



ĆWICZENIE

6

LABORATORIUM FIZYKI ATOMOWEJ I JĄDROWEJ

**Pomiar zasięgu promieniowania α w powietrzu
w funkcji ciśnienia**

1. Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest sprawdzenie, jak cząstki α oddziałują z materią, a w szczególności czy zmiany energii tych cząstek zachodzą zgodnie z przedstawionym opisem teoretycznym.

2. Układ doświadczalny

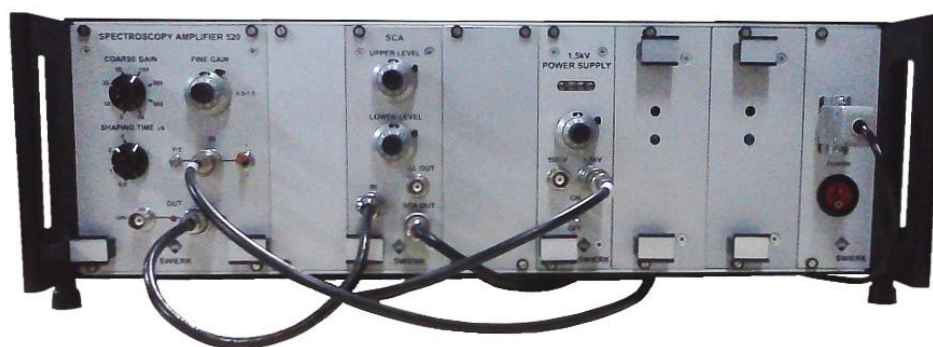
Zestaw ćwiczeniowy stanowią:

- pompa próżniowa,
- ciśnieniomierz (rys. 1),
- komora próżniowa (rys. 1),
- płaskie źródło promieniowania α zamocowane na wysięgniku w komorze (rys. 1),
- detektor krzemowy promieniowania α i β zamontowany na ścianie w komorze (rys. 1),
- przedwzmacniacz (rys. 1),
- zasilacz przedwzmacniacza (rys. 1)
- wzmacniacz impulsów (rys. 2),
- komputerowy wielokanałowy analizator amplitudy impulsów.

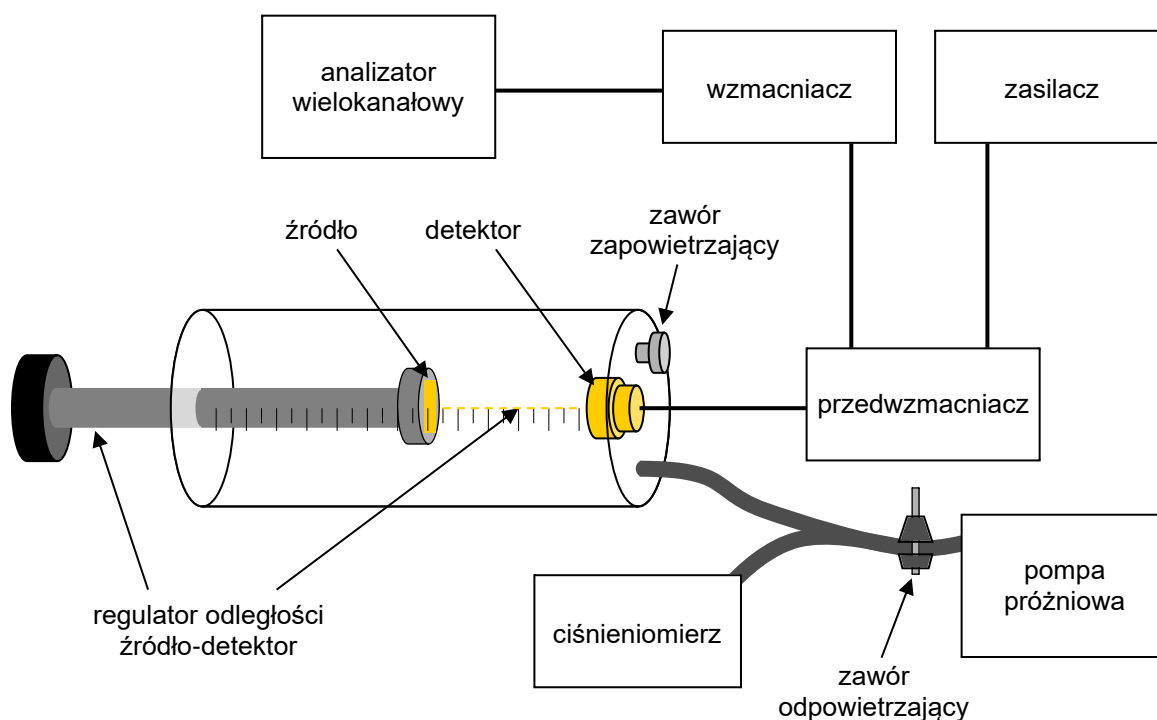
Schemat układu pomiarowego przedstawia rysunek 3.



Rys. 1. Elementy układu pomiarowego: (od lewej) ciśnieniomierz, komora próżniowa z detektorem promieniowania i źródłem, przedwzmacniacz, zasilacz przedwzmacniacza.



Rys. 2. Zestaw zasilająco-wzmacniający.



Rys. 3. Schemat aparatury pomiarowej.

3. Wstęp teoretyczny

1. Emisja cząstek α

Cząstki α emitowane są w rozpadzie, w którym jedno wzbudzone jądro atomowe emituje jedną cząstkę, a samo zamienia się w jądro innego izotopu, jednocześnie doznając odrzutu podczas emisji. Ilość energii, jaka zostaje przekazana cząstce, zależy od masy powstałego izotopu oraz energii wzbudzenia pierwotnego nuklidu. Można ją obliczyć z zasady zachowania energii oraz zasady zachowania pędu (jest to sytuacja analogiczna do obliczania energii pocisku wystrzeliwanego z broni palnej, która doznaje odrzutu). Energia każdego rozpadu jest zwykle stała dla danego izotopu (obserwowane niewielkie różnice wynikają z różnych stanów wzbudzenia, w jakich może znajdować się dane jądro), więc i energia cząstek emitowanych z danego izotopu jest zwykle dobrze określona.

Energie cząstek α emitowanych w procesie naturalnych przemian promieniotwórczych jest zwykle rzędu kilku MeV. Energie te są charakterystyczne dla konkretnych źródeł, ale zdarza się, że

powstające po rozpadzie jądra mogą być również α -promieniotwórcze, więc dane źródło może w efekcie emitować kilka grup cząstek o różnych energiach.

2. Oddziaływanie cząstek α z materią

Ze względu na masę i ładunek, oddziaływanie cząstek α z materią jest bardzo silne – cząstki szybko tracą energię kinetyczną, która zostaje zużyta głównie na wzbudzenie i jonizację atomów absorbentu. W porównaniu z tymi procesami efekt rozpraszania padających cząstek i zmiany toru ich lotu jest niewielki.

Zmianę energii E cząstek α na skutek wzbudzenia i jonizacji określa się poprzez tzw. *zdolność hamowania*, to jest stratę energii na jednostkę drogi przebytej przez cząstkę:

$$S = -\frac{dE}{dx}. \quad (1)$$

Wielkość S wyrażamy w jednostkach energii (np. MeV) odniesionych do jednostki drogi (np. cm). Obliczenia teoretyczne pokazują, że dla cząstek poruszających się w absorbencie:

$$S = \frac{4\pi e^4 z^2 ZN}{mv^2} B, \quad (2)$$

gdzie: z to liczba atomowa padającej cząstki (dla cząstek α równa 2), v – prędkość cząstki, e – ładunek elektronu, m – masa elektronu, Z – liczba atomowa absorbentu, N – liczba atomów absorbentu w 1 cm^3 , natomiast B to parametr zależny od prędkości cząstki v i rodzaju absorbentu:

$$B = \ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) - \frac{v^2}{c^2} - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right), \quad (3)$$

I oznacza tutaj tzw. *średni potencjał jonizacyjny* ośrodka wyrażony elektronowoltach (eV), zaś c jest prędkością światła w próżni. Przykładowo, do uzyskania jednej pary jonów w powietrzu potrzebna jest energia ok. 33 eV. Jak widać z powyższych wzorów, zdolność hamowania zależy od prędkości cząstki i nie zależy od masy cząstki. Oczywiście mają one swoje ograniczenia: wzory (2) i (3) można stosować dla cząstek o energiach przekraczających wartość 0,1 MeV. Dla mniejszych energii brak jest wzorów określających zdolność hamowania.

Wykres zależności zdolności hamowania od przebytej drogi nazywa się *krzywą Bragga* i przedstawia ją rys. 4. Zgodnie z tą krzywą początkowo jonizacja właściwa jest mała i wzrasta w miarę spowalniania się cząstek. Jest to zgodne ze wzorami (2) i (3), wedle których w zakresie energii kilku MeV (czyli na początku lotu cząstki) zdolność hamowania jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do kwadratu prędkości cząstek padających. W miarę zmniejszania się prędkości rośnie więc zdolność hamowania. Jest zrozumiałe, gdyż im wolniejsza cząstka, tym dłuższy czas, w którym przebywa ona w sąsiedztwie poszczególnych atomów, a w związku z tym rośnie prawdopodobieństwo wywołania przez nią jonizacji. Po osiągnięciu maksimum jonizacji coraz większa liczba cząstek α zostaje spowolniona całkowicie i ulega zatrzymaniu w materiale (dołączając do siebie dwa elektrony cząstka taka staje się atomem helu, który, jako atom gazu szlachetnego, może wylecieć z materiału). Zatem w miarę wzrostu odległości maleje ogólna liczba cząstek, natomiast krzywa zdolności hamowania gwałtownie spada do zera.



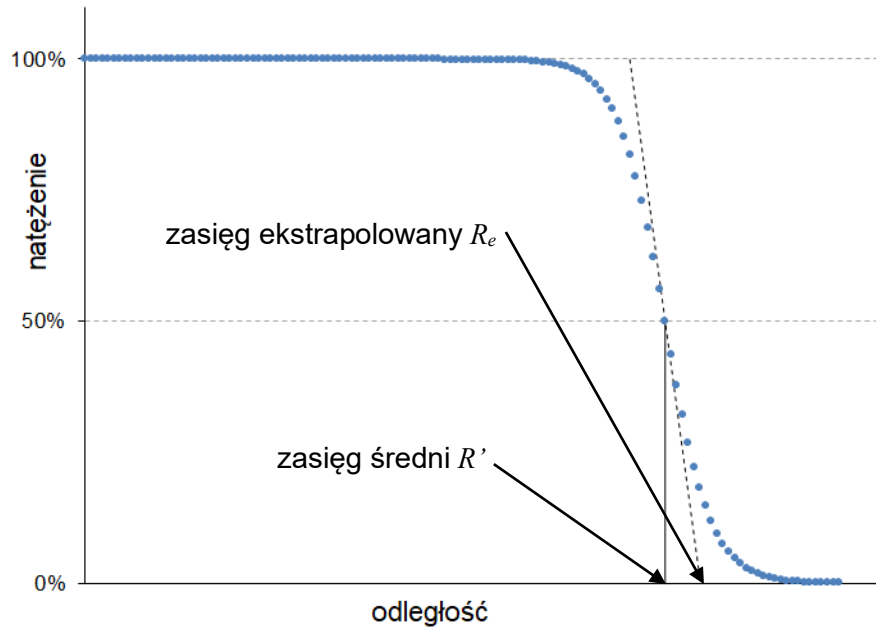
Rys. 4. Krzywa Bragga.

Oznacza to, że teoretyczny spadek energii cząstek α powinien następować w sposób pokazany na rysunku 5. Nachylenie krzywej jest różne w różnych jej częściach: najpierw mniejsze, potem większe, a potem znowu mniejsze.



Rys. 5. Zależność energii cząstek α od przebytej drogi

Teoretycznie wszystkie cząstki α o tej samej energii powinny przebywać w absorbencie tę samą odległość, nim się zatrzymają, jednak statystyczny charakter oddziaływań tych cząstek z atomami absorbentu (np. powietrza) powoduje, że ta odległość może być nieco inna dla każdej z cząstek, nawet jeśli tworzą one monoenergetyczną skolimowaną wiązkę promieniowania. W związku z tym niemożliwe jest określenie dokładnej wartości zasięgu, więc wprowadzono pojęcia zastępcze: *zasięgu średniego R'* oraz *zasięgu ekstrapolowanego R_e* . Pierwsza z tych wielkości informuje o odległości, dla której liczba cząstek α spada do połowy. Drugą otrzymuje się ekstrapolując liniowo do zera obszar największego spadku liczby cząstek α z odległością (patrz rys. 5).



Rys. 6. Zależność względnego natężenia promieniowania od odległości od źródła.

Nagły spadek liczby cząstek wynika ze wspomnianego wcześniej zmniejszania się ich energii aż do zera. Jak widać z rys. 6, spadek ten jest najbardziej gwałtowny w odległości równej zasięgowi średniemu.

3. Zależność zasięgu od ciśnienia powietrza

Istnienie skończonego zasięgu promieniowania związane jest z obecnością na drodze cząstki α atomów, które ta cząstka jonizuje. Skoro do jonizacji pojedynczej cząsteczki powietrza (czyli w większości przypadków dwuatomowej cząsteczki azotu lub tlenu) potrzebna jest energia ok. 33 eV, to siłą rzeczy cząstka posiadająca skończoną energię rzędu kilku milionów eV będzie mogła zjonizować tylko kilkaset tysięcy cząsteczek, nim straci całą energię i zatrzyma się. W powietrze o ciśnieniu atmosferycznym dzieje się to na dystansie kilku centymetrów.

Jeśli odległość pomiędzy źródłem cząstek α a detektorem jest większa niż zasięg cząstek, to nie doleczą one do detektora. Można to zmienić zmniejszając liczbę cząsteczek powietrza pomiędzy źródłem a detektorem, co można zrobić na dwa sposoby: zmniejszając odległość pomiędzy źródłem a detektorem albo usuwając część powietrza z przestrzeni pomiędzy nimi. To drugie oczywiście związane jest ze spadkiem ciśnienia powietrza. Przykładowo obniżenie ciśnienia o połowę oznacza dwa razy mniej cząsteczek powietrza na drodze cząstek α , co można porównać do dwukrotnego zmniejszenia odległości pomiędzy źródłem a detektorem – oczywiście przy założeniu, że wiązka cząstek jest skolimowana i efekty związane z geometrią są pomijalne. W skrajnym przypadku, jeśli ciśnienie wynosi 0 hPa (czyli w próżni), cząstki nie napotykają na swojej drodze żadnych przeszkód i wszystkie docierają do detektora tak, jakby znajdował się on w zerowej odległości od źródła. Drugą skrajnością jest przelot promieniowania α przez powietrze o ciśnieniu atmosferycznym, kiedy można zmierzyć faktyczną odległość źródło-detektor.

Korzystając z powyższych założeń można wyprowadzić wzór na *efektywną odległość* d pomiędzy źródłem a detektorem:

$$d = \frac{p}{p_{atm}} d_{atm} \quad (4)$$

gdzie p_{atm} to ciśnienie atmosferyczne, w którym zmierzono faktyczną odległość źródło-detektor d_{atm} , natomiast p to ciśnienie powietrza pomiędzy źródłem a detektorem w momencie pomiaru cząstek.

4. Energia cząstek przy niskim ciśnieniu i kalibracja energetyczna detektora

Gdyby na drodze detektor-źródło nie było żadnych cząsteczek, energia cząstek α rejestrowanych w detektorze powinna równa energii cząstek emitowanych z danego źródła, która zwykle jest znana. Wtedy można byłoby porównać wskazania detektora (np. numer kanału) z wartościami tablicowymi (np. energią wyrażoną w elektronowoltach), czyli dokonać tzw. *kalibracji energetycznej detektora*. Niestety, w praktyce nie da się osiągnąć idealnej próżni, więc niemożliwe jest wykonanie takiego pomiaru. Możliwe jest natomiast wykonanie kilku pomiarów dla małych ciśnień i wykonaniu wykresu zależności wskazań detektora od ciśnienia. Jest to sytuacja analogiczna do lewej, przerywanej części wykresu na rys. 5, która w przybliżeniu jest liniowa. Dopasowując linię prostą do tego fragmentu wykresu można znaleźć jej przecięcie z osią pionową, które odpowiada przewidywanym wskazaniom detektora dla zerowego ciśnienia. Znając tę wartość można już dokonać kalibracji energetycznej według wzoru:

$$E = \frac{k}{k_{max}} E_{max} \quad (5)$$

gdzie E to energia cząstek, k to numer kanału, k_{max} to numer kanału odpowiadający ciśnieniu 0 hPa, zaś E_{max} to tablicowa wartość energii cząstek emitowanych ze źródła promieniowania α .

4. Przebieg doświadczenia

⚠ Uwaga! Wszelkie operacje ze źródłami promieniowania przeprowadza obsługa laboratorium!

- A) Upewnić się, że ustawienia aparatury są zgodne z dołączonym opisem, wszystkie przewody podłączone poprawnie, a wszystkie zawory pozamykane.
- B) Włączyć układ pomiarowy zgodnie z dołączonym do niego opisem.
- C) Włączyć komputer, a w nim program do obsługi analizatora wielokanałowego.
- D) Uruchomić pompę próżniową, po czym odkręcić zawór odpowietrzający komorę próżniową.
- E) Gdy ciśnienie w komorze próżniowej przestanie zmniejszać się, zakręcić zawór i wyłączyć pompę.
- F) Ustawić w programie do obsługi analizatora odpowiedni czas trwania pojedynczego pomiaru.
- G) Zapisać aktualną wartość ciśnienia w komorze w odpowiednim miejscu tabeli jako „ p [hPa]”.
- H) Uruchomić pomiar, a gdy się zakończy, odczytać całkowitą liczbę impulsów, jakie zarejestrował analizator (zgodnie z dołączonym opisem programu). Odczytaną wartość zapisać do tabeli jako „ N ”.
- I) Do wierzchołka w widmie zmierzonego promieniowania dopasować krzywą Gaussa, po czym odczytać numer kanału odpowiadający środkowi tego wierzchołka (zgodnie z dołączonym opisem programu). Numer kanału jest miarą energii cząstki zmierzonej przez detektor, zatem odczytaną wartość należy zapisać w tabeli jako „ k [kanał]”.
- J) Przy pomocy zaworu zapowietrzającego zwiększyć ciśnienie w komorze.
- K) Wykonać kolejne pomiary dla coraz większych wartości ciśnienia w komorze.

Uwaga: Zmiany ciśnienia pomiędzy poszczególnymi pomiarami powinny być różne dla różnych zakresów. Kilka pierwszych pomiarów dla najniższych ciśnień powinno być wykonane ze zmianami ciśnienia od kilku do kilkunastu hPa. Dla wyższych wartości ciśnienia zmiany mogą być rzędu kilkudziesięciu hPa, ale gdy wskazania detektora spadną do 1/5 swoich początkowych wartości, zmiany ciśnienia powinny wynosić kilka hPa. Jest to niezbędne do uzyskania dokładności pozwalającej na skuteczne zmierzenie krzywej Bragga.

Uwaga: Jeśli ciśnienie będzie zbyt duże i cząstki przestaną już być rejestrowane przez analizator, gdy pomiary nie będą kompletne, można ponownie odpompować powietrze z komory, by wykonać dodatkowe pomiary dla ominiętych wartości ciśnienia.

- L)** Po zakończonych pomiarach otworzyć zawór zapowietrzający tak, by ciśnienie w komorze wyrównało się z ciśnieniem atmosferycznym, po czym odczytać jego wartość p_{atm} .
- M)** Korzystając ze wzoru (4) przeliczyć wartości ciśnień p w tabeli na odpowiadające im efektywne odległości źródło-detektor d .
- N)** Dla kilku najniższych ciśnień wykonać wykres zależności energii wyrażonej w kanałach (k) od ciśnienia (p), dopasować do niego prostą i znaleźć wartość energii odpowiadającą zerowemu ciśnieniu (k_{max}).
- O)** Korzystając ze wzoru (5) przeliczyć zmierzone wartości energii wyrażonej w kanałach k na odpowiadające im wartości energii E wyrażone w megaelektronowoltach (MeV).
- P)** Wykonać wykresy zależności natężenia promieniowania N i energii cząstek E od efektywnej odległości d . Czy wykresy są zgodne z przewidywaniami teoretycznymi?
- Q)** W tabeli 2 dokonać różniczkowania numerycznego danych z tabeli 1, tzn. w odpowiednich kolumnach wpisać wartości różnic energii cząstek dla dwóch sąsiednich pomiarów ($E_{i+1} - E_i$), różnic odległości pomiędzy tymi pomiarami ($d_{i+1} - d_i$), a także ilorazu tych różnic, czyli zdolności hamowania S . Wykonać wykres zależności S od średniej odległości źródło-detektor w dwóch sąsiednich pomiarach i porównać go z rys. 4. Z czego wynikają ewentualne różnice?
- R)** Oszacować niepewności pomiarowe zmierzonych i obliczonych wielkości. Jak to oszacowanie wpływa na wnioski wyciągnięte z pomiaru?
- S)** Po zakończeniu ćwiczenia wyłączyć komputer i układ pomiarowy zgodnie z dołączonym opisem.