



Wyznaczanie współczynnika rozpraszania zwrotnego promieniowania β .

I. Zagadnienia

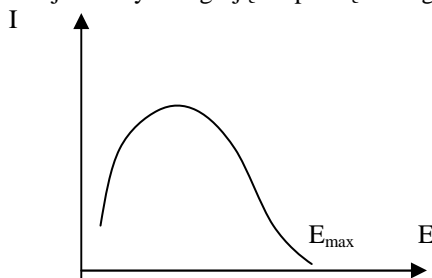
1. Promieniotwórczość β .
2. Oddziaływanie cząstek β z materią (w tym rozproszenie zwrotne w wyniku zderzeń sprężystych).
3. Znajomość układu pomiarowego i wykonania ćwiczenia.

II. Wstęp teoretyczny

Rozpad β to spontaniczny proces przemiany jądra polegający na emisji elektronu lub pozytonu, bądź na wychwyci elektronu z własnej powłoki elektronowej. Mamy więc trzy rodzaje rozpadu β : β^- , β^+ i wychwyt K. Energie wyzwolane podczas rozpadu β zawierają się w przedziale od 18 keV do 16.6 MeV.

Elektrony emitowane w tym procesie to elektrony o widmie energetycznym ciągłym, od energii zerowej do energii E_{\max} bliskiej różnicy energii jądra początkowego i końcowego. Maksymalna energia promieniowania β jest charakterystyczna dla danego nuklidu promieniotwórczego.

Elektrony emitowane w tym procesie to elektrony o widmie energetycznym ciągłym, od energii zerowej do energii E_{\max} bliskiej różnicy energii jądra początkowego i końcowego.



Rys.1. Typowe widmo ciągłe promieniowania β .

Przechodząc przez materię cząstki β mogą z nią oddziaływać na kilka różnych sposobów. Oddziaływanie promieniowania β z materią można podzielić na: jonizację, zderzenia sprężyste z jonami i elektronami oraz zderzenia niesprężyste (tzw. hamowanie). Prawdopodobieństwo zajścia tych procesów można opisać poprzez przekrój czynny na dany proces. Przekrój czynny na jonizację:

$$\sigma_j = 8\pi \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 (Z/\beta^4) \ln(E\sqrt{2/I}) \left[\text{cm}^2/\text{atom} \right] \quad (2.1)$$

gdzie E – energia elektronu, $\beta = v/c$, I – średni potencjał jonizacji i wzbudzenia absorbenta.

Przekrój czynny na rozpraszanie sprężyste na jądrach:

$$\sigma_m = \pi \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 Z^2 \left[(1 - \beta^2) / \beta^4 \right] \left[\text{cm}^2/\text{atom} \right] \quad (2.2)$$

Przekrój czynny na rozpraszanie sprężyste na elektronach:

$$\sigma_{re} = 8\pi \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 Z / \beta^4 \left[\text{cm}^2/\text{atom} \right] \quad (2.3)$$

Przekrój czynny na emisję promieniowania hamowania:

$$\sigma_p = \frac{16}{3} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 Z^2 / 135 \left[(E + m_0 c^2) / E \right] \left[\text{cm}^2/\text{atom} \right] \quad (2.4)$$

Przekrój czynny na oddziaływanie promieniowania β z materią jest sumą wszystkich powyższych przekrojów.



Pracownia Radioizotopowa

Ćwiczenie 8

Jeżeli brać pod uwagę tylko rozpraszanie, to elektrony przechodząc przez materię doznają odchylenia w polu jąder atomowych, w wyniku czego wiązka staje się rozbieżna, z poszczególne cząstki poruszają się po nieregularnie zakrzywionych torach i w zależności od rodzaju zderzenia zmieniają wielkość swej energii lub nie. Elektron zderzając się sprężysto z atomami ośrodka doznaje wielokrotnego odchylenia i opuszcza go pod pewnym kątem. Stopień rozproszenia można określić przez podanie tzw. kąta połówkowego $\alpha_{1/2}$. Określa on kierunek rozproszenia za przenikniętą przez wiązkę warstwą, dla której natężenie wiązki jest dwukrotnie mniejsze niż jej natężenie I_0 w kierunku wiązki pierwotnej. Dla niezbyt dużych kątów połówkowych (do 20°) można przyjąć, że w zakresie kątów od α do $\alpha_{1/2}$ rozkład natężenia wiązki rozproszonej jest rozkładem Gaussa, tzn:

$$I = I_0 \exp \left[-0,693 \left(\frac{\alpha}{\alpha_{1/2}} \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

Wraz ze wzrostem grubości absorbenta wrasta rozproszenie aż do osiągnięcia nasycenia, przy którym rozkład natężenia wiązki rozproszonej wyraża się wzorem:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (2.6)$$

Jeżeli przenikana warstwa jest tak cienka, że każdy elektron zostaje odchylony co najwyżej raz, to rozproszenie nazywamy jednokrotnym. Prawdopodobieństwo rozproszenia jednokrotnego o kąt z przedziału od α do $\alpha+d\alpha$ wynosi:

$$P(\alpha)d\alpha = \frac{8\pi N Z^2 e^4 X}{m^2 v^2 \gamma^2} \frac{d\alpha}{\alpha^2} \quad (2.7)$$

gdzie: N – liczba jąder rozpraszających w 1 cm^3 absorbenta, X – grubość substancji, Z – liczba atomowa substancji, v – prędkość padających elektronów, m – masa elektronów, γ - poprawka relatywistyczna $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = \frac{v}{c}$.

Przy odchyleniu każdego z elektronów od 2 do 20 razy mówimy o rozproszeniu kilkakrotnym, natomiast przy odchyleniu powyżej 20 razy – o rozproszeniu wielokrotnym. Prawdopodobieństwo, że w wyniku wielokrotnego rozproszenia kierunek elektronu leży w elemencie $d\Omega$ kąta bryłowego, tworzącego z pierwotnym kierunkiem elektronu kąt α wynosi:

$$P(\alpha)d\Omega = \frac{1}{(2\pi\vartheta)^{1/2}} \exp \left[-\frac{\alpha^2}{2\vartheta^2} \right] d\Omega \quad (2.8)$$

gdzie ϑ - najbardziej prawdopodobna wartość kąta α w danych warunkach i zależy od energii kinetycznej E elektronu, liczby atomowej Z i grubości warstwy rozpraszającej X. Związek kąta ϑ z tymi wielkościami przedstawia przybliżona zależność:

$$\vartheta = \frac{\text{const}(mc^2 + E)mc^2}{E(E + 2mc^2)} Z \sqrt{\frac{\rho X}{A}} \quad (2.9)$$

gdzie ρ - gęstość substancji rozpraszającej, A – masa atomowa substancji rozpraszającej.

Z podanych wyżej wzorów wynika, że istnieje skończone prawdopodobieństwo rozproszenia o kąt zawarty w przedziale od $\pi/2$ do $3\pi/2$, co odpowiada możliwości wyjścia elektronów z absorbenta przez tę powierzchnię, przez którą do niego wniknęły. Zjawisko to nazywamy rozproszeniem zwrotnym i charakteryzujemy współczynnikiem rozproszenia zwrotnego q_{zw} . Określa on stosunek liczby elektronów rozproszonych do liczby elektronów padających na podłoże. Współczynnik ten zależy od energii promieniowania E, liczby atomowej Z absorbenta i grubości X podłoża. W pierwszym przybliżeniu eksperymentalny współczynnik rozproszenia wstecznego można zapisać wzorem:

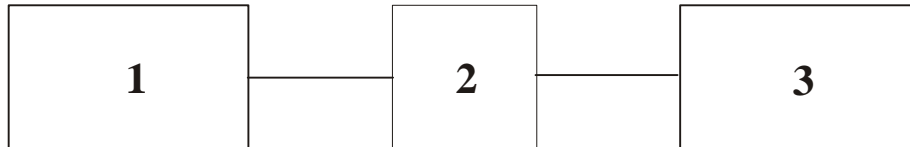
$$q_{zw} = \frac{I_z}{I_0} - 1 \quad (2.10)$$

gdzie: I_z – szybkość zliczeń w przypadku źródła umieszczonego na „odbijającym” podłożu o liczbie atomowej Z i grubości większej od grubości nasycenia q , I_0 – szybkość zliczeń bez „podłoża”. Praktycznie przy grubości podłoża $x > R_{\max}/5$ (R_{\max} – zasięg maksymalny) uzyskujemy nasycenie współczynnika rozproszenia zwrotnego.



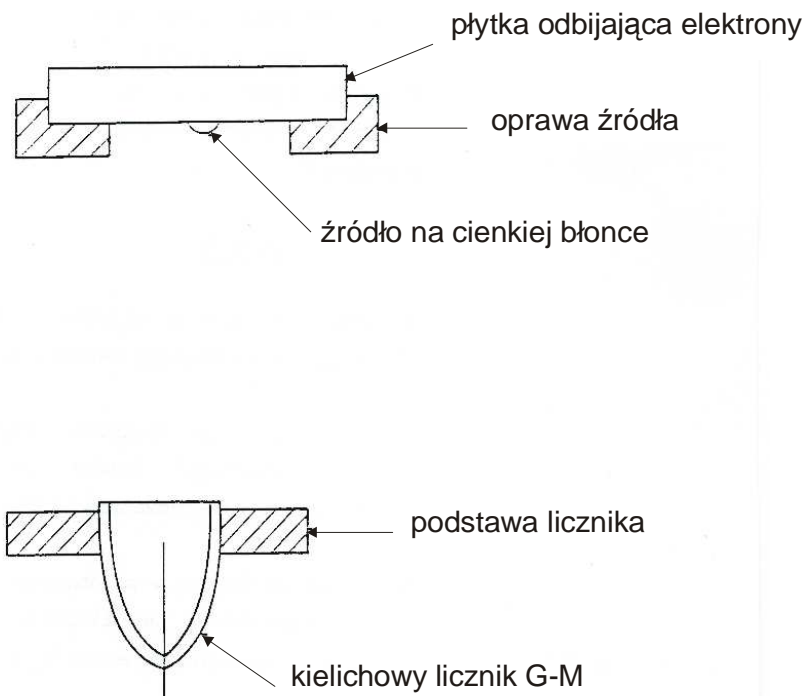
III. Część doświadczalna

A. Schemat blokowy i schemat geometrii aparatury pomiarowej:



Rys. 2. Schemat blokowy

1. Licznik
2. Źródło
3. Płytki rozpraszająca.



Rys. 3. Schemat geometrii licznik – źródło – płytki rozpraszająca

B. Wykonanie ćwiczenia

- zapoznać się z układem pomiarowym i uruchomić go w obecności prowadzącego ćwiczenia;
- zmierzyć tło licznika, tj. szybkość zliczeń bez źródła promieniotwórczego, w ciągu czasu $t=600[s]$;
- umieścić źródło $^{14}_6C$ w nieobecności płytek rozpraszających, w takiej odległości od licznika, aby szybkość zliczeń I_0 wynosiła 5000/min. Zmierzyć I_0 z dokładnością ok. 1%;
- umieszczając bezpośrednio nad źródłem płytki rozpraszające (uwaga – nie zmieniać geometrii układu przy zmianach płytek rozpraszających) zmierzyć szybkość zliczeń dla podłoży o różnych liczbach atomowych Z. Dokładność pomiaru ok. 1%;



Pracownia Radioizotopowa

Ćwiczenie 8

- powyższe czynności powtórzyć, w analogicznych warunkach, dla innych źródeł. Rodzaj źródeł określa prowadzący ćwiczenia;
- dla jednej, wybranej płytki rozpraszającej przeprowadzić pomiary mające na celu ustalenie wpływu odległości między preparatem a licznikiem na współczynnik rozpraszania zwrotnego, a mianowicie zmierzyć szybkość zliczeń dla 3-ch różnych odległości.

C. Opracowanie wyników.

1. W pierwszym przybliżeniu eksperymentalny współczynnik rozproszenia zwrotnego można wyrazić następującą formułą:

$$q_{zwr} = \frac{I_z}{I_0} - 1 \quad (3.1)$$

gdzie:

I_z – szybkość zliczeń w przypadku źródła umieszczonego na „odbijającym” podłożu o liczbie atomowej Z i grubości większej od grubości nasycenia q ;

Uwaga: mówimy tu o podłożu, choć praktycznie może ono znajdować się powyżej lub poniżej źródła. Chodzi o to aby było ono po stronie przeciwnej (względem źródła) niż bombardowany elektronami obiekt (w naszym ćwiczeniu licznik G-M). W tym ćwiczeniu „podłoże” to płytka rozpraszająca zwrotnie, umieszczona nad źródłem.

I_0 – szybkość zliczeń licznika bez „podłoża”.

Otrzymane wartości szybkości zliczeń są obarczone błędami wynikającymi z tła i czasu martwego licznika. W związku z tym zachodzi konieczność wprowadzenia poprawek na te wielkości. Należy korzystać z poniższego wzoru:

$$I_{z'} = \frac{I_{exp}}{1 - I_{exp} \tau} - I_t \quad (3.2)$$

gdzie:

$I_{z'}$ – szybkość zliczeń po uwzględnieniu wpływu czasu martwego i tła,

I_{exp} – zmierzona szybkość zliczeń,

I_t – szybkość zliczeń tła (bez źródła promieniotwórczego),

τ – czas martwy licznika.

W związku z powyższym wzór (3.2) na eksperymentalny współczynnik rozpraszania zwrotnego przedstawia się następująco:

$$q'_{zwr} = \frac{I_{z'}}{I_0'} - 1 \quad (3.3)$$

W wyznaczonym jak wyżej, tj. z zastosowaniem wzoru (3.3) eksperymentalnym współczynnikiem rozpraszania zwrotnego nie uwzględniono możliwości wnikania do licznika tych elektronów, które w nieobecności płytki rozpraszającej mogły być „odbite” od górnej części obudowy ołowianej. Zjawisko to ma miejsce, gdy odległość między źródłem a tą częścią obudowy jest mniejsza niż 30-40mm a możliwość zaistnienia tak małej odległości może być z kolei spowodowana koniecznością uzyskania żądanej szybkości zliczeń (I_0' ok. 5000/min).

W tym przypadku musimy wprowadzić jeszcze jedną poprawkę polegającą na zastąpieniu we wzorze (3.3) I_0' przez I_0'' , którą uzyskujemy na drodze ekstrapolacji do $Z=0$ wartości $I_{z'}$. Należy przedstawić graficznie zależność szybkości zliczeń $I_{z'}$ od liczby atomowej Z dla każdego źródła i ekstrapolując ją do $Z=0$ odczytać szukaną wartość I_0'' .

Końcową wartość współczynnika rozpraszania zwrotnego obliczamy w tym przypadku ze wzoru:

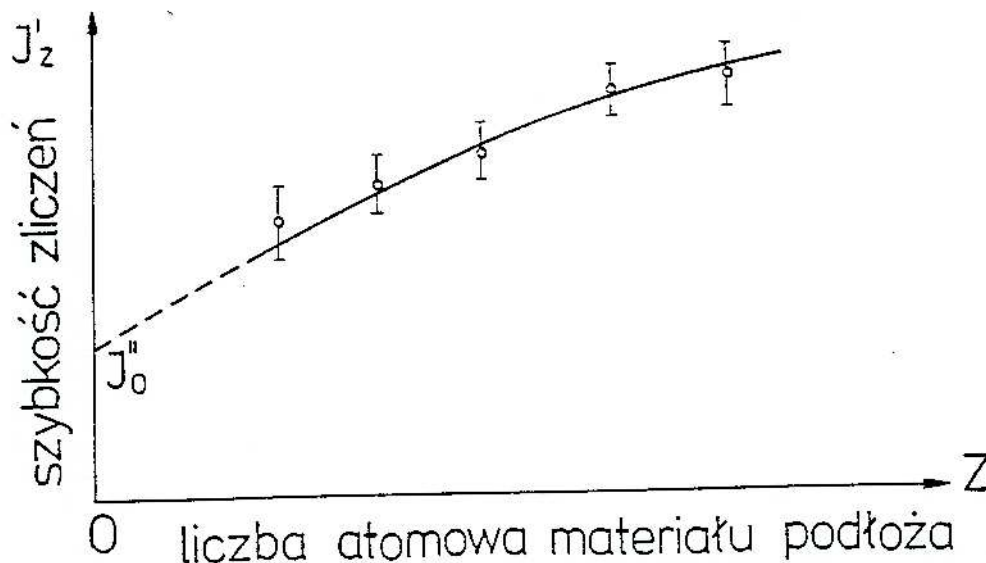
$$q_{zwr} = \frac{I_{z'}}{I_0''} - 1 \quad (3.4)$$

Sposób określenia I_0'' ilustruje rys. 4.

2. Kierując się powyższymi wskazówkami wykreślić krzywe szybkości zliczeń $I_{z'}$ w funkcji liczby atomowej Z .



3. Wykreślić zależność q_{zwr} od liczby atomowej Z (wzór 3.3).
4. Wykreślić zależność q_{zwr} od liczby atomowej Z (wzór 3.4).
5. Wykreślić zależność q_{zwr} (wzór 3.3) od odległości h źródła od licznika.
6. Wyniki pomiarów, kolejne przeliczenia i wyniki przedstawić w sposób przejrzysty, najlepiej w odpowiednich tabelach. Nie zapomnieć o obliczeniu niepewności pomiaru i naniesieniu ich na wykresy.



Rys. 4. Zależność natężenia promieniowania β preparatu od liczby atomowej materiału podłoża.

IV. Literatura

1. K. Małuszyńska, M. Przytuła, „Laboratorium fizyki jądrowej” [PWN, Łódź 1969];
2. T. Hilczer, „Ćwiczenia z fizyki jądrowej” [UAM, Poznań 1975];
3. William J. Price, „Detekcja promieniowania jądrowego” [PWT, Warszawa 1960];
4. Sz. Szczeniowski, cz. VI, „Fizyka doświadczalna. Fizyka jądra i cząstek elementarnych” [PWN, Warszawa 1974];
5. A. Strzałkowski, „Wstęp do fizyki jądra atomowego” [PWN, Warszawa 1969];
6. I. Kaplan, „Fizyka jądrowa” [PWN, Warszawa 1957];
7. K. N. Muchin, „Doświadczalna fizyka jądrowa” t. 1 i 2 [Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1978];
8. M. Subotowicz, „Metody doświadczalne w fizyce ciała stałego” [Wydawnictwo Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, Lublin 1976];
9. J. M. Massalski, „Detekcja promieniowania jądrowego”, [PWN, Warszawa 1959];
10. G. E. Pustowałow, „Fizyka atomowa i jądrowa”, [PWN, Warszawa 1975];
11. J. Araminowicz, K. Małuszyńska i inni, „Laboratorium fizyki jądrowej” [PWN, Warszawa 1974];
12. H. Hart, E. Karstens, „Izotopy promieniotwórcze w zastosowaniu do pomiaru grubości” [PWT, Warszawa 1960];
13. W. I. Goldanski, „Statystyka pomiarów przy rejestracji promieniowania jądrowego” [PWN, Warszawa 1963];



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Materiał bezpłatny współfinansowany ze środków Unii Europejskiej
w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego

Pracownia Radioizotopowa

Ćwiczenie 8
