

## Wyznaczanie współczynnika rozpraszania zwrotnego promieniowania $\beta$ .

### I. Zagadnienia

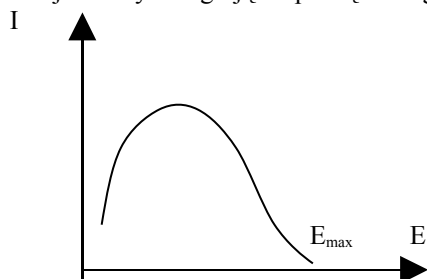
1. Promieniotwórczość  $\beta$ .
2. Oddziaływanie cząstek  $\beta$  z materią (w tym rozproszenie zwrotne w wyniku zderzeń sprężystych).
3. Znajomość układu pomiarowego i wykonania ćwiczenia.

### II. Wstęp teoretyczny

Rozpad  $\beta$  to spontaniczny proces przemiany jądra polegający na emisji elektronu lub pozytonu, bądź na wychwyci elektronu z własnej powłoki elektronowej. Mamy więc trzy rodzaje rozpadu  $\beta$ :  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  i wychwyt K. Energie wyzwolane podczas rozpadu  $\beta$  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  $\beta$  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  $\beta$ .

Przechodząc przez materię cząstki  $\beta$  mogą z nią oddziaływać na kilka różnych sposobów. Oddziaływanie promieniowania  $\beta$  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:

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

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  $\beta$  z materią jest sumą wszystkich powyższych przekrojów.

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 sprężycie 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  $20^\circ$ ) można przyjąć, że w zakresie kątów od  $\alpha$  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 odchyłony co najwyżej raz, to rozproszenie nazywamy jednokrotnym. Prawdopodobieństwo rozproszenia jednokrotnego o kąt z przedziału od  $\alpha$  do  $\alpha + d\alpha$  wynosi:

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

gdzie: N – liczba jąder rozpraszających w  $1 \text{ cm}^3$  absorbenta, X – grubość substancji, Z – liczba atomowa substancji, v – prędkość padających elektronów, m – masa elektronów,  $\gamma$  - 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  $\alpha$  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  $\vartheta$  - najbardziej prawdopodobna wartość kąta  $\alpha$  w danych warunkach i zależy od energii kinetycznej E elektronu, liczby atomowej Z i grubości warstwy rozpraszającej X. Związek kąta  $\vartheta$  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  $\rho$  - gęstość substancji rozpraszającej, A – masa atomowa substancji rozpraszającej.

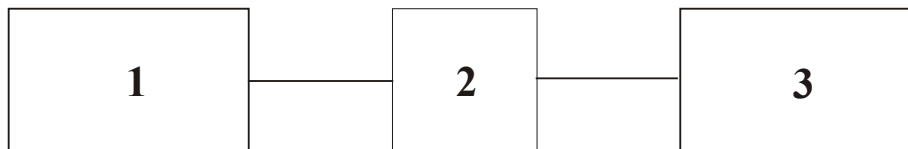
Z podanych wyżej wzorów wynika, że istnieje skończone prawdopodobieństwo rozproszenia o kąt zawarty w przedziale od  $\pi/2$  do  $3\pi/2$ , co odpowiada możliwości wyjścia elektronów z absorbenta przez tę powierzchnię, przez którą do niego wniknęły. Zjawisko to nazywamy rozproszeniem zwrotnym i charakteryzujemy 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.

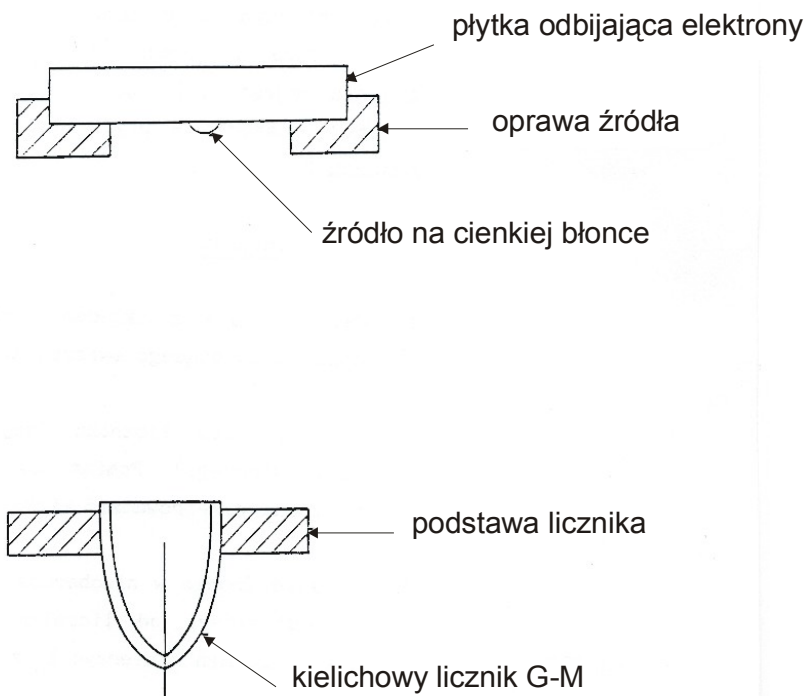
### III. Część doświadczalna

#### 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%;
- 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),

$\tau$  – 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).

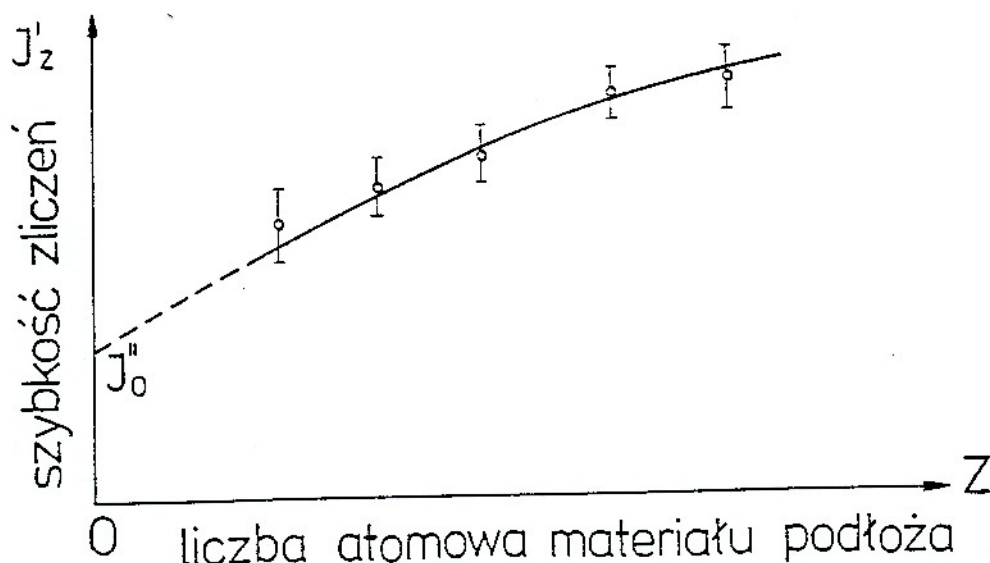
W tym przypadku musimy wprowadzić jeszcze jedną poprawkę polegającą na zastąpieniu we wzorze (3.3)  $I_0$  przez  $I_0''$ , którą uzyskujemy na drodze ekstrapolacji do  $Z=0$  wartości  $I_{z'}$ . Należy przedstawić graficznie zależność szybkości zliczeń  $I_{z'}$  od liczby atomowej  $Z$  dla każdego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