintegrare proprie, iar răspunsul unui detector este sensibil la caracteristicile radiației detectate.

Astfel dacă schema de dezintegrare este de tipul celei din fig.1, în care ^{32}P emite numai radiații β cu energie maximă $E_{\beta\text{max}} = 1711\text{keV}$, este suficient să se numere particulele β emise în unitatea de timp în unghiul solid 4π ; fiecare particulă β înseamnă o dezintegrare a unui nucleu de ^{32}P .

Aceasta este metoda geometriei 4π și se realizează fie utilizând un scintilator lichid, în centrul căruia se plasează sursa, fie un cristal scintilator ou puț, pe fundul căruia se pune sursa. În cazul schemei

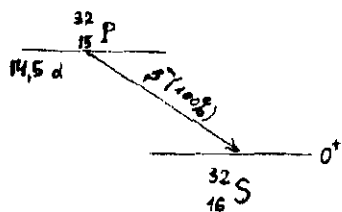


Fig.1 - Schemă de dezintegrare ^{32}P

din fig.1 nu este necesară analiza spectrului energetic β . Dacă însă dezintegrarea are loc după o schemă de tipul celei din fig.2 folosirea unei geometrii 4π nu mai este indicată; sînt necesare utilizarea unor detectori sensibili numai la un anume tip de radiații (β sau γ) și analiza energetică. Aceste două condiții

implică introducerea factorului de schemă S_1 , definit în partea introductivă 1, ca probabilitatea ca, la dezintegrarea unui nucleu sursă, să se emită radiația de tipul " L_1 ".

În captura electronică, (vezi partea introductivă 1), dacă nucleul produs se formează în starea fundamentală stabilă, activitatea sursei se poate determina numai detectînd razele X sau electronii Auger, folosind detectori specifici, sensibili la energii joase. Va trebui deci să se țină seama de probabilitățile relative ale celor două procese, pentru a determina corect activitatea.

Dacă nucleul fiică se formează în stare excitată activitatea se determină de obicei detectînd fie razele γ , fie electronii de conversie. În primul caz, în spectrul γ apare și spectrul razelor X caracteristice ale nucleului fiică. Linii X trebuie corect identificate și eliminate din zona analizată a spectrului γ pentru determinarea corectă a activității. Similar, dacă activitatea Λ se determină prin

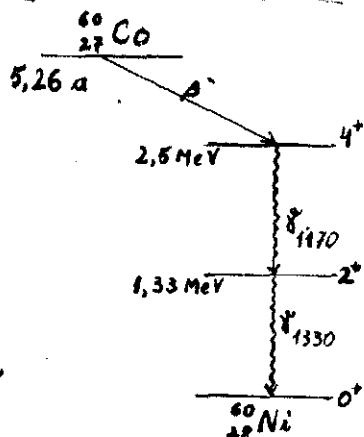


Fig.2 - Schema de dezintegrare a ^{60}Co

detectarea electronilor de conversie, în spectrul acestora, la energii joase, apar linii suplimentare, corespunzătoare electronilor Auger. Pentru determinarea corectă a vitezei de numărare, vor trebui exact identificate liniile Auger și liniile de conversie.

Trebuie menționat faptul că, atunci cînd nucleul fiică este un nucleu instabil și la rîndul său se va dezintegra, determinarea activității Λ va fi complicată prin emisia suplimentară de radiații care face ca analiza și interpretarea datelor să fie mai dificilă.

Determinarea activității se bazează pe faptul că viteza de numărare R_1 la detecția unei radiații L_1 va fi proporțională cu produsul dintre activitatea Λ și factorul de schemă al radiației date S_1

$$R_1 \sim S_1 \Lambda \quad (2)$$

Factorul de proporționalitate se numește factor de detecție și reprezintă probabilitatea ca o radiație L_1 emisă de sursă să fie înregistrată. Acest factor pe care-l notăm cu G este dat, în esență, de produsul dintre probabilitatea G ca radiația L_1 să cadă pe detector (factorul geometric), probabilitatea ϵ_1 ca radiația L_1 ce a căzut pe detector să fie înregistrată (eficiența intrinsecă) și probabilitatea f_1 ca radiația L_1 să nu fie absorbită înainte de a intra în zona sensibilă a detectorului.

Factorul geometric pentru o sursă punctuală plasată pe axa detectorului este dat de raportul dintre unghiul solid Ω format de sursă și suprafața frontală a detectorului și unghiul solid, total de emisie (4π).

$$G = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (3)$$

Eficiența intrinsecă este determinată de tipul de radiație, de energia ei și de materialul detector. Relația (2) devine:

$$R_1 = S_1 \cdot S_1 \cdot \Lambda = G \epsilon_1 S_1 f_1 \Lambda \quad (4)$$

Metoda unghiului solid finit care se va folosi în lucrare se bazează pe relația (4). Factorii ce intervin în această relație vor fi estimați după cum urmează:

Factorul geometric G la iradierea frontală a detectorului cu o sursă punctiformă, plasată pe axa detectorului de diametru d și la distanța D de acesta este dat de expresia:

$$G = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + d^2/4D^2}} \right) \quad (5)$$

Dacă este îndeplinită condiția $D \gg d$, $\frac{d^2}{4D^2} \ll 1$; prin dezvoltare în serie relația 5 devine

$$G \approx \frac{1}{16} \frac{d^2}{D^2} \quad (5')$$

În fig. 3 sînt date diagramele dependenței lui G de distanța sursă-detector, calculate pentru cristale de NaI(Tl) cilindrice de di-

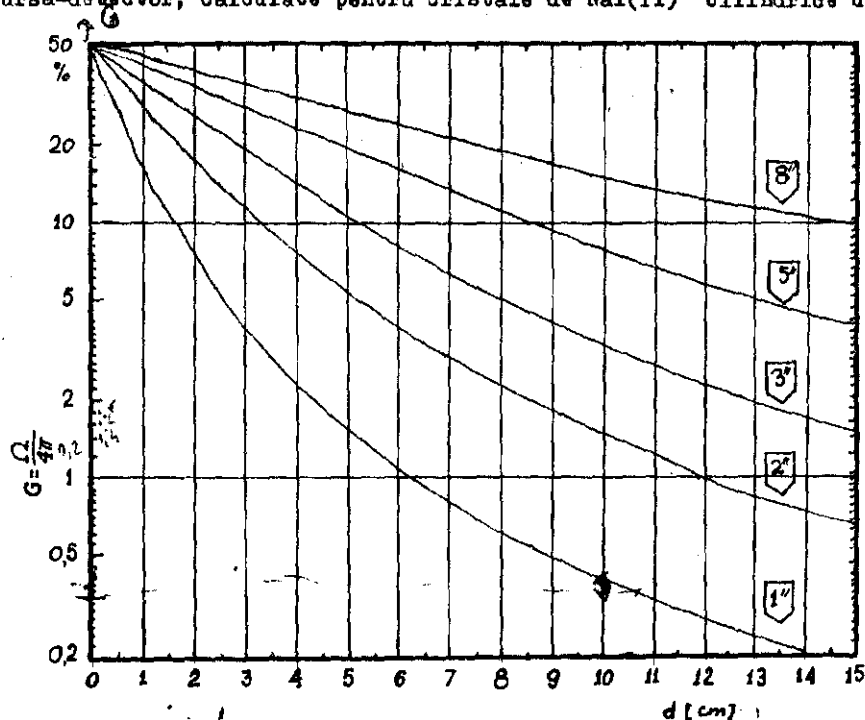


Fig. 3 - Dependența eficienței geometrice G de distanța sursă-detector pentru cristale de NaI(Tl) de diferite dimensiuni, date în inch și puse în dreptul fiecărei curbe. (Din Catalogul Companiei Chimice Harshaw (SUA)).

ferite dimensiuni. Diametrul și înălțimea cristalului sînt totdeauna egale.

f_1 - factorul de atenuare al radiației L_1

$$f_1 = f_a f_{imp} f_r f_{as}$$

unde

f_a - factorul de atenuare a radiațiilor în aer, în fereastra detectorului și în alte materiale absorbante așezate între sursă și detector.

f_{im} - factorul de împrăștiere a radiațiilor în detector de către aer, carcasa detectorului, ecran etc.

f_r - factorul de retroîmprăștiere în suportul sursei

f_{as} - factorul de autoabsorbție în materialul sursei.

Factorul de absorbție pentru n absorbanți cu coeficient de absorbție liniară μ_j și grosime x_j interpuși între sursă și detector este dat de relația

$$f_a = \exp \left(- \sum_{j=1}^n \mu_j x_j \right)$$

Pentru $\mu_j x_j \ll 1$ relația devine:

$$f_a \approx 1 - \sum_{j=1}^n \mu_j x_j$$

Notă:

*) În calculul acestor coeficienți folosiți valorile μ tabelate în anexa 14.

**) În cazul razelor γ ale ^{60}Co toți acești factori f se iau ≈ 1 cu bună aproximație.

Prin ϵ_t s-a notat eficiența intrinsecă totală a detectorului, definită ca probabilitatea de răspuns a detectorului atunci cînd pe el cade o radiație dată. Ea se mai definește ca raportul dintre numărul semnalelor de răspuns și numărul de particule ce intră, în detector într-un interval de timp dat. Această eficiență depinde de natura și dimensiunile detectorului și de natura și energia radiațiilor detectate. În fig. 5 este figurat modul de calcul al lui ϵ_t pentru un detector cilindric de NaI(Tl), în cazul detecției radiațiilor γ . Ținînd cont de interacția radiației γ cu substanța se obține:

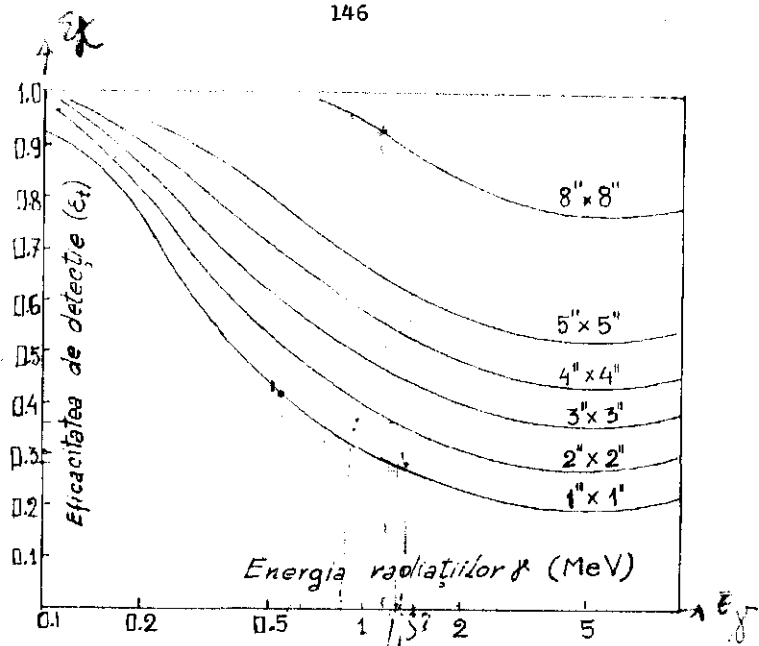
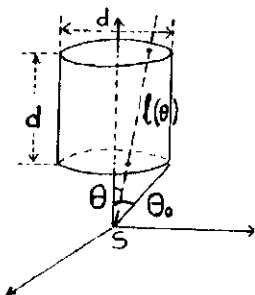


Fig.4 - Eficacitatea de detecție totală pentru cristale NaI(Tl) de diverse dimensiuni, cu sursa la 10 cm de cristal.



$$\epsilon_t = \frac{\int_0^{\theta_0} \sin \theta \{1 - \exp[-\bar{\sigma} n l(\theta)]\}}{\int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta} \quad (6)$$

în care $\bar{\sigma}$ are semnificația unei secțiuni medii de interacție a cuantelor γ ; n - este numărul de centri de interacțiune din unitatea de volum a detectorului, iar $l(\theta)$ este distanța în cristal, pe direcția θ , pe care radiația emisă din

Fig.5 - Determinarea eficacității intrinseci a scintilatorului cilindric.

sursa S o parcurge în cristalul detector.

În general, aceste eficacități sînt calculate și tabelate, sau reprezentate grafic, pentru radiații γ de diferite energii și cristale de diferite dimensiuni. În fig.4 sînt date diagramele cuprinzînd eficacitățile intrinseci totale ale detectorilor de NaI(Tl) de diferite dimensiuni în funcție de energia razelor γ , pentru sursa γ așezată la 10 cm de detector.

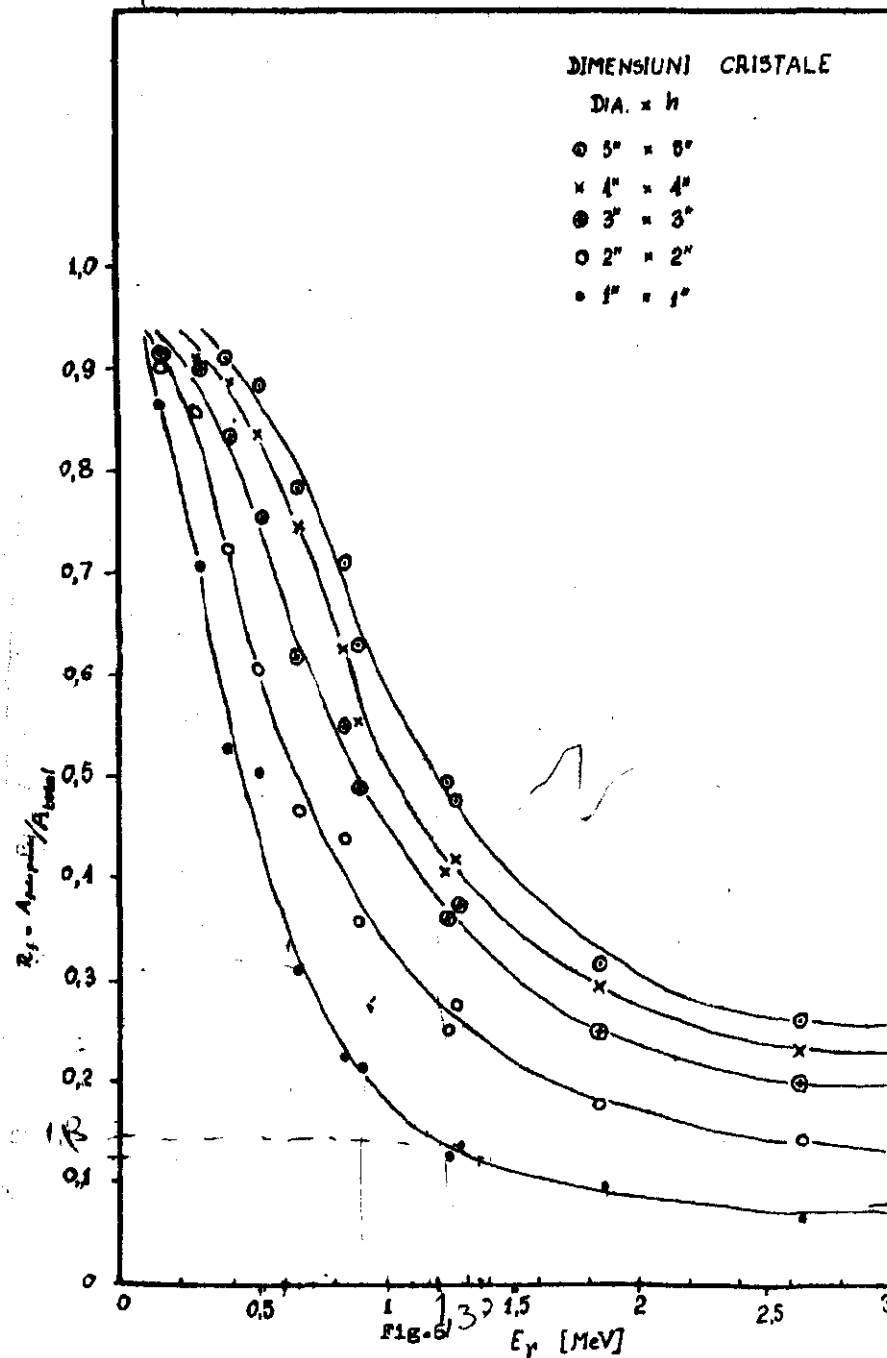


Fig.6

0,1... 0,35

Se face distincție între eficiența intrinsecă \mathcal{E}_t totală, în care se iau în considerare semnalele de răspuns din tot spectrul de amplitudine (compton + fotopic), și eficiența intrinsecă la fotopic la care se iau în considerare semnalele de răspuns la detecția cu amplitudinea maximă (în fotopic). Relația de legătură este

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_t \cdot R_f \quad (7)$$

Mărimea R_f se numește raport de fotopic și este definit ca raport dintre numărul semnalelor de răspuns din fotopic și numărul semnalelor din tot spectrul de amplitudine al radiațiilor γ înregistrate

$$R_f = \frac{\text{Aria fotopic}}{\text{Aria totală}} \quad (8)$$

În fig.6 sînt reprezentate graficele $R_f = f(\mathcal{E}_f)$ pentru diferite cristale de NaI(Tl) cilindrice, cînd sursa se află la 10 cm de detector.

Observație. În cazul cristalelor mici, cu dimensiunile de $1'' \times 1'' = 2,54 \text{ cm} \times 2,54 \text{ cm}$, și pentru surse așezate la distanțe mult mai mari decît diametrul cristalului, pentru eficiența de fotopic se poate folosi relația:

$$\mathcal{E}_f = 1 - \exp(-\mu_f d) \quad (9)$$

unde μ_f este coeficientul de absorbție fotoelectrică care poate fi scos pentru NaI din graficul din fig.3 din lucrarea "Spectroscopia radiațiilor γ folosind detectori cu scintilatori", iar d este grosimea cristalului.

6.2. Obiectul lucrării.

În lucrarea de față se propune determinarea activității absolute a unor surse de ^{60}Co , a cărui schemă de dezintegrare este dată în fig.2, utilizînd metoda unghiului solid finit.

Pentru verificare se va determina activitatea aceluiași sursă prin comparare cu activitatea unei surse etalon de ^{60}Co . Pentru calculul activității din relația (4) se folosește viteza de numărare corectată

$$R = r + r^2 \zeta - F \quad (10)$$

În relația (10) prin r s-a notat viteza de numărare a instalației în prezența fondului. Pentru detectorii cu scintilație utilizați, timpul mort este $\tau = 10^{-6}$ s. Pentru măsurarea vitezei de numărare r se folosește un lanț spectrometric, cu detector de scintilație, a cărui schemă bloc e dată în fig.7.

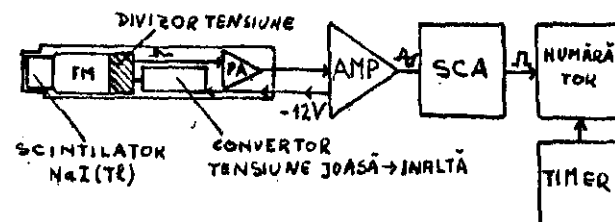


Fig.7 - Schema bloc a unui lanț spectrometric cu detector NaI(Tl).

Condiția esențială pentru determinarea activității unei surse prin metoda comparării cu o sursă etalon este ca sursa să fie preparată din același radionuclid ca și sursa studiată. Aparatura necesară este un lanț spectrometric sau chiar numai un lanț de numărare - fără analiză după amplitudine a spectrului.

A doua condiție legată de această metodă este de natură geometrică: dimensiunile sursei etalon și ale celei studiate precum și geometria de măsură să fie identică. În acest caz, vitezele de numărare pentru sursa etalon și sursa de activitate necunoscută vor fi:

$$R_{et} = g S \Delta \quad (11)$$

$$R_x = g S \Delta_x \quad (12)$$

Rezultă imediat activitatea necunoscută

$$\Delta_x = \frac{R_x}{R_{et}} \Delta \quad (13)$$

6.3. Modul de lucru

Pentru evitarea impreciziei în determinarea lui Δ datorată fenomenelor secundare de împrăștiere și absorbție se va utiliza în for-

mulela 4 și 13 viteza de numărare pe fotopio. De aceea este necesară analiza spectrului de amplitudine și selectarea fotopioului radiației utilizate în determinarea lui Λ .

Se realizează în acest scop următoarele etape de lucru:

1. a) Se face calibrarea energetică a lanțului spectrometric utilizând sursele de calibrare $^{137}\text{Cs}(E_{\gamma_1} = 0,661 \text{ MeV})$, $^{60}\text{Co}(E_{\gamma_1} = 1,17 \text{ MeV})$ și $E_{\gamma_2} = 1,33 \text{ MeV}$);

b) Se determină rezoluția energetică

c) Se determină eficiența intrinsecă de fotopio (din graficele din fig.5 și 6) pentru liniile γ ale ^{60}Co .

2. Se determină activitatea prin metoda unghiului solid folosind lanțul spectrometric calibrat.

a) Pentru aceasta se plasează sursa pe axa detectorului la distanța $D = 10 \text{ cm}$, care se măsoară cât mai exact. Se fixează fereastra analizorului monocanal pe ultimul fotopio (1,33 MeV) așa cum se arată în fig.8.

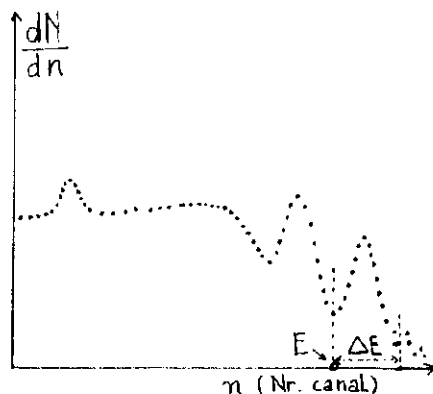


Fig.8 - Spectrul γ al ^{60}Co și fixarea ferestrei analizorului pe fotopio de 1330 KeV.

b) Se determină viteza de numărare cu sursă (r) și fără sursă

(F).

Se calculează viteza corectată R cu formula (10).

o) Se calculează eficiența geometrică G după formula (5) sau (5') sau se scoate valoarea corespunzătoare din graficul din fig.3.

1) Se determină eficiența intrinsecă de fotopio ϵ_f din relația (7) cu valorile ϵ_t și R_f extrase din graficele din fig.5 și fig.6 sau folosind relația aproximativă (9).

e) Se calculează Λ din formula (4)

f) Se calculează eroarea ϵ_{Λ} folosind metoda propagării erorilor. Pentru aceasta se consideră că în așezarea sursei la distanța de 10 cm de detector se poate greși cu circa 3 mm și că numărul de cuante N detectate în timpul t , cît se face măsurătoarea, se supune distribuției Poisson. Estimați de asemenea eroarea pe care o puteți face în citirea mărimilor ϵ_t și R_f din graficele 5 și 6.

3. În aceeași geometrie, se determină viteza de numărare a sursei etalon și a sursei de activitate necunoscută. Se determină cu formula 13 activitatea necunoscută. În determinarea erorilor se ține seama de observațiile de la punctul 2.f.

4. Se dă îndrumătorului o combinație de surse. Se trasează spectrul și se identifică elementele radioactive.

Cunoscînd numărul de evenimente din fotopiouri, cu corecțiile de fond Compton, să se determine activitatea fiecărei surse componente.

6.4. Probleme.

1. Să se demonstreze formula 5.

2. Activitatea sursei etalon de ^{60}Co , cu care se lucrează, a fost determinată la 1 sept. 1977: $\Lambda = (1,37 \pm 0,07) \mu\text{Ci}$. Care este activitatea sursei în prezent? (Folosiți în acest scop tabelele din Anexa 8).

3. Aveți două surse de ^{60}Co cu activitățile de aproximativ $10 \mu\text{Ci}$ și 1 Ci . Care vor fi precauțiile experimentale ce trebuie luate în efectuarea determinărilor celor două activități.

Bibliografie.

1. R.Ion-Mihai, G.Vlăduță, "Spectroscopie nucleară", carte de laborator GMUB (1984).

152
 SA IL IA NAISA
 PE PRODU. CA MA
 N-AM SEGRATI

7. DETERMINAREA TIMPULUI DE INJUMATĂȚIRE AL
 RADIONUCLIZILOR β DIN ANALIZA CURSELOR
 DE DEZINTEGRARE

7.1. Introducere.

Se înțelege prin radioactivitate (dezintegrare radioactivă) procesul de emisie spontană de către nucleul atomic a unei sau mai multe particule. Nucleele care au această proprietate se numesc radioactive.

Probabilitatea ca un nucleu radioactiv să se dezintegreze în unitatea de timp se numește constantă de dezintegrare λ . Dacă la momentul t avem N nuclee rămase nedezintegrate numărul de nuclee care se dezintegrează în intervalul de timp dt va fi $dN = -\lambda N dt$. Din această ecuație diferențială scoatem prin integrare numărul de nuclee rămase nedezintegrate la momentul t , dacă la momentul $t_0 = 0$ avem N_0 nuclee radioactive,

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

Timpu de înjumătățire $T_{1/2}$ este intervalul în care numărul de nuclee radioactive de un anumit sort, se reduce la jumătate. Folosind această definiție, din relația (1) se scoate:

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (2)$$

Numim activitate Λ , sau viteză de dezintegrare, numărul de nuclee care se dezintegrează, în unitatea de timp. Derivând relația (1) obținem că activitatea sursei scade tot după o lege exponențială:

$$\Lambda = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \Lambda_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

unde $\Lambda_0 = \lambda N_0$ poartă numele de activitate inițială.

Viteza de numărare R este proporțională cu activitatea

$$R = gs\Lambda$$

unde g - este factorul de detectare, iar s - factorul de schemă. Rezultă că viteza de numărare are aceeași variație în timp, dacă geometria și condițiile de detectare sînt menținute neschimbate în tot timpul experimentului.

$$R = R_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

Dacă timpul de înjumătățire, $T_{1/2}$ este de ordinul secundelor pînă la ordinul zilelor, el poate fi determinat din curba de dezintegrare a preparatului radioactiv, adică din variația în timp a vitezei de numărare. În reprezentarea $\ln R$ funcție de t se obține o linie dreaptă

$$\ln R = \ln R_0 - \frac{0.693}{T_{1/2}} t \quad (5)$$

de la panta căreia se calculează timpul de înjumătățire.

Dacă în preparatul radioactiv există mai multe specii de nuclee radioactive, care se dezintegrează independent unul de altul, activitatea totală se scrie:

$$\Lambda = \sum \Lambda_i = \sum \Lambda_{i0} e^{-\lambda_i t} \quad (6)$$

Iar viteza de numărare se modifică în timp conform unei suprapunerii de exponențiale:

$$R = \sum R_{i0} e^{-\lambda_i t}$$

În particular, pentru cazul a doi nucleizi independenți, avem:

$$R = R_{10} e^{-\lambda_1 t} + R_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (7)$$

În acest caz se pot determina ușor din curba de dezintegrare timpii de înjumătățire, dacă între ei este o diferență de cel puțin un ordin de mărime. Pentru valori mai mari ale lui t , unul din radionuclizi, să considerăm că este primul, s-a dezintegrat complet, astfel că din (7) se obține:

$$R \approx R_2 = R_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad t \gg T_{1/2}^{(1)}$$

Procedând ca și pentru o singură specie de radioizotop se determină λ_2 .
Se poate calcula atunci, pentru orice valoare a timpului

$$R_1(t) = R(t) - R_2(t)$$

și din reprezentarea $\ln R_1(t)$ în funcție de t se obține λ_1 .

7.2. Obiectul lucrării.

Scopul lucrării este determinarea timpilor de înjumătățire a radionuclizilor beta activi, folosind curbele de desintegrare. Se vor analiza două cazuri, o singură specie de radionuclid, respectiv două tipuri de radionuclizi nelegați genetic. Pentru obținerea radionuclizilor se vor activa cu neutroni probe de vanadiu, aluminiu, indiu, argint. Prin reacții (n, γ) se formează izotopii β activi ^{28}Al , ^{52}V , ^{116}In , ^{108}Ag și ^{110}Ag a căror scheme de desintegrare pot fi urmărite în partea introductivă.

7.3. Aparatura utilizată.

Foștele de Al, V, In și Ag se vor activa la sursa de Pu-Be, descrisă în partea introductivă.

După activare probele β vor fi puse în fața unui detector cu scintilator organic. Semnalul sistemului scintilator-fotomultiplicator este prelucrat cu ajutorul unui lanț de module NIM. Schema aparatului, prezentată în fig.1 conține următoarele elemente:

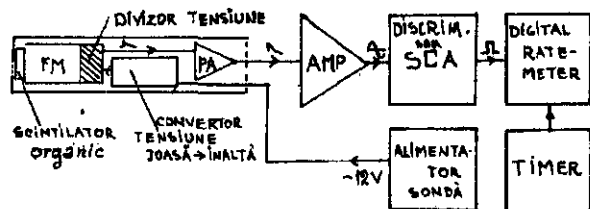


Fig.1 - Lanț de detecție

- scintilator organic cu fotomultiplicator FM
- preamplificator PA
- amplificator AMP

- discriminator integral sau analizor monocanal (SCA)
- numărător sau debitmetru digital
- cronometru electronic (timer).

7.4. Modul de lucru și prelucrarea rezultatelor.

Se pun la activat foștele din metalele menționate la paragraful 7.2. Timpul de activare se alege astfel încât probele să aibă la scoaterea din bacul cu apă al sursei de neutroni o activitate apropiată de cea de saturație. (Vezi întrebarea (c) din paragraful următor). Pentru aceasta probele se așează la câțiva centimetri de capsula sursei de Pu-Be, astfel încât numărul de neutroni termalizați să fie suficient, iar scăderea fluxului cu creșterea distanței de sursă să nu fie prea mare.

Se pregătește apoi aparatul de detecție în următoarea ordine:

- Se verifică schema din fig.1 și se aleg parametrii aparatului așa cum se dau în schemă suplimentară sau în prospectele de aparatură de la masa de lucru.
- Se alimentează BIN-ul în care se află modulele NIM utilizate
- Se determină viteza de numărare de fond R_f . Numărarea pulsurilor se face un timp suficient de lung ca eroarea să fie mai mică decât cea propusă.

Timpul de înjumătățire al unui radionuclid, aflat singur într-o probă, de exemplu ^{28}Al , se determină în felul următor:

- Se aduce, cât se poate mai repede proba de Al activată, se pune cât mai aproape de scintilator și se determină numărul de pulsuri $\Delta N(t_1)$, pentru intervalele de 10 sec., fără pauză între ele. Măsurarea continuă pînă cînd viteza de numărare, cu corecția de fond, scade de circa 8 ori.

- Se calculează vitezele de numărare $r(t_1) = \frac{\Delta N(t_1)}{\Delta t}$.

Se determină viteza de numărare reală aplicînd, corecția de fond și cea de timp mort.

$$R(t_1) = r(t_1) + r^2(t_1) \cdot \tau - R_f$$

unde τ este timpul de rezoluție a instalației de măsurare ($\tau = 10^{-6}$ s). Pentru viteze de numărare $r < 10^3$ corecția de timp mort se neglijează

$$c) \text{ Se evaluează erorile statistice } \Delta R_1 = \sqrt{\frac{r(t_1)}{\Delta t} + \frac{R_f}{\Delta t_f}}$$

d) Se reprezintă R_1 în scară logaritmică în funcție de t_1 .

e) Se trasează aproximativ, pe graficul obținut dreapta, din panta căreia se obține constanta de dezintegrare și apoi din formula (2), timpul de înjumătățire. În cazul folosirii unei hirtii semilogaritmice, ca cea din fig.2, timpul de înjumătățire poate fi citit direct, ca intervalul de timp în care viteza de numărare se reduce la jumătate.

Prelucrarea statistică a rezultatelor se va face prin metoda celor mai mici pătrate.

$$a) \text{ Să notăm } y_1 = \ln R_1 \text{ și } \sigma_1 = \Delta(\ln R_1) = \frac{\Delta R_1}{R_1}$$

pentru a determina viteza de numărare, la momentul t_1 . Să presupunem că avem n puncte experimentale. Folosind formulele (48) din Introducerea I2 se găsește expresia constantei de dezintegrare:

$$\lambda = - \frac{\sum_1 \frac{1}{\sigma_1^2} \sum_1 \frac{t_1 y_1}{\sigma_1^2} - \sum_1 \frac{t_1}{\sigma_1^2} \sum_1 \frac{y_1}{\sigma_1^2}}{\sum_1 \frac{1}{\sigma_1^2} \sum_1 \frac{t_1^2}{\sigma_1^2} - (\sum_1 \frac{t_1}{\sigma_1^2})^2} \quad (9)$$

și a abaterii standard

$$\sigma_\lambda^2 = \left(\sum_1 \left(\frac{\partial \lambda}{\partial y_1} \right)^2 \sigma_1^2 \right) = \frac{\sum_1 \frac{1}{\sigma_1^2}}{\sum_1 \frac{1}{\sigma_1^2} \sum_1 \frac{t_1^2}{\sigma_1^2} - (\sum_1 \frac{t_1}{\sigma_1^2})^2} \quad (10)$$

b) Se scrie un program în limbaj FORTRAN, care să calculeze constanta de dezintegrare din formula (9), timpul de înjumătățire și eroarea la timpul de înjumătățire.

c) Introducând datele experimentale y_1 ; $\sigma_1 = \Delta y_1$; t_1 se obține timpul de înjumătățire al ^{28}Al și eroarea corespunzătoare.

Observația 1. În cazul foii de Indiu timpul de activare se alege să fie mai mare de o oră. După scoaterea probei se așteaptă circa 15 minute, astfel încât izotopii de viață scurtă ai Indiumului să dispară. Viteza de numărare în funcție de timp a izotopului ^{116}In se obține făcând determinări de 10 sec (100 sec) din 5 în 5 minute.

Observația 2. Ag are doi izotopi ^{107}Ag (51,35%) și ^{109}Ag (48,65%) care prin activare conduc la radioizotopi ^{108}Ag și ^{110}Ag . Schemele lor de dezintegrare sînt date în partea introductivă II.

Procedura experimentală este identică cu cea descrisă înainte. După ce s-au determinat vitezele reale de măsurare, se face reprezentarea grafică $\ln R(t_1)$ în funcție de t_1 și se determină, din porțiunea de la timpii lungi $T_{1/2}^{(2)}$

Se extrage apoi $R_2(t_1)$ în regiunea $t_1 \sim T_{1/2}^{(1)}$ și se obține

$R_1(t_1) = R(t_1) - R_2(t_1)$. Din reprezentarea logaritmică a lui $R_1(t_1)$ se obține o dreaptă (trasată fie prin metoda celor mai mici pătrate fie aproximativ grafic), din care se determină $T_{1/2}^{(1)}$ (^{110}Ag).

În fig.2 se reprezintă, în scară logaritmică, scăderea în timp a activității unei surse formate din amestecul izotopilor ^{110}Ag și ^{108}Ag .

7.5. Întrebări.

a) Ce semnificație au mărimile: constanta de dezintegrare λ ; λdt ; $\exp(-\lambda t)$; $\lambda \exp(-\lambda t) dt$.

b) Aflarea constantei de dezintegrare λ din panta dreptei $\ln R$, formula (5), este influențată de alegerea intervalului Δt , cât durează o măsurătoare, pentru aflarea vitezei de numărare R_1 la momentul t_1 ?

c) Motivați de ce un timp de activare egal cu 3-5 timpi de înjumătățire este suficient pentru ca foia să atingă practic activitatea de saturație.

d) Măsurăți dimensiunile probei de aluminiu pe care o activați. Scootind o sursă de Pu-Be emite 10^7 n/sec și că toți neutronii sînt termalizați la distanța la care ați pus proba în bacul cu apă, aflați

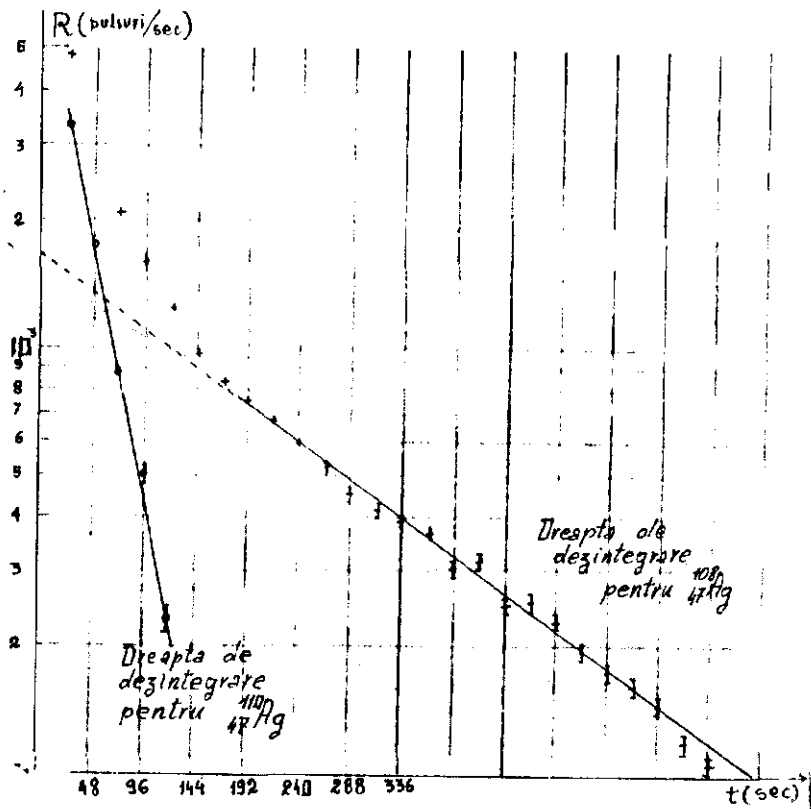


Fig.2 - Curba de dezintegrare a izotopilor ^{108}Ag și ^{110}Ag

aproximativ viteza de numărare inițială pe care ar trebui s-o găsiți (Folosiți tabele din anexe pentru constantele de care aveți nevoie și geometria concretă sursă-detector în care faceți măsurătorile).

e) Căutați în tabele izotopi radioactivi de interes ai căror timpi de înjumătățire pot fi determinați prin această metodă. [2]

f) După ce interval de timp, de la încetarea activării, activitățile celor doi izotopi ai Ag sînt egale?

g) Dacă timpul de măsură, t_m , este comparabil sau mai mare decât $T_{1/2}$, să se calculeze numărul de nuclee dezintegrate în decursul acestui interval de timp.

7.6. Bibliografie

[1] x x x - Lucrări practice de fizică nucleară și fizica particulelor elementare - U. București (1974)

[2] Sandru P, Țopa A - Radionuclizi, Ed. Acad. RSR, 1968

LUCRĂRI PRACTICE
PARTEA a II -a

8. METROLOGIA RADIONUCLIZILOR

8.1. Introducere. Principiul lucrării.

Metrologia radionuclizilor are ca scop determinarea activității surselor radioactive. În general, în metrologie se realizează etaloane primare pentru măsurile fundamentale ale fizicii (lungime, masă etc.) care se folosesc ca referință pentru etaloanele secundare utilizate în practică. Ele îndeplinesc condițiile de exactitate, imuabilitate și universalitate.

Etaloanele radioactive nu îndeplinesc condiția de imuabilitate cerută de un etalon primar, deoarece, prin dezintegrarea radionuclizilor din care sînt preparate sursele etalon, activitatea lor scade în timp. Ca atare nu există un etalon radioactiv universal. Răspunsul oricărui aparat, acționat de surse radioactive, depinde de natura și energia radiațiilor emise de sursă, iar acestea sînt specifice fiecărei surse în parte.

Astfel pentru fiecare radionuclid este necesar să se realizeze un etalon a cărui valabilitate este limitată la o perioadă de timp ce depinde de perioada de înjumătățire a radionuclidului respectiv și de natura și conținutul de impurități radioactive (cînd acestea există). În plus, datorită schemei de dezintegrare care diferă de la un nucleid la altul, se elaborează metode de etalonare absolută pentru fiecare nucleid în parte.

Metodele cele mai utilizate în etalonarea absolută sînt:

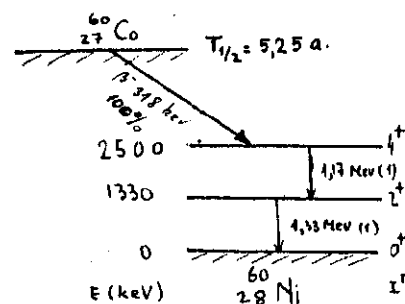
- Metoda unghiului solid finit.
- Etalonarea cu geometrie de detecție 4π .

c. Metoda coincidențelor.

Etalonarea absolută trebuie făcută cât mai exact astfel încît etaloanele să poată fi folosite ca referințe pentru alte surse radioactive de aceeași natură cu etalonul.

În laborator se va utiliza o sursă de ^{60}Co .

Schema de dezintegrare a radionuclidului ^{60}Co este dată în fig.1. Determinarea activității Λ se poate face prin metoda unghiului



solid finit cu detecția radiațiilor β sau δ_1 , metoda unghiului solid 4π cu detecția radiațiilor β (contor proporțional sau scintilator lichid) sau prin metoda coincidențelor $\beta - \delta_1$ sau $\delta_1 - \delta_2$. În fiecare caz în parte se aleg detectorii potriviți și o aparatură adecvată.

Fig.1 - Schema de dezintegrare a ^{60}Co .

8.1.1. Metoda unghiului solid finit.

Se bazează pe relația dintre activitatea Λ a sursei și viteza de numărare R_1 a detectorului, cu corecție de fond F și de timp mort τ pentru radiația de tip i :

$$R_1 = S_1 \epsilon_1 \Lambda \quad (1)$$

în care:

- S_1 - factorul de schemă al radiațiilor de tip i
- ϵ_1 - este factorul de detecție pentru radiații de tip i

Indicații privind folosirea acestei relații găsiți în referatul "Determinarea activității unei surse radioactive".

8.1.2. Metoda coincidențelor.

Se bazează pe detectarea a două radiații emise în cascadă (succesiv) de unul și același nucleu în procesul dezintegrării sale. Astfel

Cda. 66/902 Fasc. 9

OK

de radiații se succed la intervale de timp foarte scurte

($10^{-7} \div 10^{-16}$ s). In cazul ^{60}Co se emit în cascadă radiații β cu energia $E_{\beta\text{max}} = 0,32$ MeV și cuntele γ_1 cu $E_1 = 1,17$ MeV și γ_2 cu $E_2 = 1,33$ MeV.

Metoda coincidențelor presupune selectarea, din mulțimea particulelor β și cuantelor γ emise de sursa radioactivă, numai a perechilor ($\beta - \gamma$ sau $\gamma - \gamma$) care provin din același nucleu.

Pentru aceasta se folosesc doi detectori - cu lanțurile spectrometrice respective și o schemă de coincidență caracterizată prin timpul său de rezoluție τ_0 . Se realizează montajul prezentat în fig. 2.

Instalația de coincidență pune următoarea condiție logică: la ieșirea ei se va produce un semnal - un puls - numai dacă pulsurile de la cei doi detectori ajung în instalația de coincidență, separate de un interval de timp $\Delta t < \tau_0$. Se poate realiza coincidența a două radiații ce provin de la același nucleu (coincidență adevărată) sau a două radiații provenite de la nuclee diferite. În absența sursei, se pot înregistra coincidențe ca urmare a detectării radiațiilor din jerbele cosmice ("coincidențe de fond").

Viteza de numărare a coincidențelor totale va fi dată de contribuția celor trei tipuri de coincidențe

$$r_t^0 = r_a^0 + r_{\text{int}}^0 + r_{\text{fond}}^0 \quad (2)$$

În lucrarea de față se va determina activitatea unei surse de ^{60}Co prin măsurarea coincidențelor $\gamma - \gamma$. Pentru aceasta se detectează cu detectorul (1) radiația γ_1 și cu detectorul (2) radiația γ_2 și vor fi satisfăcute relațiile:

$$R_1 = g_1 S_1 \Delta \quad (3)$$

$$R_2 = g_2 S_2 \Delta \quad (4)$$

$$R_a^0 = R_{12} = g_1 g_2 S_1 S_2 \Delta \quad (5)$$

Justificarea relației (5) poate fi obținută astfel. Să presupunem că pe calea 1 în schema de coincidență intră un semnal corespunzător detectării cuantei γ_1 . Atunci, se va obține un impuls la ieșirea schemei de coincidență dacă și pe calea 2 intră un semnal corespunzător detectării cuantei γ_2 . Acest lucru se realizează dacă cuanta γ_2 este emisă (cu probabilitatea S_{21} , factorul de schemă relativ al cuantei γ_2 condiționat de emisia cuantei γ_1 , pentru tranziții în cascadă de tipul celei din fig. 1. $S_{21} = S_2$) într-un unghi solid $\Delta\Omega_2$ corespunzător detectorului 2 (cu probabilitatea $\frac{\Delta\Omega_2}{4\pi}$, dacă cuanta γ_2 este emisă izotrop, indiferent de unghiul de emisie față de direcția cuantei γ_1 care o precede) și înregistrată de acesta (cu probabilitatea ε_2). Astfel, dacă pe calea 1 avem un semnal, probabilitatea de a se obține o coincidență este $S_2 \cdot \frac{\Delta\Omega_2}{4\pi} \cdot \varepsilon_2 = S_2 \cdot S_2$, și deoarece pe calea 1 sînt $R_1 = g_1 S_1 \Delta$ semnale în unitatea de timp, rezultă că numărul de coincidențe în unitatea de timp satisface relația (5).

Observație. S-a presupus că probabilitatea emisionii cuantei γ_2 spre detectorul 2 după ce a fost emisă cuanta γ_1 spre detectorul 1, este $\frac{\Delta\Omega_2}{4\pi}$, corespunzând unei corelații unghiulare izotrope a celor două radiații, ceea ce nu se întîmplă întotdeauna. Astfel, în cazul ^{60}Co , pentru care momentele cinetice ale stărilor nucleare implicate sînt 4, 2, și respectiv 0, există o corelație unghiulară anizotropă; totuși, dacă $\Delta\Omega_1 \rightarrow 2\pi$, $\Delta\Omega_2 \rightarrow 2\pi$, efectul acestei anizotropii este eliminat prin mediere și relația (5) este corectă. E suficientă o mediere pe un unghi solid de 2π , nu de 4π , pentru eliminarea anizotropiei, datorită invarianței stărilor la inversia spațială - conservarea parității. Astfel, jumătate din numărul total de radiații γ_2 vor fi emise în orice unghi solid de 2π , indiferent de direcția în care a fost emisă cuanta γ_1 corespunzătoare.

Din relațiile (3), (4) și (5) rezultă

$$\Lambda = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_a^0} \quad (6)$$

Ecuația (6) relevă imediat avantajul metodei coincidențelor față de metoda unghiului solid: Se elimină toți factorii de detecție ϵ_1 și ϵ_2 care implicau cunoașterea foarte precisă a eficiențelor intrinseci și geometrice precum și toate fenomenele secundare de absorbție și împrăștiere care sînt în general dificil de controlat.

Intrucît măsurătorile se fac în prezența fondului, din vitezele de numărare se vor scădea vitezele de numărare a fondului pe cele două căi de detecție și coincidențele de fond. Se fac corecțiile de timp mort.

$$R_1 = r_1 + r_1^{2\tau} - F_1 \quad (7)$$

$$R_a^0 = r_t^0 - r_{int}^0 - r_{fond}^0 \quad (8)$$

Viteza de numărare a coincidențelor întimplătoare se calculează după formula:

$$r_{int}^0 = 2\tau_0 r_1 r_2 \quad (9)$$

8.1.3. Compararea cu o sursă etalon

Condiția esențială pentru determinarea activității unei surse prin această metodă este ca sursa etalon să fie preparată din același radionuclid cu al sursei studiate (același S). Aparatura necesară este un lanț spectrometric sau chiar numai un lanț de numărare-fără analiză după amplitudine a spectrului.

A doua condiție legată de această metodă este de natură geometrică: dimensiunile sursei etalon și ale celei studiate, precum și geometria de măsură să fie identice (același g). În acest caz, vitezele de numărare pentru sursa etalon și pentru sursa de activitate necunoscută vor fi:

$$R_{et} = g \cdot S \cdot \Lambda_{et} \quad (10)$$

$$R_x = g \cdot S \cdot \Lambda_x$$

Rezultă imediat activitatea necunoscută

$$\Lambda_x = \frac{R_x}{R_{et}} \cdot \Lambda_{et} \quad (11)$$

8.2. Obiectul lucrării

În lucrarea de față se propune determinarea activității absolute a unei surse radioactive de ^{60}Co utilizînd metodele:

- a. Metoda unghiului solid finit
- b. Metoda coincidențelor

și determinarea activității unei surse de ^{60}Co prin comparare cu activitatea unei surse etalon. Determinările se fac detectînd radiațiile γ cu detectori cu scintilație.

8.3. Aparatura utilizată.

Se folosesc două lanțuri spectrometrice γ , cu detectori de NaI(Tl), precum și o schemă de coincidență (fig.2). Părțile componente

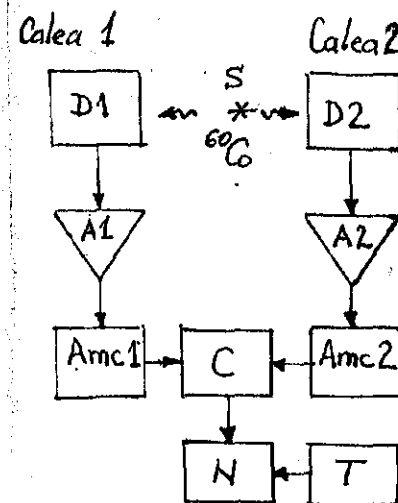


Fig.2 - D1 și D2 - sonde detectoare, A1 - amplificator în poziția COARSE GAIN : 2, FINE GAIN : 470, In : INV, A2 - amplificator în poziția COARSE GAIN:2, FINE GAIN : 402, IN:INV, Amc 1 și Amc 2 - analizoare monocanal SCA 1122 în starea LOWER LEVEL: 1,90 v, window: 9,90v., INT, C-coincidență NE 4651 în poziția DELAY 0.2 μs pentru cele două intrări alimentate aflate în poziția IN, iar a treia intrare desconectată în poziția ANTICOIN.RESOLUTION TIME 1 μs , N - numărător electronic (SCALER), T - timer (cronometru electronic).

Ale instalației experimentale sînt:

- 2 sonde cu detectori de scintilație de NaI(Tl), de dimensiuni 1" x 1" (1 inch = 2,54 cm)

- 2 amplificatoare
- 2 analizoare monocanal SCA 1122
- un modul de coincidență COINCIDENCE 4651 N.E.
- un numărător
- un modul de comandă de timp

8. 4. Modul de lucru și prelucrarea rezultatelor

Se va măsura activitatea unei surse de ^{60}Co prin cele 2 metode absolute și prin metoda relativă.

Pentru evitarea impreciziei în determinarea lui Λ , datorată fenomenelor secundare de împrăștiere și absorbție, se va utiliza în calcule viteza de numărare pe fotopic. De aceea este necesară analiza spectrului de amplitudine și selectarea fotopicului radiației γ utilizate în determinarea lui Λ .

Se realizează în acest scop următoarele etape de lucru:

- 8.4.1. a. Se face calibrarea energetică a unuia din lanțurile spectrometrice utilizând sursele de calibrare ^{137}Cs ($E_{\gamma} = 0,661 \text{ MeV}$ ^{60}Co ($E_{\gamma_1} = 1,17 \text{ MeV}$ și $E_{\gamma_2} = 1,33 \text{ MeV}$); ^{22}Na ($E_{\gamma} = 0,51 \text{ MeV}$)
- b. Se determină soluția energetică.
- c. Se determină eficiența intrinsecă de fotopic pentru liniile γ ale ^{60}Co .

8.4.2. Se determină activitatea prin metoda unghiului solid,

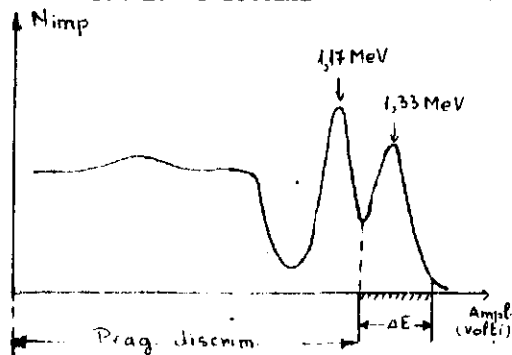


Fig. 3 - Spectrul γ tipic al unei surse de ^{60}Co .

folosind lanțul spectrometric calibrat.

- a. Pentru aceasta se plasează sursa pe axa detectorului la distanța D care se măsoară cât mai exact. Se fixează fereastra analizorului monocanal pe ultimul fotopic (1,33 MeV) așa cum se arată în fig. 3.

- b. Se determină viteza de numărare cu sursă (r) și fără sursă (r_0). Se calculează viteza corectată R .
- c. Se calculează Λ după formula (1)
- d. Se calculează eroarea σ_{Λ} folosind metoda propagării erorilor.
- 8.4.3. Se determină activitatea aceleiași surse prin metoda coincidențelor γ - γ . Pentru aceasta se efectuează următoarele operații:
- a. Se calibrează energetic al doilea lanț spectrometric.
- b. Se fixează fereastra analizorului pe fotopicul de 1,17 MeV.
- c. Se cuplează ieșirile logice Ω ale celor două analizoare la intrările schemei de coincidență.
- d. Se echilibrează (temporal) schema de coincidență ($2\tau_0$).

Se verifică viteza de numărare pe canalele singulare și pe cea a coincidențelor.

- e. Se fac determinări a vitezei de numărare pe calea coincidentă și pe canalele singulare.
- f. Se calculează vitezele corectate cu formulele (7, 8, 9)
- g. Se calculează Λ cu formula (5)
- h. Se calculează eroarea σ_{Λ} cu metoda propagării erorilor.

8.4.4. Metoda relativă

Se folosește unul din cele două lanțuri cu fereastra cuprinzând unul sau ambele fotopiciuri.

În aceeași geometrie se determină viteza de numărare a sursei etalon (calibrată mai sus) și a unei surse necunoscute.

Se determină Λ utilizând formula (12).

8.5. Întrebări

1. Demonstrați relația (9) pentru coincidențele întâmplătoare.
2. Cum puteți determina experimental coincidențele întâmplătoare?

$\phi \propto \beta$

9. **LEGEA DE ACTIVARE**

9.1. **Principiul lucrării**

Iradiind izotopul unui element dat într-un flux de neutroni termici numărul nucleelor active care se obțin va fi soluția ecuației:

$$\frac{dN}{dt} = \sum_a \phi \cdot \sigma_a - \lambda N \quad (1)$$

și amune: $N = \frac{mN_0}{A\lambda} \sigma_a \phi (1 - e^{-\lambda t_a}) \quad (2)$

- unde: t_a - timpul de activare
- ϕ - fluxul neutronilor termici în zona probei
- σ_a - secțiunea microscopică de activare a izotopului respectiv cu neutroni termici
- $\sum_a = \frac{N_0}{A} \cdot N_0 \cdot \sigma_a$ - secțiunea macroscopică de activare a probei iradiate.
- N_0 - numărul lui Avogadro
- m - masa probei iradiate
- λ - constanta radioactivă a izotopului format
- A - numărul de masă al respectivului izotop

Activitatea specifică sau activitatea unității de masă va fi:

$$\Lambda^s(t_a) = \frac{\lambda N}{m} = \frac{N_0 \sigma_a \phi}{A \lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}) \quad (3)$$

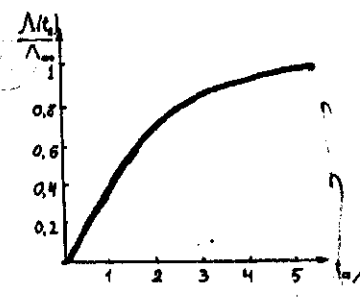
Mărimea $\Lambda^s = \frac{N_0 \sigma_a \phi}{A \lambda}$ reprezintă activitatea specifică obținută după un timp de iradiere $t_a \gg 1/\lambda$.

Funcția: $\frac{\Lambda^s(t_a)}{\Lambda^s} = 1 - e^{-\lambda t_a}$ (4) este reprezentată în fig.1, pe abscisă fiind raportul $t_a/T_{1/2}$. Această curbă, numită de activare urmează a fi comparată cu datele experimentale.

$$\frac{R(t_a)}{R_\infty} = \frac{R(t_a)}{R(30')} \text{ pentru } \frac{1}{\lambda} \ll 30' \quad (4')$$

unde $R(t_a)$ este viteza de numărare, obținută cînd proba activată un timp t_a este pusă lângă detector. Sursa de neutroni este de Pu-Be deci o sursă

de tipul (α, n) , neutronii emiși avînd energia cuprinsă în intervalul 0-11 MeV, cu un maxim la 4 MeV și energia medie de 5 MeV.



Reacția care produce izotopul activ din probă este reacția (n, β) cu neutronii termalizați în apă, avînd secțiunea eficientă pentru $^{27}_{13}\text{Al}$ a cărui curbă de activare se studiază, de 230mb. Izotopul nou format este $^{28}_{13}\text{Al}, \beta^-$ activ, energia maximă a spectrului

Fig.1

lui β emis fiind 2,865 MeV, iar timpul de înjumătățire $T_{1/2} = 2,3$ minute.

Funcția (1) cu oțeva corecții devine aptă pentru determinarea fluxului de neutroni în punctul unde s-a făcut iradierea, precum și a intensității sursei, definită ca număr de neutroni emiși într-o secundă.

a) Corecția asupra timpului de transport al probei de la sursă la detector; acest timp îl notăm cu t_p (va fi egal cu 30 sec. pentru toate măsurătorile). Nucleele active formate prin iradiere se vor desintegra în acest interval, așa încît în momentul în care se începe numărarea vor mai fi rămase:

$$N_1 = \frac{mN_0 \sigma_a \phi}{A \lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_p} \text{ nucleee} \quad (5)$$

b) În intervalul de timp pe care-l vom nota cu t_m , în care se face înregistrarea numărului de impulsuri, proba a emis

$$N_2 = \frac{mN_0 \sigma_a \phi}{A \lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_p} (1 - e^{-\lambda t_m}) \text{ particule } \beta, \quad (6)$$

reprezentînd de fapt numărul de nucleee care s-au desintegrat în interva-

Pe curbe λ

lul t_m , în cazul în care fiecare nucleu emite o singură particulă β^- , iar cuanta γ care o urmează, în cascadă, nu este înregistrată de sistemul nostru de detecție. Radionuclidul care se formează în urma dezactivării ^{28}Al este ^{28}Si , stabil. Este posibil în cazul activării unui nucleu ca acesta să se dezintegreze prin desintegrare β^- să se dezintegreze în continuare β^- așa încît într-un astfel de caz sistemul de detecție să înregistreze mai multe impulsuri decît cele care se datorează exclusiv izotopului format la iradiere. Formula (6) într-o astfel de situație se corectează cu așa numitul factor de schemă în cazul determinărilor noastre folosind ^{27}Al factorul de schemă este 1.

c) Geometria sistemului de detecție este reprezentată în fig.2.

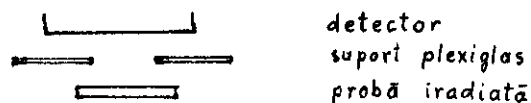


Fig.2

Vom considera că toate particulele β^- emise în jumătatea de sus a unghiului solid total 4π sînt înregistrate de detector, a cărui eficiență pentru particule β^- este 1, cu alte cuvinte orice particulă care a pătruns în detector dă un impuls în sistemul de numărare.

Rezultă că numărul N_3 de impulsuri înregistrate de sistemul de numărare în intervalul de timp t_m va fi:

$$N_3 = \frac{1}{2} N_2 \quad (7)$$

d) O altă corecție de care vom ține cont în măsurătorile noastre este aceea de autoabsorbție în materialul probei, pe care o vom nota cu C_a . Un calcul riguros al acestei corecții nu se poate face, interacția particulelor β^- cu substanța fiind deosebit de complexă. De obicei ea se evaluează folosind relația:

$$C_a = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d}$$

unde d - reprezintă grosimea probei

μ - coeficientul de absorbție care se calculează din relația

$$\frac{\mu}{\rho} = 17 \cdot E^{-1,43} \text{ cm}^2/\text{g}$$

E , exprimat în MeV, fiind energia maximă a spectrului β^- emis (2,865 MeV);
 $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$.

Probele care se vor folosi în prima parte a lucrării au masa de 3,19 g cu o grosime de 2,73 mm. Un alt set de probe, care se vor folosi la determinarea fluxului, sînt descrise în tabelul de mai jos.

e) Ultima corecție pe care o vom considera este aceea de retroîmprăștiere. În măsurătorile noastre se folosesc probe a căror grosime variază între 0,5 și 2,5 mm emisia β^- făcîndu-se în toată masa probei. La punctul c) am arătat că se înregistrează doar particulele β^- care se emit în jumătatea de sus a unghiului solid total 4π .

Se poate întîmpla însă ca o particulă β^- emisă în jumătatea de jos a unghiului solid total, în urma interacției cu atomii din probă să fie întoarsă înapoi și să pătrundă în detector. Fenomenul acesta se numește retrodifuzie și el face ca numărul de impulsuri citit să fie mai mare decît cel care ar fi existat în absența retroîmprăștierii. Corecția aceasta notată cu C_r va depinde evident de grosimea și natura materialului retrodifuzant, la noi ^{27}Al , și de energia particulelor; vom considera această corecție egală cu $[1,1]$ pentru plăcuțele mai subțiri de 1 mm și 1,3 pentru grosimi mai mari de 1 mm.

Core.

Nr.	masa(g)	grosimea(cm)
1	0,5	0,048
2	1,01	0,098
3	1,53	0,149
4	2,67	0,26

Alte corecții cum ar fi aceea de absorbție în materialul ferestrei și în aer se neglijează.

9.2. Obiectul lucrării

Verificarea legii de activare a elementelor în urma iradierii cu neutroni și folosirea acestei legi în determinarea experimentală a fluxului de neutroni.

9.3. Aparatura utilizată

Se folosește un lanț de măsură β , compus dintr-o sondă având ca detector un scintilator din plastic, și un numărător de impulsuri tip NUMSPORT 537 sau NUMSPORT 632, sau un lanț modular, compus din sondă, amplificator, discriminator integral, numărător și unitate de comandă de timp.

Se utilizează plăcuțe de Al, care se iradiază la o sursă de neutroni de tip Pu - α - Be, imersată într-un bac cu apă.

9.4. Modul de lucru și prelucrarea rezultatelor

1. Se pune în funcțiune lanțul de măsură. Se determină viteza de numărare a fondului, efectuând o măsurătoare pe o perioadă suficient de lungă pentru ca eroarea relativă să fie sub 5%.

2. Se așează plăcuțele de Al (setul de 6 plăcuțe de aceeași grosime) la distanța de 10 cm de sursă, activându-se 1, 2, 4, 7, 10, 20 și respectiv 30 minute. Se transportă ținta la detector într-un timp de 30 s, numărătoarea făcându-se timp de 1 minut.

3. Pentru calculul curbei de activare se folosește relația (4) și (4') iar pentru calculul fluxului de neutroni într-un punct dat din bacul cu apă relația:

$$N_m = \frac{1}{2} \cdot \sigma_a \cdot \sigma_p \cdot \frac{mN_0}{A \cdot \lambda} \cdot \phi \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_p} \cdot (1 - e^{-\lambda t_m}) \quad (8)$$

în care

N_m = numărul de impulsuri înregistrate în timpul t_m de măsură

$A = 28$ nr de masă

$\sigma_a = 230$ mb, $\lambda = 10^{-24}$ cm².

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 2,3 \text{ min.}$$

4. Pentru calculul lui ϕ din această relație se vor folosi măsurătorile anterioare efectuate în același punct al bacului la intervale de iradiere diferite precum și plăcuțele de mase diferite iradiate în același punct, timp de 10 minute fiecare. În continuare plăcuțele folosite în prima parte a lucrării se vor folosi pentru a determina fluxul la distanțele de 15 și 20 cm de sursă, timpul de iradiere fiind tot de 10 minute.

5. Se va calcula folosind datele obținute la punctele (3) și (4) intensitatea sursei, adică numărul total de neutroni emiși pe secundă de către sursă, utilizând relația:

$$\phi = \frac{S}{4\pi D(1 - \frac{L}{L^2})^2} \cdot (e^{-\frac{L}{L}} - e^{-\frac{L}{L'}}) \quad (9)$$

S - intensitatea sursei

D - coeficient de difuzie (0,16 cm)

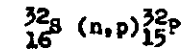
L - lungime de difuzie (2,85 cm)

L' - vîrsta neutronilor termici în apă (28,4 cm²)

În principiu pentru intensitatea sursei S trebuie să se obțină valori apropiate, indiferent de r; diferențele se datoresc inexactității ecuației (9) și fluctuațiilor statistice ale mărimilor măsurate.

9.5. Probleme

1. Un disc de sulf $^{32}_{16}\text{S}$ cu diametrul de 3 cm și 0,2 cm grosime este activat într-un flux de neutroni rapizi $\phi = 3.5 \cdot 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Pentru energia neutronilor considerați, secțiunea eficace a reacției



este 0,32 barn. Fosforul este β^- activ și se dezintegrează după schema dată în Partea Introdactivă I, Surse de radiații.

a) stabiliți relația teoretică de determinare a activității sursei obținute.

- b) calculați activitatea sursei de $^{32}_{15}$ după două ore de activare.
 c) care este activitatea maximă (de saturație)?
 d) după cât timp se obține 90% din activitatea maximă?

2. Ce formă are curba de activare pentru $\lambda_a < 0.3 \cdot T_{1/2}$?

3. Folosind metoda propagării erorilor, să se determine expresia abaterii standard a raportului $R(t_a)/R(30')$.

4. Care este abaterea valorii $\Lambda(30')$ față de Λ_∞ ?

5. Ce imprecizie aduce în valorile activităților măsurate o eroare de 1% la masa diferitelor ținte, presupuse a fi strict egale în lucrarea efectuată?

6. Să se arate că în condițiile concrete din laborator, activitatea remanentă a probei după 30 minute de la terminarea iradierii este mai mică decât abaterea standard a fiecărei măsurători, adică intră în fluctuațiile statistice ale măsurătorii. După un asemenea timp, plăcuța poate fi din nou iradiată pentru o nouă determinare.

7. Să se demonstreze formula pentru calculul corecției C_a de autoabsorbție în ipoteza că sursa emite radiații β^- în tot volumul ei.

Bibliografie

1. H.A. Engle - "Nuclear Physics", Addison-Wesley Pub. Comp. (1966)

10. INCETINIREA NEUTRONILOR

10.1. Noțiuni generale despre încetinirea neutronilor

Neutroni emiși prin fisiunea nucleelor de ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu , elemente utilizate în reactorii nucleari, precum și neutronii emiși de surse (Ra-Be , Po-Be , Pu-Be , etc.) au în general energii de ordinul MeV. Pe de altă parte, neutronii care produc majoritatea proceselor de fisiune în reactorii nucleari termici au energii de ordinul 0,025 eV. Deasemenea, pentru reacțiile de activare cu neutroni, domeniul energetic de interes este de ordinul eV. Ca urmare în reactorii nucleari termici sau în alte aplicații practice este necesară micșorarea energiei neutronilor de la valori de ordinul MeV la valori de ordinul eV, proces care se numește încetinirea (moderarea) neutronilor. Mediul în care are loc acest proces se numește moderator.

Încetinirea neutronilor se produce ca urmare a pierderilor de energie prin ciocnirile elastice cu nucleele moderatorului; contribuția ciocnirilor inelastice este în general neglijabilă, fie pentru că neutronii nu au energie suficientă pentru a putea aduce nucleele ciocnite în stări excitate (în special când ciocnirea are loc pe nuclee ușoare), fie pentru că secțiunea de ciocnire inelastică este relativ mică.

Moderatorul, pentru a fi eficient, trebuie să fie constituit din elemente cu următoarele proprietăți: număr atomic cât mai mic (pentru că astfel pierderea de energie a neutronului la o ciocnire este mare); secțiune de împrăștiere elastică mare, (ca aceste procese de ciocnire elastică să aibă o probabilitate mare); secțiune de absorbție mică (astfel ca din numărul inițial de neutroni rapizi cât mai mulți să poată

deveni neutroni lenti, evitând absorbția).

Atît timp cît neutronii au o energie mult mai mare decît energia corespunzătoare agitației termice (pentru $T = 300^\circ\text{K}$, $E_T = 0,025 \text{ eV}$), la fiecare ciocnire energia lor scade - are loc un proces efectiv de moderare. Cînd însă energia devine comparabilă cu energia de agitație termică a nucleelor moderatorului, în urma ciocnirilor neutronii pot să cedeze sau să primească energie, realizîndu-se o stare de echilibru termic cu moderatorul. Neutronii termici au o distribuție maxwelliană a vitezelor, distribuția care nu se modifică în urma unor noi ciocniri, deși distribuția spațială a neutronilor termici se poate modifica în urma acestor ciocniri (difuzia neutronilor termici), dacă gradientul densității neutronilor este nenul.

În primă aproximație, în procesul de încetinire un neutron cu energia inițială E , după o ciocnire elastică cu un nucleu de moderator poate avea cu aceeași probabilitate orice energie în intervalul $(\alpha E, E)$ cu $\alpha = (M - m_n)^2 / (M + m_n)^2 < 1$ ($M =$ masa nucleelor moderatorului, $m_n =$ masa neutronului). La o nouă ciocnire, inițiată la energia $E' \in (\alpha E, E)$, neutronul are la dispoziție un nou interval $(\alpha E', E')$, în care poate lua echiprobabil orice energie. Astfel, după 2 ciocniri intervalul în care energia neutronului poate lua valori se lărgeste, devenind $(\alpha^2 E, E)$ (dar valorile din acest interval nu mai sînt echiprobabile) și procesul continuă similar la ciocnirile ulterioare. Între două ciocniri succesive neutronul se mișcă rectiliniu, astfel că poziția acestuia se modifică în procesul încetirii, iar în medie ^{cu} eînt un neutron a suferit mai multe ciocniri, decît a pierdut mai multă energie, cu atît este mai depărtat de sursă. Astfel încetinirea neutronilor este un proces statistic complicat în care se modifică în paralel cu distribuția energetică și distribuția spațială a neutronilor.

Pentru descrierea acestui proces se utilizează diferite funcții de distribuție. Densitatea $n(\vec{r}, E)$ reprezintă numărul neutronilor cu

energia E cuprinsă într-un interval energetic unitar, din unitatea de volum. Astfel, $n(\vec{r}, E) dv dE$ reprezintă numărul neutronilor cu energia în intervalul $(E, E + dE)$, din volumul dv , al cărui vector de poziție este \vec{r} . Fluxul neutronilor $\phi(\vec{r}, E)$ reprezintă numărul de neutroni cu energia într-un interval unitar în jurul valorii E , care intersecționează într-o secundă o suprafață unitară aflată la \vec{r} . Între flux și densitate există relația $\phi(\vec{r}, E) = v \cdot n(\vec{r}, E)$, cu $v = (2E/m_n)^{1/2}$ viteza neutronilor de energie E . Determinarea fluxului de neutroni $\phi(\vec{r}, E)$ constituie un obiectiv principal al teoriei încetirii neutronilor. Această problemă nu are o rezolvare analitică generală, ci soluții care aproximează bine diferite cazuri particulare. Astfel, pentru o sursă punctiformă de neutroni monoenergetici, plasată într-un mediu de volum foarte mare, în cazul în care pierderea medie de energie la o ciocnire este foarte mică, astfel încît procesul de încetinire să poată fi considerat un proces continuu, fluxul neutronilor are forma $\phi(r, E) \sim e^{-a(E) \cdot r^2}$.

O astfel de distribuție corespunzătoare diferitelor valori ale lui E este reprezentată în figura 1 pentru o sursă punctiformă de neutroni monoenergetici de energie $E_0 = 2 \text{ MeV}$, plasată într-un moderator de grafit. Pentru valori mari ale lui E , curba este ascuțită și îngustă, căci valorile mari ale lui E implică un număr mic de ciocniri, deci o distanță străbătută de neutroni mică. Pentru valori mici ale energiei E curba este aplatizată, și așa cum era de așteptat are valori semnificative și la distanțe mari de sursă. O distribuție similară este valabilă și în alți moderatori; însă pentru apă sau alte medii care conțin mult hidrogen, aproximația încetirii continue nu este justificată (căci pierderea medie de energie a neutronului este mare la o ciocnire cu un nucleu de hidrogen), deci nici fluxul de neutroni nu este descris corect de o lege de tip $e^{-a(E) \cdot r^2}$.

Un parametru de interes practic (în proiectarea reactorilor, a protecției surselor de neutroni etc.) pentru caracterizarea procesului

de încetinire este distanța pătratică medie $\overline{r^2(E)}$ parcursă de neutroni de la sursă pînă cînd își reduc energia de la E_0 la E :

$$\overline{r^2(E)} = \int r^2 n(\vec{r}, E) dv / \int n(\vec{r}, E) dv \quad (1)$$

În cazul unei geometrii cu simetrie sferică relația (1) devine:

$$\overline{r^2(E)} = \frac{\int_0^R r^4 \cdot n(r, E) dr}{\int_0^R r^2 \cdot n(r, E) dr} \quad (2)$$

Observație. Relația (1) definește raza pătratică medie a distribuției neutronilor de energie E . Aceasta diferă într-o anumită măsură de distanța pătratică medie parcursă de neutroni de la sursă pînă cînd ajung la energia E , deoarece nu toți neutronii de energie E au atins această energie în elementul de volum considerat. Pentru determinarea acestei ultime distanțe, în locul densității $n(\vec{r}, E)$ în relația (1) ar trebui utilizată densitatea de încetinire $q(\vec{r}, E)$, care reprezintă numărul de neutroni din unitatea de volum care se încetinesc în unitatea de timp de la energii mai mari la energii mai mici sau egale cu E . În teoria încetirii este mai comod să se obțină expresii analitice pentru densitatea de încetinire, deci pentru distanța pătratică medie parcursă de neutroni de la sursă pînă cînd ajung la energia E , pe cîtă vreme experimental este mai ușor de determinat raza pătratică medie a distribuției neutronilor de energie E . Diferențele între cele două raze pătratice medii sînt în general mici; ele sînt mai importante în cazul neutronilor termici, deoarece aceștia pot străbate anumite distanțe de la punctul în care au devenit termici prin fenomenul de difuzie, fără ca distribuția energetică să se modifice. Astfel, pentru neutroni termici mărimea $r^2(E_T)$ definită prin relația (1) conține atât un termen referitor la distanța pătratică medie parcursă în procesul de încetinire, termen proporțional cu vîrsta neutronilor termici τ_T , cît și un termen referitor la difuzia neutronilor termici, termen desosit cu ajutorul lungimii de difuzie L :

$$\overline{r^2(E_T)} = 6 M^2 = 6(\tau_T + L^2) \quad (3)$$

M^2 se numește arie de migrație. Mărimea $\tau(E)$ se numește vîrsta neutronilor de energie E , deși are dimensiuni de suprafață, deoarece este proporțională cu timpul mediu scurs de la emisia unui neutron din sursă pînă cînd acesta ajunge la energia E ; τ este în corespondență biunivocă cu energia E și în teoria încetirii se utilizează frecvent ca variabilă independentă în locul energiei E .

În laborator se utilizează o sursă de neutroni tip Pu- α -Be care emite neutroni cu un spectru energetic larg, pînă la 11 MeV; maximum acestui spectru este la aproximativ 4 MeV, iar valoarea medie la ~ 5 MeV. Pentru obținerea experimentală a razei medii pătratice $\overline{r^2(E)}$ a distribuției neutronilor de energie E trebuie să se poată determina experimental distribuția în funcție de distanța de la sursă a acestor neutroni. Acest lucru se poate realiza cu ajutorul unor probe care să se activeze doar cu neutroni de energie E , adică al unor probe care să prezinte o secțiune de absorbție de rezonanță foarte mare la energia E , iar absorbția în afara rezonanței să fie neglijabilă.

Într-adevăr, în acest caz activitatea probei $\Lambda(r)$, activată la distanța r de sursă va fi

$$\begin{aligned} \Lambda(r) &= \text{const.} \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} \sigma_a(E') \phi(r, E') dE' = \text{const.} \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} \sigma_a(E') \cdot \phi(r, E') dE' = \\ &= \text{const.} \phi(r, E) \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} \sigma_a(E') dE'. \quad \Rightarrow \quad \Lambda(r) = K \cdot n(r, E) \end{aligned}$$

În acest scop în laborator se utilizează probe de argint natural care conține izotopii ^{107}Ag (abundență naturală 51.35%) și ^{109}Ag (48.65%). Izotopul ^{107}Ag se activează cu neutroni termici ($\sigma_a = 44.9$ b) obținîndu-se izotopul β activ ^{108}Ag ($T_{1/2} = 2.3$ min); izotopul ^{109}Ag se activează atât cu neutroni termici ($\sigma_a = 110.2$ ob) cît și cu neutroni

din zona de rezonanță ($E_{rez} = 5,2$ eV, $\sigma_a = 7600$ b), obținându-se izotopul β activ ^{110}Ag ($T_{1/2} = 24,5$ s). Dacă se acoperă foaia de Ag cu foaie de cadmiu, care este un foarte bun absorbant de neutroni termici ($\sigma_a = 2400 \pm 200$ b), dar care absoarbe slab neutronii din zona rezonanței argintului, rezultă că într-o astfel de probă argintul se va activa practic doar cu neutronii de energie $E = 5,2$ eV. Activând această probă la diferite distanțe r de sursă, activitatea ei $\Lambda(r)$ va fi proporțională cu fluxul neutronilor de energie $E = 5,2$ eV în acea poziție $\phi(r, E)$, flux la rândul său proporțional cu densitatea $n(r, E)$. Ca urmare, raza pătratică medie a distribuției neutronilor de energie $E = 5,2$ eV se poate determina din relația:

$$\overline{r^2(E=5,2 \text{ eV})} = \frac{\int_0^{\infty} r^4 \cdot \Lambda(r) \cdot dr}{\int_0^{\infty} r^2 \cdot \Lambda(r) \cdot dr} \quad (4)$$

Determinarea lui $\overline{r^2(E)}$ se face calculând integralele din relația (4). Deoarece pentru apă ca moderator nu există o reprezentare analitică simplă a densității $n(r, E)$, valabilă pentru orice r , integralele trebuie calculate numeric, de exemplu prin metoda Simpson. Pentru valori mari ale lui r , $r \gg r_0$, există însă o astfel de reprezentare care aproximează bine datele experimentale:

$$n(r, E) = \frac{B}{r^2} e^{-ar} \quad (5)$$

astfel că la distanțe mari de sursă integralele pot fi efectuate analitic, considerând $\Lambda(r) = \frac{B}{r^2} e^{-ar}$, efectuarea analitică a integralelor pentru $r \gg r_0$ reduce efectul fluctuațiilor datelor experimentale din acest domeniu și ține cont și de contribuția la integrale a distanțelor mai mari decât cea mai depărtată poziție măsurată. Prin urmare, din datele pentru $r \gg r_0$, reprezentate în forma $\ln[r^2 \Lambda(r)]$, se obțin, prin metoda celor mai mici pătrate, parametrii B și a , și apoi se calculează integralele din (4) analitic, pentru $r \gg r_0$; pentru $r < r_0$ integralele se calculează numeric.

prin metoda Simpson, sau grafic.

10.2. Obiectul lucrării

Lucrarea urmărește inaugurarea tehnicii legată de procesul de înmulțirea a neutronilor și determinarea razei pătratică medii a distribuției neutronilor de energie de ordinul eV ($E = 5,2$ eV, corespunzătoare rezonanței ^{109}Ag) într-un mediu moderator de apă în care se găsește o sursă de neutroni de tip Pu- α -Be.

10.3. Aparatura utilizată

Se folosește un lanț de măsură β , compus din sondă cu scintilator din plastic și numărător tip NUMEPORF 537 sau NUMEPORF 632, sau un lanț de măsură β modular, alcătuit din sondă cu detector, amplificator, discriminator integral, numărător și unitate de comandă de timp.

Plăcuțele de Ag, acoperite cu Cd, se vor iradia la sursa de neutroni de tip Pu- α -Be aflată în dotarea Laboratorului de Fizică nucleară.

10.4. Modul de lucru și preluorarea rezultatelor

1. Se determină fondul instalației cu o eroare statistică relativă sub 5%.
 2. Se activează eșantionul de Ag dispus între două foițe de Cd la distanța de 4 cm de sursă, un timp t_a .
 3. Se aduce proba la instalația de măsurat, timpul de transport fiind t_t .
 4. Se măsoară activitatea probei de Ag într-un interval de timp t_m .
 5. Se menține proba în instalația de numărare pînă cînd activitatea acesteia scade la nivelul fondului.
 6. Se repetă măsurătorile (punctele 2-5) mărind distanța probei față de sursa de neutroni din 2 în 2 cm. Pentru micșorarea corecțiilor datorită activării remerente se poate efectua prima determinare la distanță mare de sursă și apoi să se micșoreze distanța din 2 în 2 cm.
- Avînd în vedere timpul de înjumătățire foarte scurt al izotopului de interes, ^{110}Ag , alegerea intervalelor de timp t_a, t_t, t_m este de mare importanță. De asemenea, pentru a evita utilizarea corecțiilor de

(da cașor lase m)

dezintegrare la prelucrare a datelor, este necesar să se păstreze la toate măsurătorile valorile t_a , t_c , t_n riguros constante.

7. Se calculează $\Lambda(r)$, și se reprezintă $r^2 \Lambda(r)$ și $\ln[r^2 \Lambda(r)]$

Din ultima reprezentare se obține valoarea r_0 astfel încît pentru $r > r_0$, $\ln[r^2 \Lambda(r)] = \ln B - a \cdot r$. Cu ajutorul acestor date se calculează prin metoda celor mai mici pătrate B și a.

8. Se calculează $\overline{r^2(B)}$ din relația:

$$\overline{r^2(B)} = \frac{\int_0^{r_0} r^4 \Lambda(r) \cdot dr + \int_{r_0}^{\infty} r^4 \cdot \Lambda(r) \cdot dr}{\int_0^{r_0} r^2 \Lambda(r) dr + \int_{r_0}^{\infty} r^2 \cdot \Lambda(r) \cdot dr}$$

Pentru calculul integralelor de la 0 la r_0 se utilizează metoda grafică sau metoda lui Simpson

$$\int_a^b f(x) dx \approx \frac{h}{3} [f(a) + 4f(a+h) + 2f(a+2h) + 4f(a+3h) + 2f(a+4h) + \dots + 2f(b-2h) + 4f(b-h) + f(b)]$$

în care $h = (b-a)/2n$, $2n$ fiind numărul de subintervale în care se împarte $[a, b]$. Integralele de la r_0 la ∞ se efectuează analitic, înlocuind

$$\Lambda(r) = \frac{B}{r^2} \cdot e^{-ar}, \text{ cu } B \text{ și } a \text{ determinați anterior.}$$

Intrebări.

1. Să se arate că la ciocnirea centrală a unui neutron cu un nucleu A, cînd reculul nucleului este pe direcția inițială a neutronului, neutronul primește energia αE , iar nucleul energia $(1-\alpha)E$;

$$E \text{ este energia inițială a neutronului, } \alpha = \frac{(M-m_n)^2}{(M+m_n)^2}, \text{ M este masa}$$

nucleului și m_n masa neutronului.

2. Explicați de ce este necesară activarea foilor de Ag. învelită în Cd.
3. Este influențat rezultatul de dimensiunile finite ale sursei și ale probei de Ag? Dar de distribuția inițială a energiei neutronilor emiși din sursă?

4. S-ar fi obținut același rezultat dacă în locul argintului se utiliza pentru detecția neutronilor un alt element, de exemplu ^{115}In care are rezonanță de absorbție pronunțată la 1.45 eV?

5. Cu aceleași materiale ca în lucrarea de față s-ar putea determina distanța pătratică medie corespunzătoare neutronilor termici?

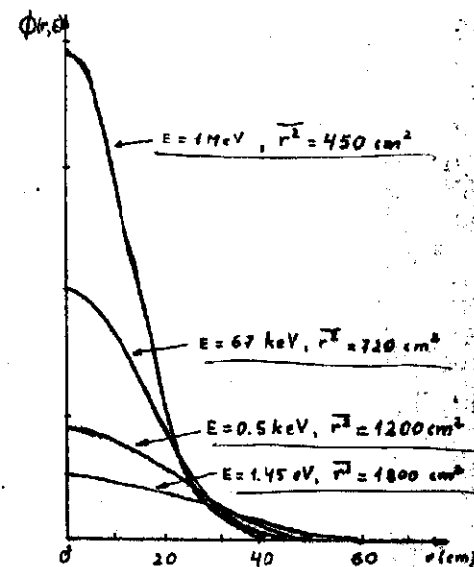


Fig.1

Distribuția spațială a neutronilor de diferite energii, înconștinți de la $E_0 = 2\text{MeV}$ într-un moderator de grafit. Sursa este punctiformă [2, pag.59].

Bibliografie

1. A.Berinde, L.Constantinescu, A.Meșter, R.Mihu - Lucrări practice de Fizica și Tehnica Reactorilor Nucleari, București, 1980, pag.98
2. R.L.Murray, - Nuclear Reactor Physics, Prentice-Hall, 1957
3. x x x - The Reactor Handbook: Physics, USA, Geneva, 1955, p.49
4. A.Berinde - Elemente de Fizica și Calculul Reactorilor Nucleari, Ed.Tehnică, București, 1977
5. I.Purica - Teoria Reactorilor Nucleari, Buc., 1981, Lit. Lăpăș. Poli-tehnic.

11. SPECTROSCOPIE β

11. 1. Principiul lucrării

Dezintegrarea β este un proces de transformare a unui nucleu instabil în nucleul izobar $\Delta Z = \pm 1$ în urma emisieii unui electron, pozitron sau a capturii electronului (E.C.) conform proceselor:

- $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$ (1)
- $p \rightarrow n + \beta^+ + \nu$ (2)
- $p + e^- \rightarrow n + \nu$ (3)

Dezintegrarea β^+ are loc atunci când nucleul respectiv are un exces de neutroni sau protoni față de izobarul său stabil. Astfel ^{204}Tl are un exces de un neutron față de izobarul stabil ^{204}Pb și ea atare, pentru a deveni stabil, în mod spontan, are loc transformarea neutronului în proton, cu emisia de electroni β^- conform procesului (1). Energia degajată în această transformare nucleară este practic cedată electronului și antineutriniului $\bar{\nu}$ în proporții variabile, ceea ce face ca spectrul energetic al electronilor să fie un spectru continuu cu energia ce variază între "0" și energia cinetică maximă E_0 . Spectrul β^- pentru ^{204}Tl , tipic pentru dezintegrarea β^- , este prezentat în fig.1. Dependența de energia totală $W = E+1$, în care E este energia cinetică a electronilor (pozitronilor) emiși, exprimată în unități de m_0c^2 ($m_0c^2 = 0,511\text{MeV}$) a numărului de electroni (pozitroni) $N(W)$ emiși în intervalul energetic dW este:

$$N(W)dW = K'F(Z,W)pW(W_0-W)^2dW \cdot S_n(W) \quad (4)$$

în care:

$$p = (W^2-1)^{1/2} \text{ - este impulsul radiațiilor } \beta$$

- $W_0 = E_0+1$ - energia maximă totală a radiațiilor β ;
- K' - o constantă independentă de energie;
- $pW(W_0-W)^2dW$ - reprezintă esanșonita "distributia statistica";
- $F(Z,W)$ - este factorul coulombian sau funcția Fermi;
- $S_n(W)$ - este coeficientul de "formă" pentru spectrele interzise; pentru cele permise $S_n(W) = 1$.

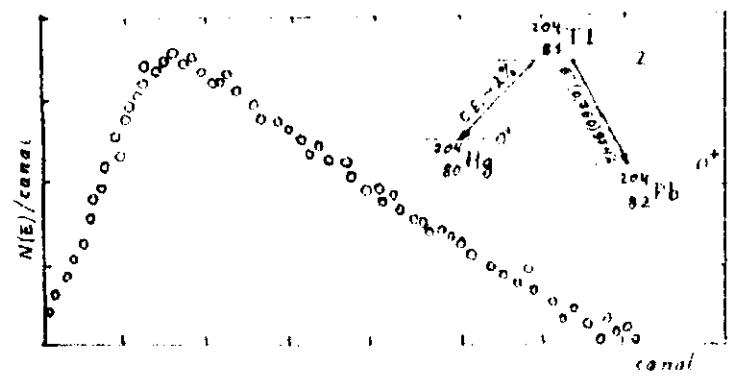


Fig.1 - Spectrul β pentru ^{204}Tl

Relația (4) poate fi transcrisă astfel:

$$\left[\frac{N(W)}{F(Z,W)pW} \right]^{1/2} = K(W_0-W) \left| S_n(W) \right|^{1/2} \quad (5)$$

Pentru spectrele β permise, reprezentarea grafică a relației (5) în funcție de W permite, printr-o extrapolare directă, determinarea energiei maxime totale W_0 a spectrului β . Curba care descrie dependența părții stângi a relației (5) de W poartă numele de "graficul Kurie" sau "graficul Fermi".

Făcînd transformarea:

$$G(Z,W) = \frac{F}{W} F(Z,W) \quad (6)$$

relația (5) devine:

$$\frac{1}{W} \left[\frac{N(E)}{G(Z,W)} \right]^{1/2} = K(W_0-W) \left| S_n(W) \right|^{1/2} \quad (7)$$

Dacă înlocuim W cu $E(W-E+1)$ atunci se obține:

$$\frac{1}{W} \left| \frac{H(Z,W)}{G(Z,W)} \right|^{1/2} = K \left| \frac{F(Z,W)}{G(Z,W)} \right|^{1/2}$$

Funcția $G(Z,W)$ este mai practică decât $F(Z,W)$ dacă permite o interpolare energetică mai ușoară și creștează pentru energii mici W .

Reprezentând grafic membrul stâng al relației (8) putem obține imediat E_0 . Relația (8) este mai comodă decât relația (5) iar $N(E)$ este chiar spectrul de radiații β înregistrat experimental, de ex. unui d) punctele $N(E)$ din fig.1. Funcțiile $G(Z,W)$ și $F(Z,W)$ sînt tabelate.

După cum se vede din schema de dezintegrare a ^{204}Tl din fig.1 izobarul ^{204}Pb obținut în urma dezintegrării β se găsește în stare fun-

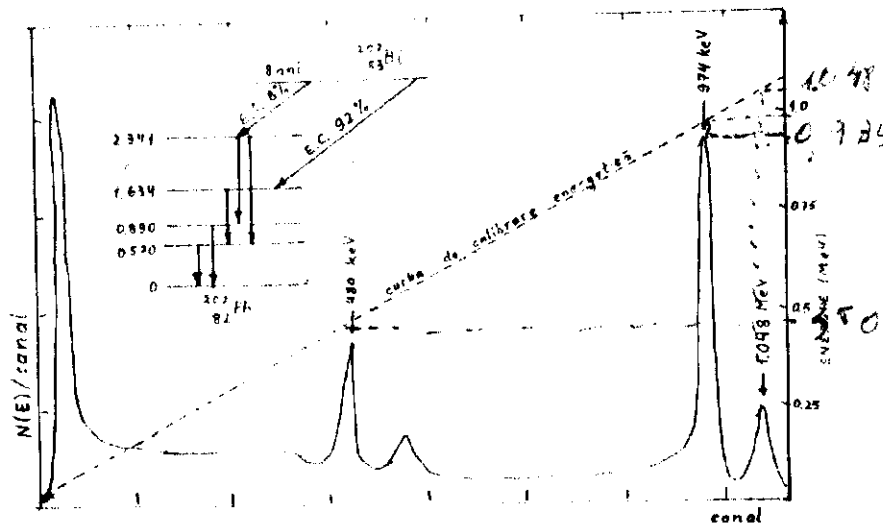


Fig.2 - Spectrul electronilor de conversie pentru ^{207}Bi

damentală. De regulă însă izobarul $\Delta Z = \pm 1$ rezultați în urma procesului de dezintegrare, se găsesc în stări excitate. Dezexcitarea lor se poate face fie prin emisie de cuante γ , fie prin conversie internă. În procesul de conversie internă, energia de excitație "disponibilă" a izobarilor este transferată electronilor de pe orbitalele eleo ronică care vor fi

astfel ejectați cu energie E_0 definită de relația:

$$E_0 = E_x - E_B \quad (9)$$

în care:

E_x - este energia de tranziție "disponibilă"

E_B - este energia de legătură a electronului pe orbita de pe care a fost ejectat.

În fig.2 este prezentat spectrul electronilor de conversie pentru ^{207}Bi în urma capturii electronului (E.C).

Spectrul din fig.2 se explică ușor dacă avem în vedere schema de dezintegrare prezentată în aceeași figură și faptul că energia de legătură E_B pentru pătura K a ^{207}Bi este de 90 KeV iar pentru pătura L este de 16 KeV. Într-adevăr, nivelul de 1,634 MeV, populat prin EC în proporție de 92%, are energie "disponibilă" de tranziție de 1,064 MeV. Conform relației (9) rezultă că vom avea electroni de conversie de 1,048 MeV și 974 KeV. Următoarea energie "disponibilă" este de 570 KeV care generează electroni de conversie de 554 KeV și 480 KeV. Aceste valori au fost folosite pentru trasarea curbei de calibrare, reprezentate tot în fig.2, scara energetică fiind în dreapta.

Evident electronii de conversie de 1,048 MeV și 974 KeV au fost emiși în "concurență" cu cuantele gamma de 1,064 MeV. Același lucru este valabil și pentru cealaltă grupă de electroni de conversie și cuantele γ de 570 keV. Cu alte cuvinte, probabilitatea de dezexcitare a nivelului de 1,634 MeV este dată de relația:

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_0 \quad (10)$$

λ_γ - este probabilitatea de emisie a cuantelor γ în unitatea de timp.

λ_0 - este probabilitatea de emisie a electronilor de conversie în unitatea de timp.

Raportul

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{\lambda_\gamma} \quad (11)$$

de exemplu "coeficientul de conversie" a cărui determinare experimentală este foarte repetitivă în măsurarea proprietăților spectroscopice ale nivelilor nucleare. Dacă α_0 poate fi scris ca suma probabilităților de emisie de pe pătura K, L, M etc., rezulta că și coeficientul de conversie poate fi scris sub forma:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (12)$$

Teoria conversiei interne arată că coeficientul α depinde în esență de următorii parametri:

- energia de tranziție disponibilă
- Z nucleului
- energiile de legătură ale păturilor K, L etc.
- multipolaritatea ℓ implicată în tranziția respectivă (momentul cinetic)
- tipul tranziției respective - electrică sau magnetică (funcție de paritățile stărilor implicate și de ℓ).

Dependența de acești parametri este astfel încât coeficientul de conversie este cu atât mai mare cu cât nucleele sînt mai grele, ℓ mai mare și energia de tranziție mai mică.

Determinarea experimentală a coeficientului de conversie se poate face în următoarele feluri:

a) compararea directă a intensității γ care se determină de regulă din fotopic, cu numărul electronilor de conversie corespunzători energiei γ .

b) compararea numărului electronilor de conversie cu numărul particulelor β emise de sursa respectivă.

c) compararea intensității radiațiilor X ce rezultă în urma electronilor de conversie cu intensitatea radiației gama corespunzătoare.

Varianta b) este foarte comodă, în special în cazul unei scheme simple de dezintegrare. În fig.3 este prezentată o schemă ipotetică simplă de dezintegrare β a nucleului A. Se obține izobarul B în stare

excitată B^* care se dezexcită γ . Spectrul β și al electronilor de conversie pentru nucleul A va stați ca în fig.3. Într-un astfel de caz

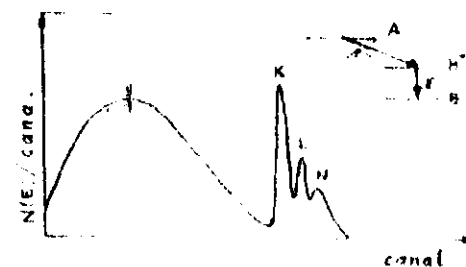


Fig.3

fiecare β emis este însoțit de emisia unei cantități mici de electroni de conversie. De aceea coeficienții de conversie $\alpha_K, \alpha_L, \dots$ vor fi tot mai rapoartele dintre "suprafețele" picurilor K, L etc. și suprafața spectrului β (minus suprafața totală a picurilor electronilor de conversie). Metoda poate fi extinsă și pentru schema de dezintegrare mai complicată a ^{137}Cs .

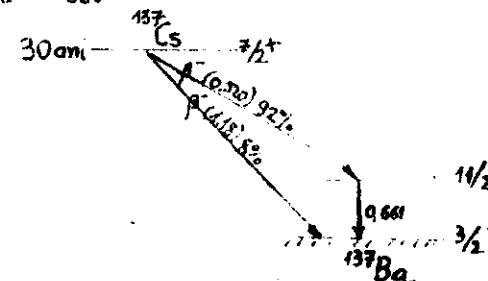


Fig.4

Cum schema de dezintegrare ^{137}Cs este cea din fig.4 rezultă că prin acest procedeu vom putea ușor calcula coeficientul de conversie α pentru acest nucleu:

11.2. Scopul lucrării

- Obținerea spectrului β și al electronilor de conversie pentru ^{137}Cs , cu ajutorul detectorilor cu semiconductori.
- Determinarea energiei totale maxime a spectrului β emis de ^{137}Cs .

- Determinarea coeficientului de convergență internă α_K și α_L .
- Determinarea energiilor de legătură a electronilor în păturile atomice K și L pentru ^{137}Cs .

11.3. Instalația experimentală

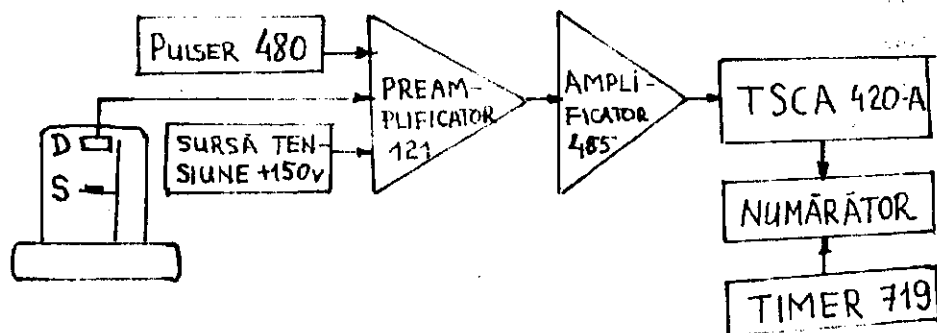


Fig.5

Se montează instalația din fig.5. Pentru module se recomandă următoarele valori pentru:

- 480 - PULSER ieșirea atenuată cu factorul 50, semnal negativ
- 485-Amp amplificare brută 32 iar cea fină maximă; intrare pozitivă și ieșire bipolară
- 420-A-TSCA intrare bipolară; mod de lucru diferențial.
 $\Delta E = 20/1000$, $E = 20/1000$
- 775-Numărător poziția "count", timp de măsură 200 sec.
- RA-c22-c25-1500 se montează detectorul cu strat barieră de suprafață în montura specială a camerei de vacuum. **ATENȚIUNE** a nu se atinge sau tensiona sub nici o formă stratul de aur al detectorului. Aceasta duce la DETERIORAREA IMEDIATA A DETECTORULUI.
- Introduceți sursa de ^{137}Cs în camera de vacu a.
- Verificați din nou toate conexiunile. Dacă totul este în

regulă cuplați sursa de tensiune. Verificați ca tensiunea de polarizare a detectorului să fie POZITIVĂ. Dacă ridicați POARTE ÎNCE tensiunea de polarizare a detectorului pînă la 150 V, în acest moment instalația este gata de lucru.

11.4. Modul de lucru și prelucrarea rezultatelor

1. Se deconectează PULSERUL!
2. Se variază pragul E al analizorului monocanal cu 10 diviziuni; fiecare 10 diviziuni, vor fi considerate un canal. Pentru fiecare poziție a pragului se determină numărul de pulsuri cu ajutorul numărătorului 775, timp de 20 de secunde în prima parte a spectrului și 200 sec, atunci cînd se constată că numărul de impulsuri a scăzut sub 200 impulsuri. Se continuă acest procedeu pînă ce viteza de numărare ajunge la fond. În felul acesta s-a obținut spectrul β^- al ^{137}Cs și electronii săi de conversie. Reprezentați grafic spectrul obținut, deci $N(E)$ funcție de canal. Spectrul va semna cu cel din fig.3.

3. Se scoate cu atenție sursa de ^{137}Cs . Se determină pentru primele 20 de canale (deci 200 de diviziuni) fondul. Se va corecta $N(E)$ obținut la punctul precedent, ținîndu-se cont de aceste valori. Spectrul $N(E)$ astfel obținut va fi cel folosit în continuare.

4. Se procedează la calibrarea energetică a spectrului. Pentru aceasta se coboară încet tensiunea de pe detector pînă la valoarea zero după care sursa de alimentare de înaltă tensiune se deconectează. Se pune PULSERUL în funcțiune. Aceasta e calibrat astfel încît 100/1000 diviziuni să corespundă la 100 KeV. Se fixează pulserul la 100/1000 și se variază pragul E al TSCA, deci canalul, pînă ce numărătorul are o viteză maximă. Se notează valoarea canalului. Se variază discul PULSERULUI pînă la 200/1000, se determină din nou pragul (canalul) la care viteza de numărare este maximă. Se repetă operația la poziția 700/1000 a PULSERULUI. Cu valorile obținute la acest punct construiți curba de calibrare energetică a spectrului, adică dependența energiei de canal. Trasați această

curca pe aceeași scară pe care ați desenat spectrul ^{137}Cs , ca în fig. 3.

5. Determinați energia electronilor de conversie din spectrul obținut. Știind schema de dezintegrare a ^{137}Cs din fig. 4, să se determine energiile de ionizare pentru nivelurile K și L ale ^{137}Cs .

6. Folosind procedura b) descrisă mai sus, determinați coeficientul η de conversie.

7. Determinați energia maximă E_0 a spectrului β . Pentru aceasta se reprezintă grafic membrul sting al relației (8); se consideră $S_{\beta}(W) = 1$. Graficul obținut este o dreaptă? Cât este E_0 ?

Pentru funcția $G(Z, W)$, $Z = 55$, se poate folosi tabelul 1, în care G este calculat direct în funcție de energia cinetică E a electronilor β , sau tabelul 2, în care G este dat în funcție de p . Tabelul 1 este mai comod în utilizare, tabelul 2 permite realizarea unei precizii mai mari a rezultatelor, în special când spectrul β se determină cu ajutorul spectrografelor magnetice. În cazul în care se utilizează tabelul 2, p se determină astfel:

$$W_{\text{tot}} = \frac{E_{\text{cin}}(\text{keV}) + 511(\text{keV})}{511(\text{keV})} \quad (\text{unități } m_0 c^2)$$

$$p = (W_{\text{tot}}^2 - 1)^{1/2}$$

Pentru obținerea graficului Kurie se înregistrează datele conform tabelului:

Nr. canalului	$N(E)$	$E(\text{keV})$	W_{tot}	$G(Z, W)$	$\downarrow \left[\frac{N(E)}{G(Z, W)} \right]^{1/2}$
0	1	2	3	4	5

Tabelul 1

$E(\text{keV})$	$G(Z, W)$	$E(\text{keV})$	$G(Z, W)$
50	67.54	700	59.30
100	66.14	750	58.33
150	65.29	800	57.55
200	64.43	850	56.80
250	63.71	900	57.87
300	63.08	950	57.58
350	62.53	1000	57.20
400	61.99	1100	56.75
450	61.49	1200	56.18
500	61.00	1300	55.53
550	60.57	1400	55.03
600	60.13	1500	54.55
650	59.72	1600	54.12

Tabelul 2

p	G	p	G
0.0	69.33	2.2	59.14
0.1	69.22	2.4	58.54
0.2	68.91	2.6	57.80
0.3	68.41	2.8	57.18
0.4	67.78	3.0	56.61
0.5	67.12	3.5	55.30
0.6	66.47	4.0	54.15
0.7	65.86	4.5	53.13
0.8	65.29	5.0	52.23
0.9	64.75	6.0	50.67
1.0	64.24	7.0	49.37
1.2	63.26	8.0	48.26

P	G	P	G
1.4	62.35	9.0	47.30
1.6	61.47	10.0	44.40
1.8	60.65	11.0	43.31
2.0	59.87		

Intrebări

1. In urma dezintegrării β^- apar trei corpuri: electronul, antineutrionul și nucleul de recul. Explicați de ce practic toată energia de dezexcitare este cedată electronului și antineutrionului.
2. Folosind tabelele de mase atomice să se verifice valoarea pusă în fig.4 pentru energiile maxime ale electronilor β emiși la tranzițiile de pe nivelul $7/2^+$ al ^{137}Cs pe nivelele $3/2^+$ și $11/2^-$ de ^{137}Ba .
3. Cunoscând spectrul electronilor β (spectrul trasat experimental în lucrare) să se traseze spectrul antineutrionilor. (Indicație: deoarece suma energiilor cinetice a electronului și antineutrionului într-un act de dezintegrare este E_0

$$P_y(E) = P_0(E_0 - E)$$

4. Care este rezoluția energetică a lanțului spectrometric folosit? Cum ar putea fi îmbunătățită în cazul lucrării de laborator. Dar rezoluția detectorului?
5. Cum funcționează un detector cu semiconductor?
6. Care ar fi aproximativ energiile electronilor de conversie obținute cu o sursă de ^{60}Co . Ar putea fi ele rezolvate cu instalația noastră?

Bibliografie

1. K.Siegbahn, editor, Alpha-Beta-and gamma ray spectroscopy, Vol.1 și 2 North-Holland Pub.Co, Amsterdam, 1965

2. H.A.Engel - Introduction to nuclear physics, Addison-Wesley, -relații- 1969.
3. D.N.Poenaru - "Măsurarea radiațiilor nucleare cu dispozitive semiconductor", București, Ed.Acad.USR, 1967
4. Mihai E. - Fizică nucleară

12. MĂSURAREA TIMPULUI DE VIAȚĂ AL STĂRII
EXCITATE NUCLEARE

1. Introducere

Măsurătorile de timp de viață a stării nucleare excitată au o valoare deosebit de importantă al fizicii nucleare experimentale. Astfel se pot determina probabilitățile de tranziție, care sunt direct legate de modelul de structură nucleară ales.

Există metode directe de măsurare a timpului de viață cum ar fi

1. măsurarea directă a scăderii activității în funcție de timp (în cazul curților de dezintegrare), unde $t \gg T_{1/2}$
2. utilizarea analizei multicanal cu fereastra temporală ($10^{-1} - 10^{-6}$ s).
3. metoda parcurșului particulelor ($10^{-10} - 10^{-12}$ s)
4. metoda distribuției parcurșurilor nucleelor de reoul ($10^{-12} - 10^{-16}$ s)
5. metoda coincidențelor întârziate ($10^{-4} - 10^{-11}$ s)

Există diferite procedee de a obține stări nucleare excitată.

Astfel, în urma reacțiilor nucleare, a dezintegrărilor (α, β, γ), a absorbției γ etc., se formează de obicei nucleu în stare excitată. Dacă energia stării excitată E_2 nu depășește energia de separare a unei particule, atunci este posibilă trecerea nucleului în stare fundamentală, sau într-o altă stare excitată E_1 , prin emisia unei cuante gama de energie:

$$h\nu = \Delta E \quad (1)$$

Multipolul cuantei emise (momentul cinetic al acesteia) trebuie să satisfacă legile de conservare ale momentului cinetic total și ale

parității. Experimental acesta se poate determina din studiul corelațiilor unghiulare.

Timpul de înjumătățire sau perioada de tranziție se notează $T_{1/2}$, iar timpul de viață mediu al stării excitate este definit astfel

$$\bar{\tau} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad (2)$$

Timpul de viață mediu este legat de lărgimea nivelului prin relația de incertitudine

$$\bar{\tau} = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (3)$$

în care Γ este lărgimea nivelului energetic iar $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$ j.s.

Schema de dezintegrare pentru izotopul ^{57}Co este dată în fig.1. Acesta trece prin captura K a electronului pe nivelul de 136 keV al ^{57}Fe .

^{57}Fe poate ajunge pe nivelul fundamental în două moduri:

- direct prin emisia unei cuante γ_3 de 136 keV
- prin emisia unei cuante γ_1 de 122 keV, urmată de o dezexcitare prin conversie internă sau prin emisia unei cuante γ_2 de 14,4 keV.

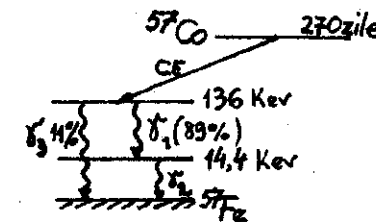


Fig.1

Timpul de viață al stării de 14 keV poate fi măsurat prin metoda coincidențelor întârziate, pentru cuantele γ_1 și γ_2 , deoarece formarea acestei stări se realizează prin emisia cuantei γ_1 de pe nivelul de 136 keV, iar dezexcitarea acesteia este determinată de emisia cuantei γ_2 . Măsurarea coincidențelor întârziate între cuantele γ_1 și γ_2 se poate realiza cu o linie de întârziere în lanțul de detecție al cuantei γ_1 , conform schemei bloc de principiu din fig.2. Modulul de întârziere permite introducerea unei întârzieri reglabile între intrarea și ieșirea semnalului, iar unitatea de coincidență generează semnal de ieșire doar dacă la cele două intrări primește semnale distanțate în timp la mai puțin

de $2\tau_0$ (timpul de rezoluție) Presupunind instalația experimentală echilibrată temporar la starea inițială 2 activități λ_1 și λ_2 pe cei 2...

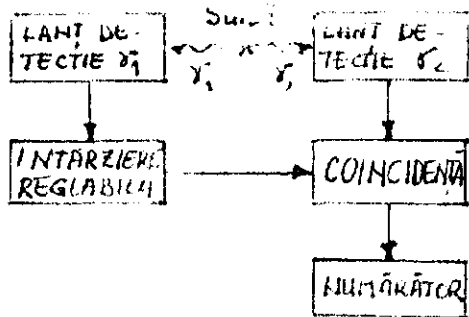
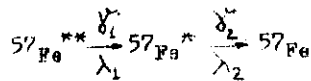


Fig-2

teatori, se dea semnal de coincidență), pentru un timp t de întârziere t fixat la modulul de întârziere de pe calea δ_1 , vor ajunge simultan la intrarea în modulul de coincidență, și aici vor fi numărate, doar acele semnale care provin de la cuante δ_1 emise cu t înainte de cuantele δ_2 (de fapt, deoarece $\tau_0 \neq 0$, vor fi acceptate semnalele δ_1, δ_2 a căror diferență de timp aparține intervalului $[t - \tau_0, t + \tau_0]$). Aceste semnale corespund situației în care nucleul care a emis δ_1, δ_2 a existat un timp t în starea excitată de 14 keV. Deci distribuția numărului de coincidențe în funcție de t reprezintă de fapt distribuția numărului de stări excitate al căror timp de viață individual a fost t , în funcție de t .

Să notăm numărul de coincidențe întârziate. Dezintegrarea este următoarea:



unde între constantele de dezintegrare există relația $\lambda_1 + \lambda_2 = \lambda$
 Probabilitatea ca nucleul ${}^{57}\text{Fe}$ să nu se dezexcite în timpul t de la formarea sa (adică să la emita cuantele δ_1, δ_2 și să se dezexcite

peste diagrama

în intervalul $(t, t+dt)$ este:

$$P(t)dt = e^{-\lambda t} \lambda dt \quad (4)$$

Deci probabilitatea ca între emisia cuantei δ_1 și a cuantei δ_2 să existe un interval de timp t este dată de relația de mai sus. Atunci numărul de coincidențe obținut pentru o întârziere t a semnalului pe calea 1 este

$$N_a^0(t) = \int_{t-\tau_0}^{t+\tau_0} \lambda e^{-\lambda t'} dt' = e^{-\lambda t} [e^{+\lambda\tau_0} - e^{-\lambda\tau_0}] = \text{const.} \cdot e^{-\lambda t} = a e^{-\lambda t} \quad (5)$$

Se poate astfel construi graficul

$$\ln N_a^0(t) = \ln a - \lambda t \quad (6)$$

și determina timpul de înjumătățire și timpul mediu de viață din relațiile:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad \left(\tau = \frac{1}{\lambda} \right) \quad (7)$$

Observație: Dacă pe calea δ_2 s-ar introduce o întârziere t , atunci pentru $t > \tau_0$ nu s-ar obține nici-o coincidență deoarece nu există cuante δ_2 emise înaintea cuantelor δ_1 . Micșorînd t , pentru valori $t < \tau_0$, s-ar obține un număr crescător de coincidențe care atinge un maxim și apoi scade. Această variație a numărului de coincidențe cu timpul (numită curba promptă, spre deosebire de variația dată în (5), numită curba întârziată), permite determinarea timpului de rezoluție efectiv al schemei de coincidență.

12.2. Scopul lucrării

În această lucrare se vor folosi pentru comparație metoda de determinare a timpului de viață prin măsurarea directă a activității în funcție de timp (și metoda coincidențelor întârziate. Prin prima metodă se vor determina timpii de înjumătățire ai izotopilor ${}^{28}\text{Al}$, ${}^{108}\text{Ag}$ și ${}^{110}\text{Ag}$. Se va determina apoi timpul de viață al stării excitate de 14 keV a izotopului ${}^{57}\text{Fe}$, prin metoda coincidențelor întârziate $\gamma-\gamma$.

12.3. Aparatura utilizată.

Se folosesc 2 lanțuri β - Spectrometrice și o schemă de coincidențe întârziate, conștinând

- 2 sonde (SD) cu scintilator de NaI(Tl), dintre care una are un detector prevăzut cu fereastră subțire (pentru măsurarea radiațiilor β de energie mică sau a radiațiilor γ).

- 2 amplificatoare 1113 (A)
- 2 analizoare monocanal de timp TSCA 488 (TG)
- un modul de întârziere GATE & DELAY GENERATOR 416 A (GDG)
- un modul de coincidență rapidă FAST COINCIDENCE 414 A (C)
- un numărător SCALER N.E. (N)
- o unitate de timp, cronometru electronic TIMER 1052 (TR)

12.4. Modul de lucru și prelucrarea rezultatelor

A. Măsurarea timpilor de înjumătățire mari prin metoda curbelor de dezintegrare.

Informațiile privind efectuarea acestei lucrări se găsesc în referatul "Determinarea timpului de înjumătățire al radionuclizilor din curbele de dezintegrare". În lucrarea de față se vor utiliza un scintilator de NaI(Tl) (în locul contorului Geiger Muller sau al scintilatorului plastic, pentru radiația β , recomandate în referatul amintit). Montajul experimental (fig.3) realizează un lanț spectrometric care este utilizat și în partea a II-a a lucrării.

Modul de lucru și prelucrarea datelor se fac în conformitate cu referatul citat.

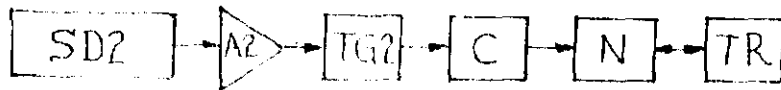


Fig.3 - A2 (Coarse gain: minim, Fine gain: maxim);
TG2 (E: 2,10 v; ΔE : 2, mod de lucru: INTEGRAL)

B. Măsurarea timpilor de înjumătățire mici prin metoda coincidențelor întârziate.

a) Se montează blocurile electronice ca în fig.4.

Pe calea 1 se va detecta radiația γ_1 , $E_{\gamma_1} = 122$ keV. Se utilizează un detector de NaI(Tl).

Semnalul dat de fotomultiplicator preamplificat și apoi amplificat de formă bipolară, intră în modulul TIMING SCA 488 (TG). Acesta are un prag și o fereastră reglabile și în caz că semnalul de la intrare îndeplinește condițiile de prag și fereastră, modulul TG produce la ieșire un semnal logic pozitiv, la un interval de timp bine definit față de semnalul de intrare. În continuare, semnalul intră în modulul de întârziere (GDG) (GATE and DELAY GENERATOR 416 A) unde e întârziat un timp definit și apoi în unitatea de coincidență C (414 A FAST COINCIDENCE), pe calea A.

Pe calea 2 se va detecta radiația γ_2 , $E_{\gamma_2} = 14$ keV, cu un detector subțire de NaI(Tl). Lanțul de măsură e similar celui de pe calea 1. Pentru echilibrarea temporală a montajului se poate utiliza o întârziere reglabilă în domeniul $0,1 - 1,1 \mu s$ disponibilă la modulul TSCA 488. Semnalul dat de acest modul se introduce pe calea B a unității de coincidență 414 A.

Impulsurile date de unitatea de coincidență sînt numărate cu ajutorul unui SCALER, N, comandat de o unitate de timp TR (TIMER 1052).

b) Se alimentează modulele celor două lanțuri și se începe reglarea schemei de coincidență (se execută numai după indicațiile îndrumătorului).

Se pune sursa de ^{57}Co , între cei 2 detectori. Se face numărarea pe calea 1 punind comutatorul A al modulului 414 A pe poziția IN, iar celelalte pe poziția OUT. Se ridică spectrul sursei cu analizorul monocanal TSCA 488 și se reglează astfel amplificările (vezi fig.4) ca picul de 122 keV să corespundă pragului $E_1 = 2,18$ V și unei ferestre $\Delta E_1 = 6$ V

Se face numărătoarea pe calea 2 (comutatorul B al modului 414 A pe poziția IN, celălalt pe poziția OUT). Se rediă spectrul și se reglează amplificările astfel ca picul de 14 keV să corespundă unor valori E_2 , ΔE_2 apropiate de valorile E_1 și ΔE_1 ($E_2 = 2 \cdot \text{lov}$, $\Delta E_2 = 7v$ pentru amplificările COARSE GAIN = 8 FINE GAIN = MAXIM).

Pentru echilibrarea temporală a schemei de coincidență se utilizează modulul 480 PULSE GENERATOR; se reglează amplitudinea și atenuarea semnalului astfel încât amplitudinea semnalului direct introdus în amplificatorul de pe calea 1 să corespundă ferestrei E_1 , $E_1 + \Delta E_1$, iar semnalul atenuat, introdus în amplificatorul de pe calea 2, să corespundă ferestrei E_2 , $E_2 + \Delta E_2$. Semnalul de la generatorul de pulsuri se introduce la intrarea INV a amplificatoarelor corespunzătoare după decuplarea detectorilor. Se numără coincidențele (comutatoarele A și B pe IN; C și D pe OUT la modulul de coincidență) în funcție de timpul de întârziere introdus de modulul 416 A. Spectrul de coincidențe obținut permite echilibrarea temporală a schemei (determinarea zeroului de timp) și a timpului de rezoluție τ_0 ($\tau_0 = 40 \text{ ns}$).

Fixarea unei întârzieri de 300 ns pe calea γ_2 prin intermediul modulului TSCA 488 permite echilibrarea schemei la valori ale întârzierilor la modulul 416 A astfel încât este posibilă investigarea atât a curbei întârziate cât și a curbei prompte.

Se scoate din circuit modulul 480 PULSE GENERATOR, se cuplează detectorii.

o) Condițiile de lucru fiind fixate, se trece la determinarea propriu-zisă a timpului de înjumătățire.

Se determină numărul de coincidențe $R_{\text{tot}}^0(t)$ pentru un timp de măsurare de cel puțin 100 s. Se măsoară acest număr pentru valori t ale întârzierii introduse la modulul 416 A crescând din 20 în 20 ns, începând de la 100 ns.

Pentru a obține numărul de coincidențe adevărate $R_a^0(t)$ din valorile măsurate $R_{\text{tot}}^0(t)$ se vor scădea coincidențele întâmplătoare R_{int}^0 .

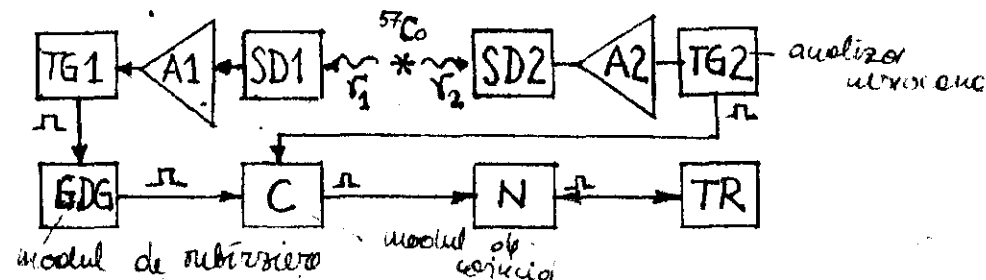


Fig. 4 - Calea 1: SD1 - sondă de detecție cu preamplificator pentru γ_1 ; A1 amplificator (coarse gain 2; fine gain: 5, 8; restorer: HI; IN: NON INV; out: BIPOLAR); TG1 analizor monocanal de timp (E: 2, 18; ΔE : 6; delay: minim; mod de lucru: diff); GDG (mod de lucru: 1, 1 μ s).

Calea 2: sondă de detecție, cu preamplificator pentru γ_2 ; A2 (coarse gain: 8; fine gain: maxim; restorer: HED, IN: NON INV; out: BIPOLAR); TG2 (E: 2, 10; ΔE : 7; delay: 300 ns; mod de lucru: diff).

Acestea se pot determina în două moduri:

1. introducând o întârziere mare într-unul din canale

$$R_{\text{int}}^0 \approx R_{\text{tot}}^0(\infty)$$

2. folosind formula $R_{\text{int}}^0 = 2 \tau_0 R_1 R_2$ unde R_1, R_2 sînt viteze de numărare individuale pe cele 2 căi.

Astfel:

$$R_a^0(t) = R_{\text{tot}}^0(t) - R_{\text{int}}^0 \quad (8)$$

Se reprezintă grafic $\ln R_a^0(t)$ și se pun în evidență curba promptă (rapidă) și curba întârziată.

Folosind datele de pe curba întârziată se determină prin metoda celor mai mici pătrate timpul de viață și eroarea acestuia pentru nivelul excitat de 14 keV al ^{57}Fe :

$$\ln R_a^0(t) = a - \lambda t \quad \tau = \frac{1}{\lambda} \quad (9)$$

5. Intrebări

1. In spectrul cuantelor emise de sursa de ^{57}Co pe calea 2 (scintila-
tor cu fereastră subțire), sînt și radiații I. Care este mecanismul lor
de apariție și ce energie au.
2. Să se găsească lărgimea stărilor excitate ale ^{57}Fe (Fig.1) dacă se
ia pentru nivelul $5/2^-$ $\gamma(5/2) = 0.9 \cdot 10^{-8}$ s iar pentru nivelul $3/2^-$ va-
loarea găsită în laborator. Să se arate că nu este posibilă absorbția
rezonantă a cuantelor γ obținute prin dezintegrarea acestor stări de
către nucleul în repaus de ^{57}Fe .
3. Din porțiunea crescătoare a graficului $\ln R_0^c(t)$ (curba promptă) să
se determine timpul de rezoluție al schemei de coincidență.

13. SPECTROMETRIA MOSSBAUER

13.1. Principiul lucrării.

Prin trecerea unui nucleu dintr-o stare excitată în cea funda-
mentală se emite o cantă γ de energie E_γ . În cazul în care nucleul
aparține unui atom liber care se află în repaus înaintea dezexcitării,
energia cuantei va fi:

$$E_\gamma = E_0 - R \quad (1)$$

în care E_0 este diferența dintre energia nivelului excitat și cel funda-
mental, iar R este energia de recul cedată nucleului în momentul tran-
ziției cuantei γ . Din legea de conservare a impulsului și energiei
se determină ușor valoarea lui R :

$$R = \frac{p_\gamma^2}{2M} = \frac{p_\gamma^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \approx \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad (2)$$

în care $p_\gamma = -p_r$ sînt impulsul nucleului și al cuantei γ , M este masa
nucleului, iar c este viteza luminii.

Pentru excitarea unor nuclee similare aflate în repaus, din ca-
uza reculului suferit de nucleu la excitare, este nevoie de o energie

$$E'_\gamma = E_0 + R \quad (\text{fig.1})$$

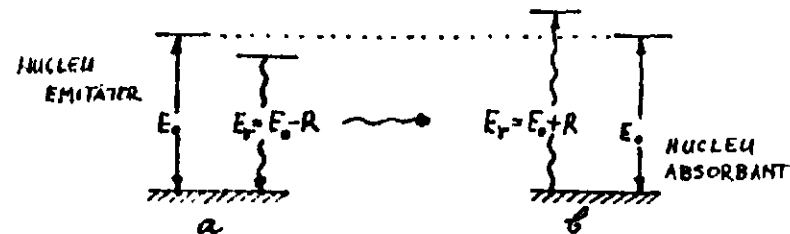


Fig.1 - Tranziția nucleară în sursă a) și în absorbant b)

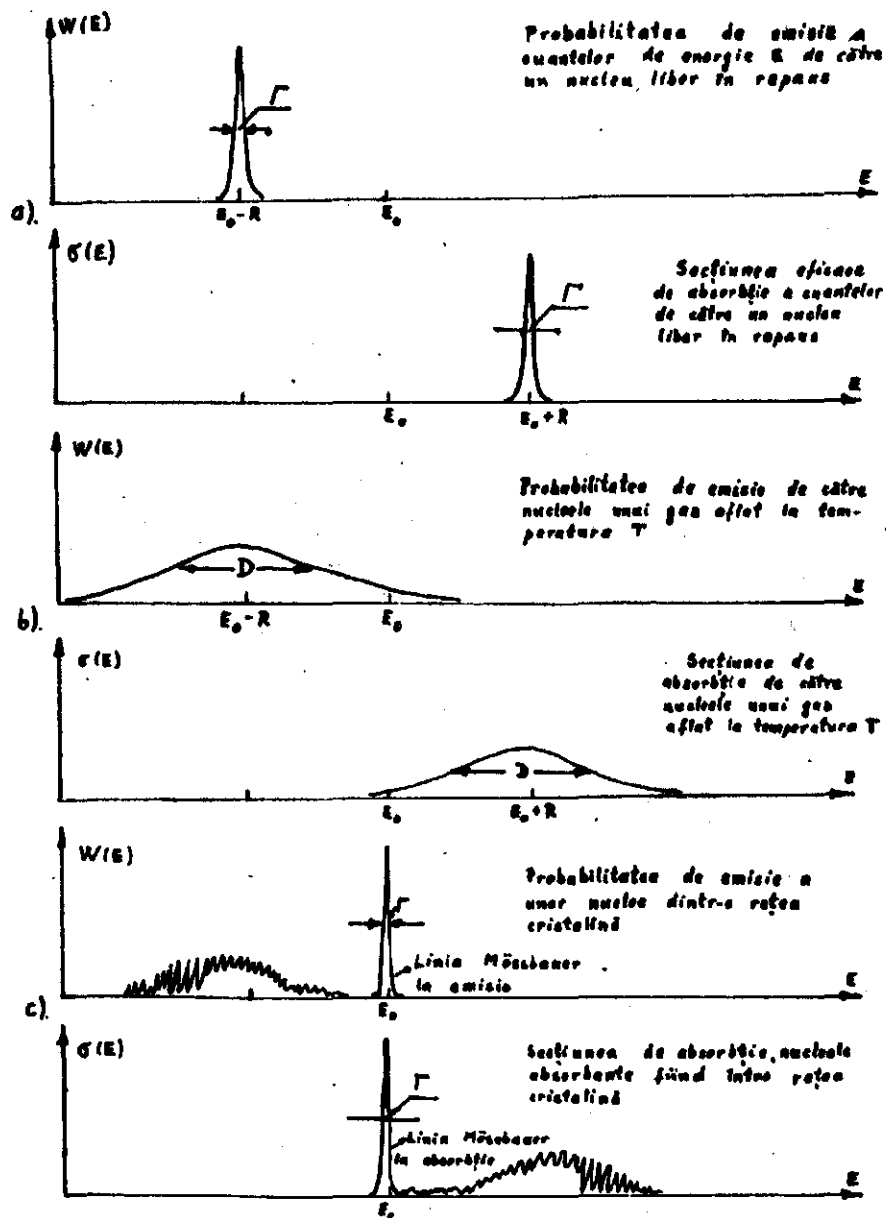


Fig.2

În fig.2 sînt prezentate dependența de energie a probabilității-
lor $W(E)$ de emisie a cuantelor γ și a secțiunilor eficiente de absorbție
a lor pentru cazurile în care nucleul emițător este a) liber și în re-
paus; b) într-un gaz la temperatura T ; c) într-o rețea cristalină în
care apare linia Mössbauer nedepășată. Lățimea naturală a nivelului
nuclear este dată de timpul mediu de viață al stării excitate nucleare
 τ și se determină din relația de incertitudine

$$\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$$

pe care, medind-o obținem:

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar$$

(3)

Lățimea spectrelor de emisie $W(E)$ și $\sigma(E)$ de absorbție în ca-
zul existenței mișcării termice la temperatura T , este mărită de depla-
sarea Doppler și ia valori D pentru care avem relația aproximativă:

$$D \approx \frac{E_0}{c} \sqrt{\frac{3kT}{M}} \approx \frac{E_0 v}{c}$$

Observăm, în general $\Gamma \ll D \ll 2R$, ceea ce face ca cuantele emise în aceste
condiții, să nu fie capabile să excite un nivel similar.

Însă, în cazul în care nucleul este legat într-o rețea crista-
lină, la emisia (și absorbția cuantelor γ), cu o probabilitate f , im-
pulsul de recul va fi preluat nu numai de nucleul respectiv, ci de
întreaga rețea cristalină. Aceasta face ca energia de recul să fie pro-
prio zero (prin mărirea cu mai multe ordine de mărime a masei M , care pre-
ia impulsul).

Efectul Mössbauer constă tocmai în emisia și absorbția cuantelor
 γ fără pierdere de energie prin recul. Din punct de vedere cuantic
aceasta se explică prin faptul că prin tranziția γ există o probabili-
tate ca starea rețelei să nu se schimbe (să nu fie absorbiți sau emiși
fononi acustici). Din conservarea energiei sistemului format din rețea
și cuanta γ rezultă:

$$E_0 + E_{re} = E'_\gamma + E'_{re}$$

(4)

Deducem că în cazul neschimbării energiei rețelei $E_n = E'_n$ energia cuantelor emise E'_γ va fi exact egală cu energia de tranziție E_0 .

Probabilitatea f de emisie fără recul este dată de formula aproximativă

$$f = e^{-\frac{3R}{4k\Theta}} \quad (5)$$

la temperaturi $T \ll \Theta$, în care Θ este temperatura Debye iar k constanta lui Boltzmann.

Temperatura Debye $\Theta = 200^\circ\text{K} - 1000^\circ\text{K}$, este mai mare pentru materialele dure.

Temperatura Debye este legată de frecvența maximă de vibrație a rețelei ω_{\max} prin relația: $\Theta = \frac{\hbar \omega_{\max}}{k}$

Punerea în evidență și măsurarea efectului Mössbauer se face măsurând intensitatea cuantelor γ transmise printr-un absorbant în funcție de viteza relativă a sursei (fig.3).

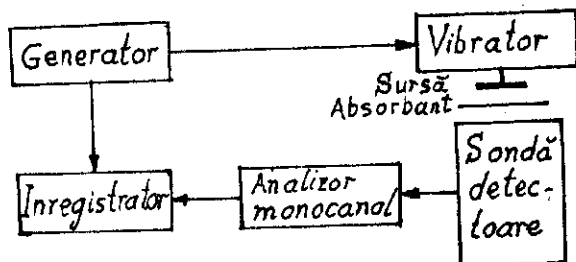


Fig.3 - Schema de principiu a unui spectrometru Mössbauer

Sursa, mișcându-se cu viteza V , va provoca deplasarea spectrului de emisie față de cel de absorbție cu energia Doppler,

$$\delta E = \frac{V \cdot E_0}{c} \quad (6)$$

și în felul acesta cele două linii Mössbauer vor fi mai puțin suprapuse iar absorbția de rezonanță în absorbant se va realiza într-o măsură mai mică. Inregistratorul, care poate fi un analizor multicanal, este sincronizat cu generatorul care determină viteza sursei, în așa fel încât fie-

cărui canal să-i corespundă un interval constant de viteze a sursei. În cazul în care sursa și absorbantul au aceeași compoziție chimică, sint la aceeași temperatură și nivelul nuclear nu prezintă o despicare hiperfină, spectrul Mössbauer va arăta ca în fig.4:

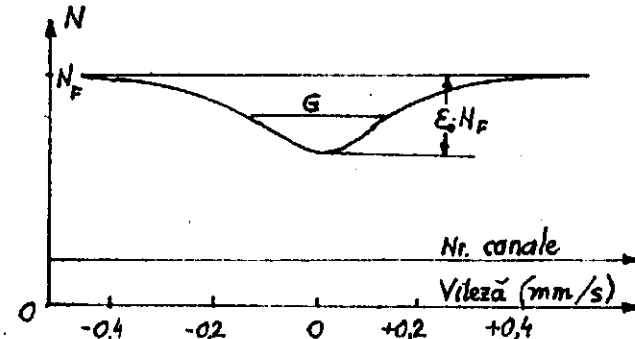


Fig.4 - Spectrul Mössbauer în absența despicărilor hiperfine, N -numărul de cuante care au trecut prin absorbantul rezonant.

Notînd cu $N(v)$ numărul de cuante care au trecut prin absorbant pentru viteza relativă sursă absorbant v și cu N_F același număr corespunzător fondului, presupus constant (obținut pentru viteze v suficient de depărtate de rezonanță), se definește mărimea $\mathcal{E}(v)$ a efectului de absorbție rezonantă prin relația

$$\mathcal{E}(v) = \frac{N_F - N(v)}{N_F} \quad (7)$$

Cu ajutorul acestei mărimi, spectrul Mössbauer cu o singură rezonanță poate fi descris prin următoarea formulă analitică:

$$\mathcal{E}(v) = \frac{\mathcal{E}(0) \cdot \frac{g^2}{4}}{(v-v_0)^2 + \frac{g^2}{4}} \quad (8)$$

Rezonanța de absorbție Mössbauer are deci o formă Lorentz, centrată pe viteza v_0 ($v_0=0$ în cazul din fig.4), de amplitudine $\mathcal{E}(0)$ și

lărgime G la semifinalitate. Cei trei parametri ai spectrului depind de absorbant după cum urmează:

$$\mathcal{E}(0) = \frac{f \cdot t_a}{2} \quad (9)$$

pentru

$$t_a = a \cdot f \cdot \tilde{\sigma}_0 \cdot N \ll 1 \quad (10)$$

în care t_a este grosimea efectivă (rezonantă), a este abundența izotopului studiat în compoziția naturală a elementului, N este numărul de nuclee al elementului studiat pe unitatea de suprafață a absorbantului, $\tilde{\sigma}_0$ este secțiunea eficace a absorbției rezonante.

$$\tilde{\sigma}_0 = \frac{2 I_e + 1}{2 I_f + 1} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi(1+\alpha)} \quad (11)$$

în care I_e și I_f sînt spinii stărilor excitate și respectiv fundamentale, λ este lungimea de undă a cuantei γ iar α este coeficientul de conversie internă a tranziției γ (raportul dintre probabilitatea de dezexcitare să se facă prin emisia unui electron de conversie și probabilitatea de dezexcitare să se facă prin emisia unei cuante γ).

Lărgimea G pentru absorbanți de grosime rezonantă mică este egală cu

$$G \approx \frac{G}{E_0} \cdot 2\Gamma \quad (12)$$

Interacția hiperfină

Numărul de rezonanțe și poziția lor într-un spectru Mössbauer depinde de interacția hiperfină între nucleu și câmpurile electrice și magnetice create de sarcinile electrice care-l înconjoară. Interacțiile care determină deplasarea sau despicierea nivelului nuclear în absorbantul studiat sînt: deplasarea izomeră, interacția quadrupolară și interacția magnetică.

Deplasarea izomeră este rezultatul interacției coulombiene între sarcina nucleară, distribuită într-o sferă de rază R și sarcina electronilor aflați în interiorul acestei sfere. Astfel, din cauza variației

razei nucleare $\Delta R = R_e - R_f$ între starea excitată și cea fundamentală (variație care depinde de faptul că nucleul se află în rețeaua sursei sau a absorbantului) și a variației densității electronilor S în absorbant și în sursă, $|\psi_a(0)|^2 - |\psi_b(0)|^2$ (variație care este independentă de starea excitată sau fundamentală a nucleului), apar diferențe între interacțiile coulombiene din starea excitată, respectiv fundamentală, în sursă și absorbant, diferențe care în spectrul Mössbauer se manifestă printr-o deplasare energetică δE_{1z} .

$$\delta E_{1z} = \frac{1}{5} \frac{Ze^2}{\epsilon_0} \langle |\psi_a(0)|^2 - |\psi_b(0)|^2 \rangle R_f \delta R \quad (13)$$

Interacția quadrupolară este interacția dintre momentul quadrupolar electric Q al nucleului și gradientul de câmp electric la nucleu U_{zz} . Ca urmare, are loc o deplasare a energiei nivelului nuclear cu valoarea:

$$\delta E_Q = \frac{eQ U_{zz}}{4I(2I-1)} \left[3m^2 - I(I+1) \right] \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \quad (14)$$

în care I este spinul nivelului nuclear, m proiecția lui I pe direcția Oz , iar factorul dependent de $\cos \theta$ apare numai în cazul existenței câmpului magnetic H intern, θ fiind unghiul dintre H și direcția principală a tensorului gradientului de câmp electric. În cazul ^{57}Fe (fig.5) pentru nivelul fundamental cu spinul $1/2, Q=0$ și deci $\delta E_Q = 0$. În schimb

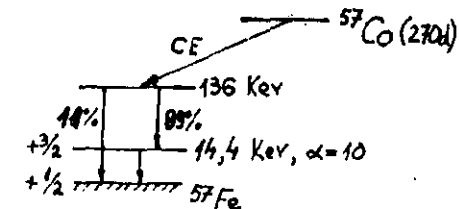


Fig.5 - Schema de dezintegrare a ^{57}Co

nivelul excitat cu spinul $I_0 = 3/2$ avînd $Q \neq 0$ se va despica în două nivele: pentru $m = 3/2$ mărindu-și energia, iar pentru $m = 1/2$ micșo-

rindu-și energia cu aceeași cantitate. Interația magnetică se realizează între momentul dipolar magnetic al nucleului și inducția magnetică B la nucleu, provocând o deplasare energetică a stărilor nucleare

$$\delta E_M = -mg\mu_N B \quad (15)$$

în care g este factorul giromagnetic nuclear iar μ_N este magnetonul nuclear.

Oe urmare a interacțiilor hiperfine apare deci o deplasare energetică totală $\delta E = \delta E_{iz} + \delta E_Q + \delta E_M$, care în spectrul Mösbauer provoacă deplasarea rezonanțelor cu valoarea

$$\delta v = \frac{c}{E_0} \cdot \delta E \quad (16)$$

În fig.6 sînt ilustrate deplasările datorate interacțiilor hiperfine

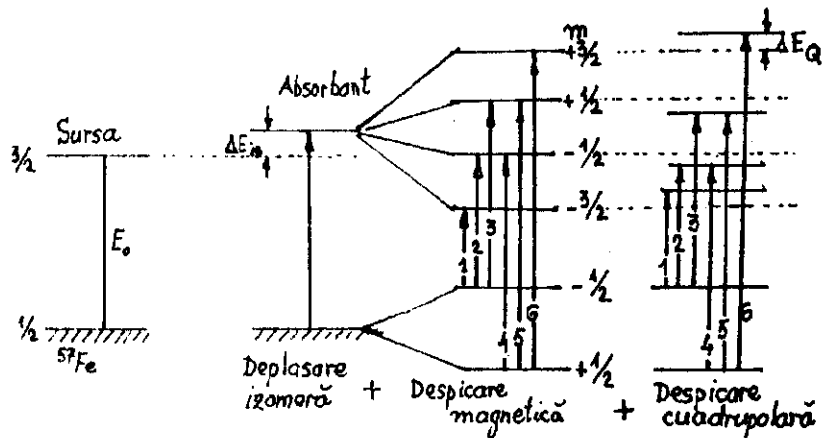


Fig.6

analizate. Din cele 8 combinații între cele 4 stări ale nivelului excitat și cele două stări ale nivelului fundamental sînt admise numai 6 tranziții corespunzătoare (fig.7) unor variații $\Delta m = 0, \pm 1$

În consecință vor exista 6 rezonanțe pentru următoarele viteze:

$$\begin{aligned} v_1 &= \delta v_{1s} - (3g_0 + g_f) + \delta v_Q \\ v_2 &= \delta v_{1s} - (g_0 + g_f) - \delta v_Q \\ v_3 &= \delta v_{1s} - (g_f - g_0) - \delta v_Q \\ v_4 &= \delta v_{1s} + (g_f - g_0) - \delta v_Q \\ v_5 &= \delta v_{1s} + (g_0 + g_f) - \delta v_Q \\ v_6 &= \delta v_{1s} + (3g_0 + g_f) + \delta v_Q \end{aligned} \quad (17)$$

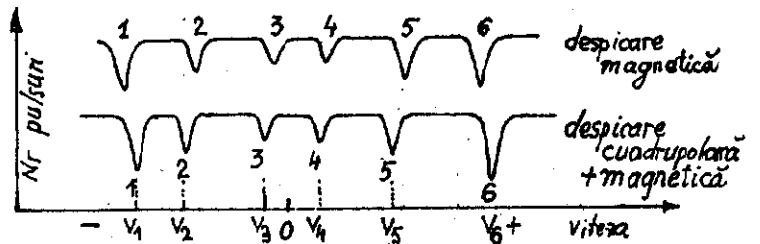


Fig.7

în care

$$\begin{cases} g_f = \frac{1}{2} \cdot g_f \cdot B \cdot \mu_N \cdot c / E_0 \\ g_0 = \frac{1}{2} \cdot g_0 \cdot B \cdot \mu_N \cdot c / E_0 \end{cases} \text{ cu } g_f > 0, g_0 < 0 \text{ și } \frac{|g_0|}{g_f} < 1 \text{ ceea ce}$$

justifică ordinea valorilor lui m în despicarea magnetică.

13.2. Obiectul lucrării

Înșușirea metodologiei de lucru în spectrometria Mösbauer.

Determinarea parametrilor interacției hiperfine nucleare: momentele magnetice ale stărilor fundamentale și excitate, momentul quadrupolar electric al stării nucleare excitate și deplasarea izomerică a ^{57}Fe din spectrul Mösbauer al compusului Fe_2O_3

13.3. Aparatură și materiale necesare

- Spectrometru Mösbauer și spectrometru δ de scintilație
- Sursă radioactivă de Co^{57} și absorbant de Fe_2O_3 (5mg/cm²)

13.4. Modul de lucru

13.4.1. Descrierea spectrometrului

În fig.8 este ilustrată schema de principiu a spectrometrului Mössbauer utilizat.

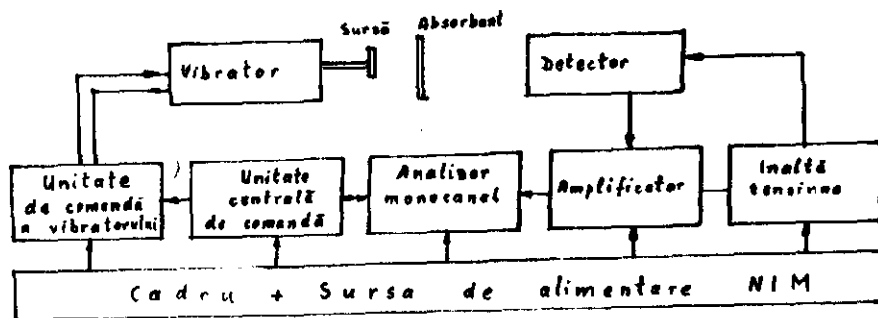


Fig.8 - Schema bloc a spectrometrului

Viteza relativă între sursă și absorbant, necesară variației energiei sursei χ prin efect Doppler, este creată de un vibrator alimentat de o unitate de comandă. Unitatea centrală de comandă furnizează un semnal dreptunghiular U_0 care are două funcții: obligă vibratorul să poasă o viteză de această formă și deschide poarta de numărare a impulsurilor venite de la sistemul de detecție și analiză a cuantelor care au trecut prin absorbantul rezonant.

Domeniul maxim de viteze analizabil este împărțit în 256 trepte de viteză, fiecare treaptă corespunzând deci unei viteze precizate. Vitezele pot fi pozitive sau negative, în funcție de sensul de mișcare al sursei față de absorbant. Dacă nu este necesară investigarea spectrului pe tot domeniul de viteze analizabil, ci doar pe un interval restrâns (realizând în acest fel o micșorare a duratei măsurătorilor), este necesar să se precizeze viteza inițială de la care să înceapă analiza (fixând numărul treptei de viteză corespunzătoare cu ajutorul comutatorului decadic cu trei rosete VELOCITY PRESELECTOR) precum și mărimea

intervalului de interes (deci numărul de trepte de viteză consecutive care acoperă acest interval, începând cu viteza inițială, număr care se stabilește cu ajutorul comutatorului NUMBER OF STEPS). Suma dintre numărul treptei corespunzătoare vitezei inițiale și numărul treptelor consecutive, fixat cu comutatorul NUMBER OF STEPS, nu trebuie să depășească 256.

În afara acestor 2 comutatoare, pe panoul principal al aparatului mai sînt următoarele comenzi principale:

POLARITY - stabilește semnul + sau - al vibratorului, deci semnul vitezei.

START/STOP - conectează tensiunea U_0 de comandă a fermei vitezei. Pentru a efectua orice modificare a parametrilor stabiliți cu cele 3 comutatoare anterioare e necesar ca acest comutator să fie adus mai întâi pe poziția STOP.

COUNTER DISPLAY - afișaj electronic pentru cifrele de ordin superior ale numărului decadic al impulsurilor provenite de la analizorul monocanal. Cifra citită se înmulțește cu 100.

- pe poziția OFF, afișarea se face pe tot timpul numărării, iar indicația finală este reținută timp de 2 secunde pentru a putea fi înregistrată.

- pe poziția ON - pe afișaj rămîne indicația anterioară, care se menține pînă la sfîrșitul înregistrării în curs, după care se afișează noua înregistrare.

ACQUISITION TIME - prestabilește durata efectivă a înregistrării.

COUNT START - declanșează funcționarea numărătorului și a cronometrului pe prima treaptă de viteză, după care comutarea pe treptele următoare de viteză se face automat.

13.4.2. Modul de lucru.

1. Se verifică poziționarea următoare a butoanelor:

LA TRANSDUCER DRIVING UNIT:

TRANSDUCER ON, Velocity Amplitude 7,40

La SGA: WINDOW 1,0 volți LOWER LEVEL 0,20 volți.

La amplificator: COARSE GAIN 8; FINE GAIN 7,0

La HV POWER SUPPLY - OUTPUT VOLTAGE 0 și HIGH VOLTAGE OFF

2. Se conectează: tensiunea de rețea, POWER ON - HIGH VOLTAGE ON și crește tensiunea aplicată pe sonda detectoare OUTPUT VOLTAGE 3,7 = 700 V. La întreruperea instalației operațiile vor fi efectuate în sens invers.

3. Se constată existența sursei pe vibrator. Se stabilește distanța optimă dintre sursă și absorbant, astfel încât la intensitate cât mai mare de numărare picul liniei de 14,4 keV să nu fie prea deformat.

4. Utilizând sursa de ^{57}Co , care emite o linie γ nedesplicată (interacțiile quadrupolare și magnetice lipsesc), se măsoară spectrul Mössbauer la trei probe: I-Oțel inoxidabil care prezintă o singură rezonanță de absorbție în intervalul de canale $[-0, -15]$

II. Nitroprusiat de sodiu care prezintă două rezonanțe corespunzătoare unei interacții quadrupolare având rezonanțele în intervalele: $[+5, +20]$ și $[-25, -40]$ și

III. Compusul Fe_2O_3 prezintă 6 rezonanțe de absorbție corespunzătoare unei despicări Zeeman nucleare produse în câmpul magnetic creat de electronii atomilor de Fe peste care se suprapune o interacție quadrupolară și o deplasare izomeră. Rezonanțele se vor căuta în intervale de 16 canale începând cu canalele: -210, -108, -20, +35, +112 și +212.

13.4.3. Prelucrarea rezultatelor

1. Să se reprezinte grafic spectrul măsurat (numărul $N(n)$ de pulseuri înregistrate în funcție de numărul n al canalului de înregistrare). Sursa se va alege în așa fel încât forma rezonanțelor de absorb-

ție să fie bine pusă în evidență. Cele 6 rezonanțe se vor fi așezate manual prin trecerea unei curbe continue printre puncte. Să se determine parametrii fiecărei rezonanțe: poziția x_0 , efectul $\xi(0)$ și lățimea, exprimate în număr de canale.

2. Cunoscând că prima rezonanță are loc la $v_1 = -8,23$ mm/s, iar ultima la $v_6 = +8,250$ mm/s și presupunând liniară dependența vitezei de poziția canalului, să se determine valoarea vitezelor la care se realizează celelalte rezonanțe.

3. Folosind 4 ecuații din cele 6 în sistemul (17) să se calculeze deplasarea izomeră δv_{is} , interacția quadrupolară δv_Q , G_a și G_f după care aceste valori să se înlocuiască în celelalte două ecuații nefolosite. Să se determine diferența dintre membrul stâng și membrul drept al ecuațiilor (17); ea se datorează erorilor standard de măsură a poziției rezonanțelor și eventualei abateri de la liniaritatea dependenței vitezei în funcție de numărul canalului de înregistrare.

4. Să se calculeze raportul dintre factorul giromagnetic nuclear al stării fundamentale g_f și al stării excitate g_a . Cunoscând că în cazul ^{57}Fe , $E_0 = 14,4$ keV și inducția magnetică internă în compusul de Fe_2O_3 este de $B = 51,7$ T din (6) și (15) să se calculeze g_f și g_a .

$$\mu_N = 5,0505 \cdot 10^{-27} \text{ A} \cdot \text{m}^2 (\text{Sl}) = e\hbar/2m$$

5. Cunoscând că $\delta R/R = -1,2 \cdot 10^{-4}$ și $R = 1,2 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{\text{A cm}}$, din (13) să se determine diferența dintre densitatea electronilor la nucleul de Fe în absorbant și densitatea electronilor la nucleul de Fe din sursă.

6. Folosind formulele (14) și (6) și știind că $Q = 0,24$ barni ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) să se calculeze gradientul U_{zz} al câmpului electric la nucleu. Să se compare valoarea obținută cu gradientul câmpului electric la suprafața unei bile de fier de diametru de 1 mm, încălzită la o tensiune de 1 KV față de pereții camerei în care se află.

7. Din diferite motive, cea mai mică din lărgimile rezonanțelor este de 1,5 ori mai mare decât valoarea lui G obținută din formula (12). Știind aceasta, să se evalueze lărgimea energetică a nivelului excitat nuclear și timpul mediu de viață al lui.

8. Mai jos este prezentat spectrul compusului Fe_2O_3 măsurat la un alt spectrometru. Să se compare parametrii acestui spectru cu cei mășurați în laborator. Care din parametrii trebuie să fie aceiași și care nu? Etalonarea se va face considerând că vitezele v_1 și v_2 sînt cunoscute și că dependența vitezei de numărul canalului este liniară.

Că valoare k_0 a poziției rezonanței se va lua centrul de greutate al rezonanței, calculat după formula

$$k_0 = \frac{\sum_{k=k1}^{k2} (N_p - N(k)) \cdot k}{\sum_{k=k1}^{k2} (N_p - N(k))}$$

în care N_p este numărul de impulsuri pe fond, $N(k)$ este numărul de impulsuri înregistrat în canalul k ; canalele k_1 și k_2 se aleg de o parte și de alta a rezonanței pentru care $N(k_1)$ și $N(k_2)$ sînt cât mai aproape de fond. N în spectrul alăturat este exprimat în sute de pulsuri.

Bibliografie

1. D. Barb - Efectul Mössbauer și aplicațiile sale, Ed. Academiei R.S.R., 1972.

Spectrul Mössbauer al compusului Fe_2O_3

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	2048	2038	2043	2047	2040	2049	2043	2042	2036	2029
11	2033	2025	1993	1803	1706	1955	2014	2022	2029	2035
21	2033	2031	2041	2034	2043	2033	2035	2031	2025	2000
31	1917	1728	1964	2015	2028	2034	2038	2043	2035	2039
41	2041	2029	2038	2042	2031	2025	1991	1845	1976	2020
51	2033	2027	2032	2035	2036	2031	2034	2032	2000	1869
61	1959	2021	2020	2029	2033	2040	2029	2036	2034	2034
71	2036	2036	2029	2015	1993	1867	1767	1979	2014	2033
81	2031	2042	2027	2034	2045	2030	2037	2022	2022	2001
91	1935	1673	1827	1970	2014	2026	2038	2040	2027	2040

14. FOLOSIREA CAMEREI CU BULE CA DEFECTOR DE PARTICULE ELEMENTARE

14.1. Obiectul lucrării, materiale și aparatura necesară

Se determină sarcina, impulsul, masa și timpul de viață a unor particule elementare ce apar în interacțiuni înregistrate în camere cu bule.

Se utilizează fotografiile obținute în camere cu bule cu hidrogen și propan iradiate în fasciurile de mezoni π^- cu impulsul de 2.2, 7.5, 16 GeV/c.

Pentru efectuarea calculului este necesar un minicalculator.

În afară de electron, proton, neutron și foton există o multitudine de particule elementare care pot fi produse în ciocnirile particulelor sau nucleelor și care în general trăiesc un timp destul de scurt, astfel încît nu se află în stare liberă în spațiul înconjurător, deci trebuie special produse pentru a fi studiate. Un aparat foarte utilizat în studiul producerii lor în diverse procese de ciocnire între particulele elementare, este camera cu bule, care permite fotografierea și ulterior măsurarea urmelor (trajectoriilor) particulelor participante la ciocnire. Camera cu bule este în esență un recipient umplut cu un lichid transparent care poate fi adus în stare de supraîncălzire prin coborîrea bruscă a presiunii (detenta) cu ajutorul unui piston. Dacă lichidul este suficient de pur iar pereții camerei curați, el nu începe să fiarbă imediat din cauza lipsei unor centri de fierbere (nucleogenități) în masa lichidului. Acestea pot fi însă produse prin trecerea unei particule încălzite rapide prin masa lichidului, de-a lungul traiectoriei acesteia. În aceste locuri se vor forma bule cu vapori ce cresc rapid, fierberea ex-

tinsându-se apoi în toată masa. Dacă însă fotografiam toată masa lichidului la câteva milisecunde după producerea interacției, bulele sînt încă foarte mici și aproape de locul unde s-au format mărind astfel toate traiectoriile particulelor încărcate produse în interacția respectivă. Dacă interacția este fotografiată simultan din mai multe locuri (^{stereoscopic} ~~stereoscopic~~), atunci prin măsura ulterioară a fotografiilor și prelucrarea lor pe calculator, se poate reconstitui forma și dispunerea traiectoriilor în spațiu, deci direcțiile de mișcare, impulsurile și alte caracteristici ale particulelor încărcate produse în interacția respectivă. Trebuie subliniat că numai particulele încărcate lasă urme vizibile în camera cu bule, din cauză că centrul de fierbere sînt creați prin supraîncălzire locală a fluidului, produsă de energia cedată de particula încărcată prin ionizarea mediului traversat, pe cînd particulele neutre nu ionizează substanța.

14.2. Principiul lucrării

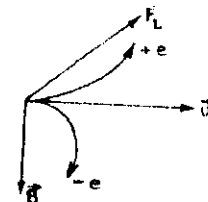
Fotografiile luate în camerele cu bule iradiate cu fascicule de particule și situate în cîmp magnetic transversal permit măsurarea diferitelor caracteristici ale particulelor și identificarea lor sau a interacțiilor lor. În general aceste mărimi se pot obține cu o precizie suficientă pentru lucrările de laborator prin măsurători simple și efectuînd calcule aproximative sau utilizînd grafice și șabloane.

Vom prezenta principiul acestor metode estimative pentru câteva mărimi măsurabile în camerele cu bule.

Determinarea sarcinii particulelor elementare se bazează pe faptul că asupra unei particule încărcate ce se mișcă într-un cîmp magnetic perpendicular pe direcția de mișcare se exercită o forță Lorentz, care provoacă curbarea traiectoriei particulei (care în lipsa cîmpului ar fi dreaptă)

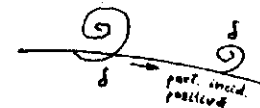
$$F_L = e \vec{v} \times \vec{B}$$

Pentru particule cu sarcini de semn opus traiectoriile vor fi curbate în sensuri opuse, permițînd astfel identificarea semnului sarcinii particulei respective prin comparație cu semnul curburii traiectoriei unei particule cunoscute.



Identificarea sarcinii particulelor produse în interacții este unul din motivele pentru care camerele cu bule se dispun în cîmpuri magnetice destul de puternice, de ordinul a 1 Tesla. Chiar dacă nu știm direcția cîmpului magnetic în cameră, sensul de curbare pentru traseele negative este dat de traiectoriile electronilor δ , mai tîrziu prezente pe fotografie. Aceștia sînt electronii smulși de către particula în mișcare din atomii înfilzați în cale, cărora li se comunică un impuls suficient pentru ca ei, la rîndul lor să descrie o traiectorie în spațiul camerei.

În lucrarea de față vor fi interpretate fotografiile ale interacțiunilor provocate de fascicule de mezoni π^- în camere cu bule umplute cu hidrogen și propan (C_3H_8). Mezonul π^- este o particulă cu masa de cea 280 de ori mai mare ca a electronului, negativă care interacționează tare, cu nucleonii și nucleele. În cazul camerei cu bule umplute cu hidrogen lichid, principalele interacții ale pionilor (mezoni π^-) vor fi cu protonii, iar în cazul camerei cu propan și cu nucleele de carbon. Pe film o astfel de interacție se vede ca un punct unde o urmă (trasă a unui mezon din fascicoul incident) se ramifică în mai multe urme, atîtea cîte particule încărcate s-au format în interacția dată. Eventualele particule neutre produse în interacție pot fi văzute numai dacă, înainte de a ieși din spațiul fotografiat, s-au desintegrat în particule încărcate sau au interacționat cu mediul camerei, producînd nucleee de recul. γ



Deoarece sarcina totală a sistemului (Σp) se conservă în timpul interacției, rezultă că suma sarcinilor particulelor finale trebuie să fie zero. Ținând cont că toate particulele ce trăiesc suficient pentru a lăsa o urmă vizibilă în cameră au sarcini $+e$, 0 sau $-e$, rezultă că în interacții Σp în hidrogen, numărul de trase în starea finală trebuie să fie par (câte trase curbate într-un sens, tot atâtea și în sensul opus). În interacțiile mezonilor în propan nu mai există o astfel de regulă simplă, deoarece aici pot avea loc interacții ale pionilor și cu neutroni din nucleul de carbon sau cu nucleul în întregime, care se poate fragmenta în nuclee mai mici cu sarcini diferite de $+e$ etc.

Măsurarea impulsurilor particulelor înregistrate de camera cu bule se poate face în diverse moduri. Pentru particule lente și de masă mare pierderile de energie prin ionizare pe unitatea de parcurs sînt foarte mari și fac ca aceste particule să se oprească în spațiul camerei după un drum scurt. Corespunzător, o astfel de particulă va lăsa o urmă pornind din punctul unde a fost generată (eventual împreună cu alte particule) și terminându-se brusc în spațiul camerei.

Dacă măsurăm lungimea drumului parcurs de particulă pînă la oprire și cunoaștem tipul particulei și lichidul ce umple camera cu bule, se pot folosi tabele sau grafice energie-parcurs, construite pentru acel tip de particulă pentru a găsi energia (deci și impulsul) cu care a fost produsă particula. Această metodă este utilizabilă doar pentru particule de energie mică, în caz contrar particula neoprinde-se în cameră.

Impulsul particulelor rapide se poate măsura dacă se așează camera cu bule într-un câmp magnetic perpendicular pe planul de fotografiere și destul de intens pentru a curba suficient traiectoria particulelor încărcate. Dacă particula se mișcă într-un plan normal pe direcția câmpului magnetic aplicat și neglijăm pierderile de energie

prin ionizarea mediului, traiectoria va avea forma unui arc de cerc a cărui rază rezultă din condiția că forța Lorentz este forță centripetă.

$$\frac{mv^2}{\rho} = e v B \quad \text{deci } p = e \rho B$$

unde ρ este raza de curbura a traiectoriei, iar B - inducția magnetică. Deci știind raza de curbura a traiectoriei în cm și intensitatea inducției magnetice în Tesla, putem calcula impulsul din relația

$$p(\text{MeV}/c) = 300(\text{cm})B(\text{T})$$

Raza de curbura a trasei se poate calcula aproximativ măsurind între două puncte de pe trasă lungimea coardei subțintise L și săgeata h și folosind relația

$$\rho = \frac{L^2}{8h}$$



În ambele metode de determinare a impulsului trebuie ca valorile parcursului, respectiv ale razei de curbura să fie calculate la scara camerei, deoarece măsurătorile se fac pe imagini de film care sînt la o scară diferită de $1 : 1$ față de obiectele fotografiate. Trebuie deci cunoscută mărirea dată de obiectivul cu care s-au executat fotografiile.

O altă precauție ce trebuie luată în ambele cazuri este de a ne convinge că trasa măsurată a fost paralelă cu planul filmului și nu înclinată. În acest din urmă caz am obține nu valorile parcursului, respectiv razei, ci doar proiecția lor pe un plan paralel cu planul filmului. Eventuala înclinare a unei trase în raport cu filmul poate fi constatată dacă dispunem de mai multe fotografii ale aceleiași interacții luate din mai multe poziții (fotografii stereoscopice). De fapt, în acest caz există proceduri care permit măsurarea lungimii reale a traselor, indiferent de înclinarea lor.

Identificarea particulelor. Putem stabili ce particulă a produs o anumită trasă, dacă analiza imaginii interacțiunii cu care are relație și trasa în cauză permite evidențierea pentru acea trasă a unor

proprietăți specifice unui singur tip de particulă, care în consecință va fi atribuit trasei în discuție. Astfel de proprietăți caracteristice unei particule date sînt masa sau modul de dezintegrare.

Metodele de identificare a masei diferă, după cum particula este încărcată sau neutră. Pentru particule încărcate, pentru a determina masa trebuie să știm fie energia și impulsul, fie impulsul și puterea de ionizare (mărimea pierderilor de energie prin ionizare pe unitatea de parcurs). Pentru particule lente care se opresc în cameră este aplicabilă prima metodă, deoarece curbura traiectoriei determină impulsul, iar lungimea traiectoriei pînă la oprirea particulei (parcursul) depinde în mod specific de impuls pentru fiecare particulă în parte. Există tabele impuls-parcurs construite pentru diferite particule, ce permit identificarea particulei ca fiind cea pentru care se potrivesc cel mai bine valorile măsurate ale impulsului și parcursului.

Pentru particulele rapide, ce nu se opresc în cameră, este aplicabilă a doua metodă, care pe lîngă impuls, ce se determină ca înainte, necesită cunoașterea puterii de ionizare. Această mărime, pentru particule de sarcină $±e$ este, pînă la o constantă, proporțională cu $1/\beta^2$ unde β este factorul Lorentz al particulei. Pe de altă parte, ea este proporțională cu numărul mediu de bule pe unitatea de traiectorie. Ca atare, dacă pe același cadru cu trasa de interes se află o trasă ce știm că aparține unei particule rapide (cu $\beta^2 \approx 1$), estimînd vizual raportul densităților de bule pe cele două trase se poate stabili aproximativ β pentru trasa în cauză. Astfel, cunoscînd β și impulsul, din rela-

ția $p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}$ se poate estima m_0 (masa de repaus a particulei).

Această metodă nu e aplicabilă pentru particule prea rapide deoarece oricum $\beta^2 \rightarrow 1$ și deci puterea de ionizare tinde către o constantă, indiferent de tipul particulei. Pentru particule lente, datorită pierderilor mari prin ionizare imaginile bulelor se contopesc și metoda e de asemenea inaplicabilă.

În sfîrșit, identificarea este facilitată de o serie de amănunte specifice pentru traiectoriile anumitor particule produse în interacții, dintre care unele vor fi amintite mai jos.

Electronii cu energie relativ mică se identifică ușor deoarece au pierderi mari prin ionizare și traiectorii foarte curbate și de aceea se mișcă pe o spirală logaritmică făcînd mai multe "spire" pînă la oprire.

Aceeași comportare (dar cu semn opus al curburii) o au pozitronii.

Particulele pozitive care se opresc în cameră (dacă sînt destul de lente), pot fi cel mai adesea protoni, mezonii π^+ sau K^+ . Aceste particule se deosebesc între ele prin modul de dezintegrare și evident prin masă:

p este stabil (nu se dezintegrează)

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{trăiește } \sim 2.10^{-8} \text{ sec.})$$

$$K^+ \begin{cases} \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & 63\% \\ \text{sau} \\ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 & 21\% \end{cases} \quad (\text{trăiește } 10^{-8} \text{ sec.})$$

Aici μ^+ înseamnă miuon pozitiv (o particulă de cca 205 mase electronice), iar ν_μ se cheamă neutrino miuonic (o particulă neutră cu masă de repaus foarte mică sau zero - încă nu se știe). În privința maselor, protonul, după cum se știe, este de cca 1837 de ori mai greu ca electronul, mezonul π^+ de cca 270 ori, iar mezonul K^+ de cca 950 de ori mai greu.

Deci dacă o trasă pozitivă se termină printr-o dezintegrare ea nu este proton. În acest caz, diferența este destul de netă între π^+ și K^+ . Scriind bilanțul energetic la dezintegrare, avem

$$m_x = E_{\mu^+} + E_{\nu_\mu} = \sqrt{m_\mu^2 + p^2} + p$$

unde masele se exprimă în MeV/c², iar impulsurile în MeV/c, și am ținut cont că neutrino are masa de repaus nulă. (Lucrăm în sistemul de unități unde $\hbar = c = 1$, din care cauză formulele devin foarte simple).

Masa efectivă a unui grup de particule este energia totală a aceluși grup, calculată în sistemul centrului său de masă.

Evident că în cazul unor particule provenite dintr-o dezintegrare această energie va coincide cu masa de repaus a particulei care s-a desintegrat, în conformitate cu legea conservării energiei. Din teoria relativității se știe că o particulă în mișcare față de un sistem de referință carecarea este caracterizată de 4-vektorul (p_x, p_y, p_z, E) sau (\vec{p}, E) și că indiferent de sistemul de referință are loc relația $E^2 - p^2 = m_0^2 = \text{const}$. Aici m_0 este masa de repaus a particulei și are sensul de "lungime" a 4-vektorului. În cazul unui sistem de particule (\vec{p}_i, E_i) se definește 4-impulsul sistemului ca un 4-vektor de componente $(\sum_1 \vec{p}_i, \sum_1 E_i)$ care va avea "lungimea" $M^2 = (\sum_1 E_i)^2 - (\sum_1 \vec{p}_i)^2$ ce are semnificația unei mase a sistemului de particule și se numește masa efectivă.

În cazul nostru avem doar două particule (brațe), pentru care vom nota respectiv (\vec{p}_+, E_+) și (\vec{p}_-, E_-) deci

$$M_{+-}^2 = (E_+ + E_-)^2 - (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)^2 = E_+^2 + E_-^2 + 2E_+E_- - p_+^2 - p_-^2 - 2p_+p_- \cos \theta$$

$$\text{dar } E^2 - p^2 = m_0^2, \text{ deci } M_{+-}^2 = m_+^2 + m_-^2 + 2E_+E_- - 2p_+p_- \cos \theta$$

unde θ este unghiul între \vec{p}_+ și \vec{p}_- și coincide evident cu unghiul între trasee în punctul de dezintegrare.

Determinarea timpului de viață este o altă măsurătoare care poate fi efectuată folosind fotografiile obținute la camera cu bule. Vom descrie aici doar una din metodele folosite în acest scop. Dacă pe film se vede locul unde s-a născut particula și locul unde s-a desintegrat, atunci măsurând distanța între aceste două puncte, precum și viteza particulei, rezultă imediat $\tau_0 = \frac{l}{v}$ dar, teoria relativității arată că în sistemul de repaus al particulei (pentru particule cu masă nenulă) timpul de viață este mai scurt:

$$\tau_0 = \tau \sqrt{1 - \beta^2}, \text{ unde } \beta = \frac{v}{c}; \text{ deci } \tau_0 = \frac{l}{\beta c} \sqrt{1 - \beta^2}$$

Vom folosi această metodă pentru particule neutre, deoarece impulsul rămânând constant este valabilă relația $\vec{c} = \frac{\vec{p}}{E}$. Deoarece pe fotografii nu putem măsura precis lungimi mai mici de 1 mm, iar camerele au rar peste 2 m lungime rezultă că această metodă permite măsurarea unor timpi de viață între 10^{-8} și 10^{-10} sec (am considerat că particulele se mișcă cu viteze apropiate de viteza luminii).

Pentru trasele din punctul de dezintegrare putem măsura \vec{p}_1 și \vec{p}_2 deci putem obține pentru particula neutră $\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$. Dacă identificăm particulele ce corespund celor două trase, avem m_1 și m_2 , deci putem calcula energiile lor $E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_1^2}$ și $E_2 = \sqrt{p_2^2 + m_2^2}$, deci $E_0 = E_1 + E_2$ este energia particulei neutre, prin urmare: $\beta = p_0/E_0$ deci putem calcula timpul de viață știind pe l și β .

14.3. Modul de lucru

Se vor aplica criteriile de identificare și metodele de măsurare a caracteristicilor particulelor pe câteva fotografii obținute în camere cu bule. Pentru a ușura identificarea interacțiunilor în discuție, fiecare fotografie este dublată de o foaie de calc pe care este desenat doar ceea ce prezintă interes. Pentru a obține rezultate bune în ce privește măsurătorile, se recomandă insistent ca măsurătorile să se facă asupra fotografiilor și nu asupra desenelor pe calc.

A. Fotografia 2.3 a fost executată într-o cameră cu bule cu lungimea volumului vizibil de 81 cm, umplută cu hidrogen lichid și plasată într-un câmp magnetic de 2 T. Camera a fost expusă într-un fascioul de neutroni π^- cu impulsul de 2.2 GeV/c. Față de mărimea reală a obiectelor fotografiate, imaginea este micșorată cu factorul 2,932.

În fotografie fascioulul de pioni intră în cameră prin partea de sus a fotografiei. Interacția care ne interesează este cu două brațe, adică una din trasele corespunzătoare mezonilor π^- incidenți parcurge distanța pînă în punctul notat V_0 , numit și vertex, unde în urma inte-

racției apar două trase cu semn opus al curburii, deci una corespunde unei particule pozitive iar cealaltă unei particule negative.

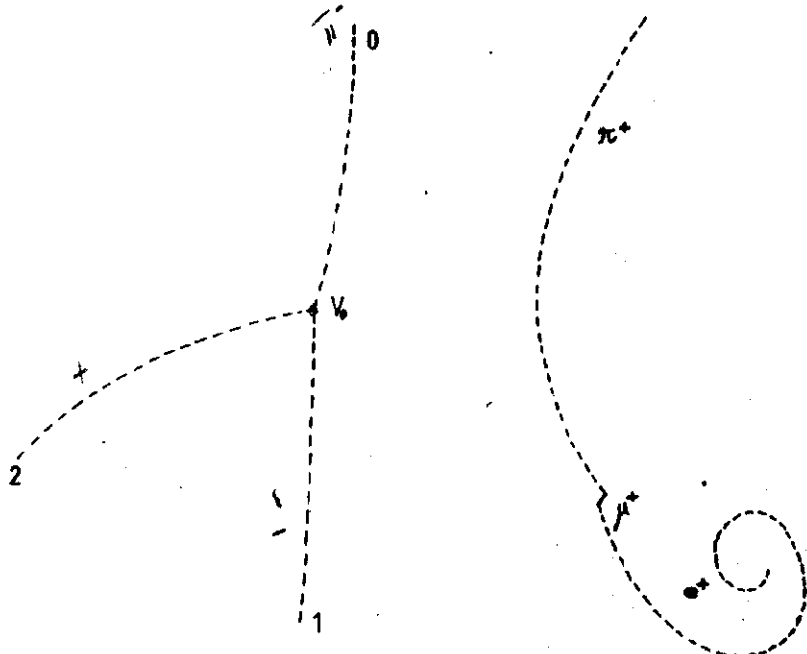


Fig.2.3

Fig.2.4

Arătați care dintre ele este asociată particulei pozitive și care particulei negative. Deoarece trasa pozitivă se oprește în cameră (are un capăt net în spațiul camerei, pe oînd trasa negativă iese în afara cadrului), ea poate fi identificată, aplicînd una din cele două metode descrise la paragraful privind identificarea particulelor. Explicați cum veți proceda și efectuați măsurătorile respective. Folosiți graficele impuls-parcurs din fig.2.5. Pentru a măsura mai exact lungimea trasei pozitive, care este curbă și deci nu poate fi măsurată cu rigla, aproximați-o cu un arc de cerc. Știînd ceardă ce o subînținde și raza de curbură determinată cu ocazia măsurătorii impulsului, puteți calcula lungimea arcului de cerc.

B. Fotografia 2.4. a fost obținută într-o cameră cu bule cu propan, într-un câmp magnetic de 10^4 și este micșorată de 5 ori față de dimensiunile camerei. În ea se vede o trasă corespunzînd unui mezon π^+ care se dezintegrează în cameră prin reacția $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Muonul se dezintegrează la rîndul său pe calea: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ și trasa pozitronului se vede pe fotografie. Să se măsoare impulsul mezonului π^+ determinînd raza de curbură a trasei. De asemenea să se măsoare parcursul mezonului μ^+ pînă la dezintegrare și să se determine impulsul său folosînd graficul impuls-parcurs.

C. Fotografia 2.5. este luată în aceleași condiții ca și 2.3, aici însă este surprinsă o interacție mai complicată. Mezonul incident (trasa 0) interacționează în punctul V_0 cu un proton și în urma interacției sînt produse două particule încărcate (trasele 1 și 2) și o particulă neutră care, după ce parcurge cam 1 cm pe fotografie, se dezintegrează în două particule încărcate (trasele 3 și 4). Jucînd după lungimea drumului parcurs pînă la dezintegrare și aspectul traselor asociate particulelor emergente această poate fi particula neutră K_S^0 sau Λ^0 .

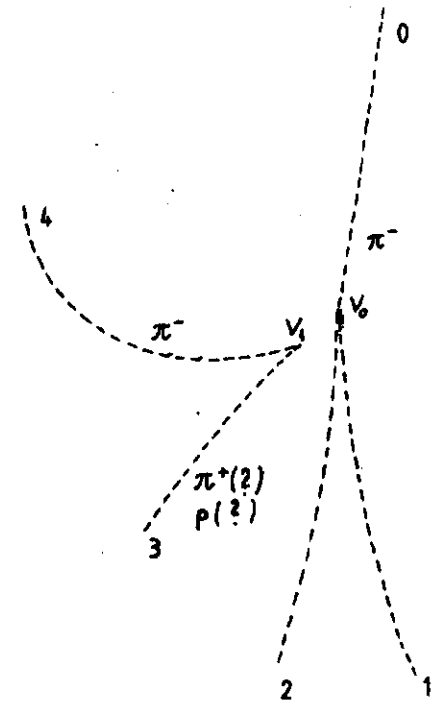


Fig.2.5

Să se determine, măsurînd razele de curbură ale traselor, impulsul particulelor rezultate din dezintegrare, iar apoi să se stabilească în conformitate cu cele expuse mai înainte în referat, de care dintre

particule, K^0 sau Λ^0 este vorba aici. După aceea să se calculeze factorul Lorentz al particulei neutre și timpul ei de viață în sistemul propriu până la desintegrare.

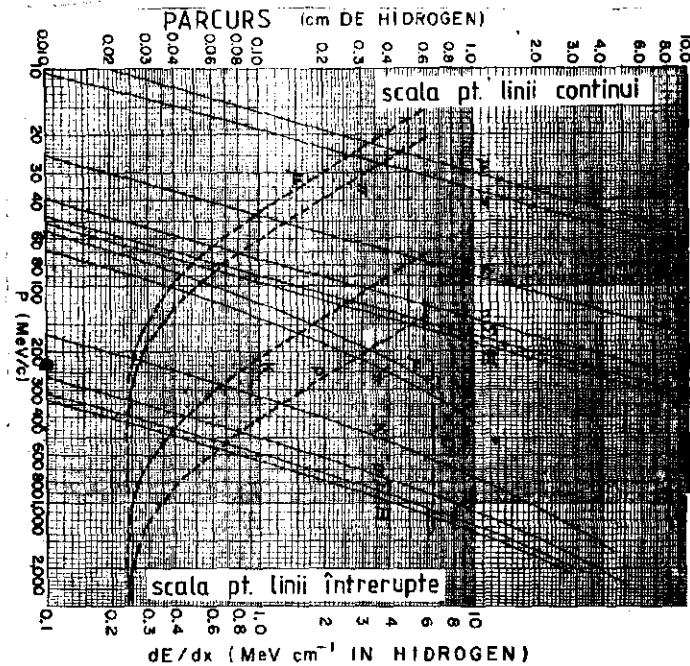


Fig. 2.6

Parcursuri în camera cu bule umplută cu hidrogen lichid, în condițiile în care parcursul mezonilor μ^+ rezultați din desintegrarea $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ este de 1.103 ± 0.0003 cm. Parametrii hidrogenului sînt $T = 27.6 \pm 0.1$ K; $P = 3.37 \pm 0.35$ atm; $\rho = (5.85 \pm 0.06) 10^{-2}$ g/cm³

Bibliografie

- x x x - Particle Data Properties, Review of Particle Properties
Review of Modern physics vol. 52, nr. 2, part. II, April, 1980.
- H.S. White - Identification curves for heavy meson and hyperon decays.
U C R L 3514, 1956

$$P(\text{MeV/cm}) = 300 f(u) B(\tau)$$

$$S = \frac{L^2}{8h}$$

15. DETERMINAREA SECTIUNILOR EFICACE DE INTERACTIE A PARTICULELOR ELEMENTARE IN DETECTORI CU VIZUALIZAREA URMEI

15.1. Obiectul lucrării

Se determină secțiunea totală de interacțiune a mezonilor π cu impulsul de 7.5 GeV/c cu nucleonii și nucleele într-o cameră cu bule cu propan.

15.2. Principiul lucrării

În interacțiunile mezonilor π de energie mare cu nucleonii și nucleele se produc particule secundare. În aceste interacțiuni trebuie să se conserve: energia, impulsul, sarcina, numărul de barioni, etc. Aplicarea legilor de conservare permite, în multe cazuri, identificarea tipurilor de interacțiuni. De exemplu: interacțiunile mezonilor π^- cu protonii vor avea un număr par de particule încărcate, sarcina totală după interacție trebuie să se conserve, deci să fie zero.

Interacțiunile mezonilor π^- cu neutronii vor avea un număr impar de trase încărcate, sarcina în stare finală va fi -1.

Interacțiunile pe nucleele de carbon pot avea mai multe particule grele (barioni) încărcate pozitiv.

Pentru identificarea particulelor care au luat naștere într-o interacție se fac măsurători de impuls și de densitate de ionizare (dS/dX) sau parcurs dacă particula se oprește în cameră. Fiecărui detector cu vizualizare de trase îi este specifică o relație impuls-parcurs, funcție de natură mediului. Fig. 2 dă relația parcurs-impuls pentru camera cu bule cu propan pentru câteva dintre particulele care se identifică mai des în interacțiuni la această energie.

Calculul secțiunii eficace de interacție

Presupunem că într-un mediu dat au loc procese de interacție între particulele din fasciculul incident și cele din mediu.

Pentru un strat de grosime Δx numărul de particule care au interacționat ΔN , va fi dat de relația:

$$N(x + \Delta x) - N(x) = -\lambda \Delta x N(x) \quad (1)$$

unde: $N(x)$ este numărul de particule care pătrund în stratul Δx ,

λ este probabilitatea de interacție a unei particule în stratul de grosime unitate, are dimensiune de 1/lungime și se poate scrie ca $\lambda = n_0 \sigma$ unde n_0 este numărul de nuclee de țintă pe cm^3 , iar σ este secțiunea eficace de interacție pentru procesul considerat.

Integrarea relației (1) conduce la relația:

$$N(x) = N_0 e^{-\lambda x} \quad (2)$$

unde: N_0 este numărul de particule incidente.

Probabilitatea ca o particulă să treacă fără să interacționeze prin stratul de grosime x va fi:

$$P = e^{-\lambda x} \quad (3)$$

Mărima $1/\lambda = \bar{l}_{int}$ se mai numește și lungime de interacție și reprezintă lungimea după care numărul incident de particule a scăzut la $1/e$ prin procesul de interacție.

Probabilitatea ca particulele să interacționeze între grosimile x și $x + \Delta x$ va fi dată de

$$P_{x, x+\Delta x} = e^{-\lambda x} (1 - e^{-\lambda \Delta x}) \quad (4)$$

și pentru Δx foarte mic ($\lambda \Delta x \ll 1$)

$$P_{x, x+\Delta x} = e^{-\lambda x} \lambda \cdot \Delta x \quad (4')$$

Să presupunem că într-o experiență urmărim o serie de particule incidente și măsurăm pentru fiecare lungimea până la interacție, obținem în acest fel un set de fragmente de trasă de lungimi: $l_1, l_2, \dots, l_{N_{int}}$ pentru N_{int} evenimente înregistrate.

Distribuția acestor lungimi va fi dată de legea de probabilitate

(4').

$$\Delta P = e^{-\lambda l} \lambda \Delta l$$

Probabilitatea de distribuție a lungimilor $\Delta P_1/\Delta l$ este reprezentată grafic în fig. 3. Valoarea medie a lungimii intervalului este dată de relația:

$$\frac{\int_0^{\infty} l \lambda e^{-\lambda l} dl}{\lambda \int_0^{\infty} e^{-\lambda l} dl} = \frac{1}{\lambda} = \bar{l}_{int} \quad (5)$$

Dacă numărul de intervale numărat este mare, această valoare este apropiată de media aritmetică a lungimii intervalelor:

$$\bar{l} = \sum_1 l_i / N_{int} \quad (6)$$

Cînd într-o experiență se utilizează o instalație care este în același timp și țintă și detector cum ar fi emulsia nucleară, camera cu bule, camera cu ceață, camera cu streamer, ș.a., se poate determina lungimea totală a intervalelor pentru un număr de interacții N_{int} găsit. În acest caz secțiunea eficace se poate determina utilizînd relația:

$$(7) \quad \sigma = N_{int} / (n_0 \sum_1 l_i)$$

unde n_0 este numărul de particule țintă într-un cm^3 . De exemplu, în cazul experienței din lucrarea de față, numărul de protoni din unitatea de volum de propan (C_3H_8) pe care pot avea loc interacții pion-proton este:

$$n_0^p = \frac{N_A}{A} \rho (3 \times 6 + 8)$$

unde N_A este numărul lui Avogadro, A este greutatea moleculară a propanului (44) și ρ densitatea acestuia în camera cu bule ($\rho = 41 \text{ g/cm}^3$).

Se presupune la scrierea acestei relații că interacțiunea mezoniilor din fascicul are loc cu protonii liberi, ceea ce este adevărat pen-

tru energii incidente suficient de mari și pentru protonii legați în nucleele de carbon.

Dacă se selectează numai interacțiunile pe proton (ou număr par de brațe) atunci se poate calcula secțiunea eficace de interacție pe proton după relația:

$$\sigma_p = N_{int}^p / (n_0 \sum_1 l_1)$$

15.3. Modul de lucru

După familiarizarea cu o serie de evenimente care se observă pe filme, se începe urmărirea sistematică a loo cadre.

În conformitate cu regula de conservare a sarcinii se clasifică interacțiunile în interacțiuni pe proton, neutron și carbon.

Se calculează lungimea medie de interacție utilizând relația (6) și secțiunea eficace pentru interacțiunile pe proton după relația (7).

Lungimea reală de trasă în cameră se obține numărind pe fiecare cadru numărul de trase de mezonii care nu au interacționat și utilizând informația că lungimea camerei este de 50 cm.

Observații

De obicei se aleg interacțiunile numai într-o regiune centrală și mai bine luminată a camerei. În acest caz lungimea traselor care nu interacționează este fracțiunea corespunzătoare din lungimea camerei. Lungimea reală din cameră cercetată pînă la găsirea a N_{int} va fi:

$N_{trase} \times$ Lungimea efectivă a camerei $+ N_{int} \times \frac{1}{2}$ Lung. ef. aceasta deoarece am făcut ipoteza că probabilitatea ca un eveniment să apară în prima sau a doua jumătate a camerei este aceeași.

Probleme.

1. Mărimea $E = 10^{30} / (n_0 \sum_1 l_1)$ se numește microbarn echivalent al experienței respective și reprezintă secțiunea eficace în μb corespunzătoare

unui eveniment înregistrat. $1/E$ este o măsură a calității unei experiențe sau a preciziei cu care se poate determina în experiența dată, secțiunea eficace a unui anumit proces.

a) Pentru a determina o secțiune eficace de $1 \mu b$ cu o precizie de 20%, care trebuie să fie microbarnul echivalent al experienței?

b) Într-o experiență în care $1/E = 5$ evenimente / μb , nu a fost găsit nici un eveniment în care să se producă Ω^- .

Ce mărime are secțiunea eficace de producere a hiperonului Ω^- (limită superioară)?

Bibliografie

H. Muirhead - The Physics of elementary particles. Pergamon press, 1965

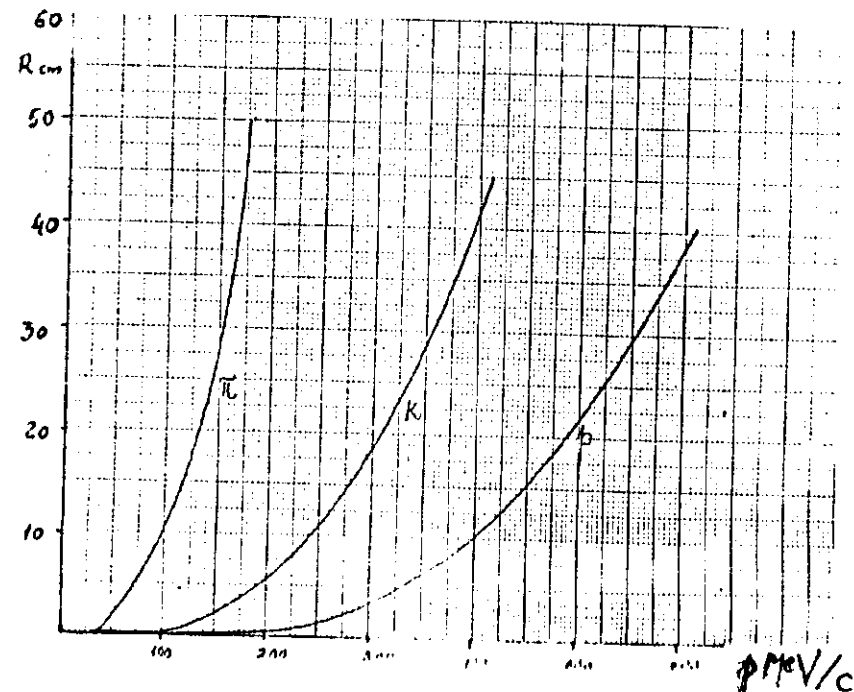


Fig. 2

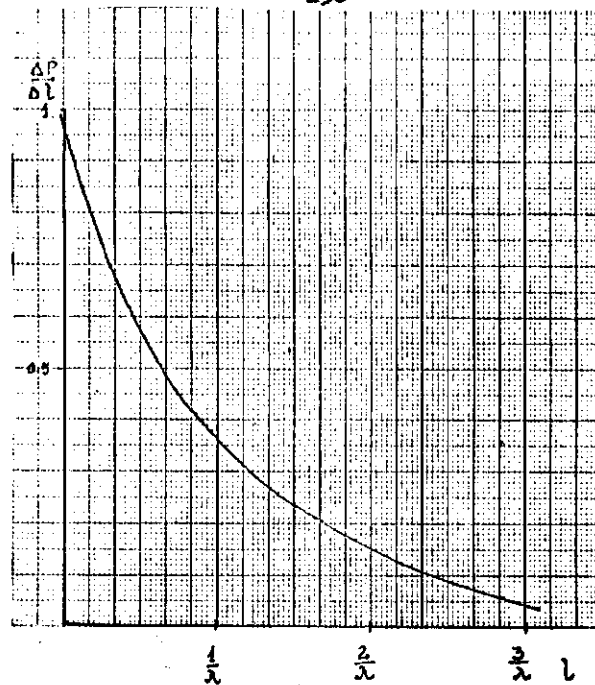


Fig. 3

A N E X E

C U P R I N S

	Pag.
1. Constante fizice	241
2. Sistemul periodic al elementelor	242
3. Tabel de isotopi. Mase atomice	244
4. Proprietățile particulelor elementare	248
5. Familii radioactive	251
6. Radionuclizi naturali ai elementelor ușoare și mijle- cii	255
7. Secțiuni eficace de reacție pentru neutroni termici...	256
8. Funcții exponențiale. Tabele $e^{-\lambda t}$ și $(1 - e^{-\lambda t})$	258
9. Surse de referință. (Batalioane energetice pentru surse α)	261
10. Parcurusul particulelor α în aer, țesut, Al, Cu.....	262
11. Valori de referință pentru energia electronilor.....	262
12. Grosimea de oprire a particulelor β în fier, sticlă, P.V.C., plexiglas, aer	263
13. Valori de referință pentru energii γ	264
14. Coeficienții lineari și masici de absorbție pentru un fascicul monocromatic γ îngust	265
15. Coeficientul linear de atenuare a radiațiilor γ în Pb, Fe, apă și Al.....	266
16. Energia picoului de retroîmprăștiere E_R și energia cristei Compton E_0	266
17. Grosimea de înjumătățire pentru raze γ în aer, apă, beton, sticlă ou Pb, Pb.....	267