

Ćwiczenie nr 19

BADANIE WŁASNOŚCI CZĄSTEK ALFA za POMOCAŃ DETEKTORA PÓŁPRZEWODNIKOWEGO

1. ROZPAD ALFA

Rozpadem α nazywamy proces spontanicznej emisji cząstki α (jądra helu ${}^4_2\text{He}$) przez nietrwałe jądro atomowe. Naturalna promieniotwórczość α występuje w jądrach pierwiastków o liczbach atomowych Z większych od 82 ($Z=82$ dla ołowiu), a także w niektórych jądrach lantanowców (np. ${}^{147}_{62}\text{Sm}$ samar). Zgodnie z zasadą zachowania liczby nukleonów i ładunku elektrycznego, w wyniku rozpadu α jądra ${}^A_Z\text{X}$ pierwiastka X o liczbie masowej A i liczbie atomowej Z powstaje jądro ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ pierwiastka Y o liczbie masowej $A-4$ i liczbie atomowej $Z-2$ (reguła przesunięć):



Rozpad α może zajść tylko wtedy, gdy masa jądra początkowego jest większa od sumy mas jąder produktów rozpadu:

$$M_X > M_Y + M_\alpha \quad (2)$$

Ten nadmiar masy przed rozpadem zostaje zamieniony na energię kinetyczną jądra końcowego i cząstki α . Jeśli jądro X rozpada się w spoczynku, możemy zapisać:

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 = E_Y + E_\alpha \quad (3)$$

gdzie Q jest energią rozpadu, E_Y i E_α są energiami kinetycznymi jądra końcowego i cząstki α , c - prędkość światła w próżni.

Zasada zachowania pędu wymaga aby:

$$M_\alpha v_\alpha = M_Y v_Y, \quad (4)$$

co możemy przekształcić do postaci:

$$M_\alpha E_\alpha = \frac{M_\alpha^2 v_\alpha^2}{2} = \frac{M_Y^2 v_Y^2}{2} = M_Y E_Y \quad (5)$$

W jednostkach masy atomowej mamy: $M_\alpha = 4$, $M_Y = A-4$. Wyrażenie (5) przybiera postać: $4E_\alpha = (A-4)E_Y$ czyli

$$E_Y = \frac{4}{A-4} E_\alpha \quad (6)$$

Energię rozpadu Q określoną wzorem (3) możemy zapisać jako:

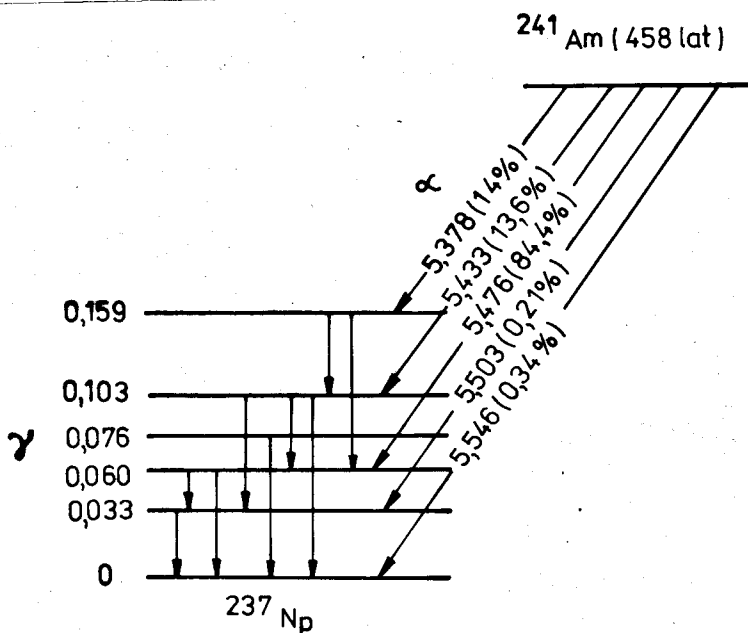
$$Q = \frac{4}{A-4} E_\alpha + E_\alpha = \frac{A}{A-4} E_\alpha$$

Energię kinetyczną cząstki α wyrażamy poprzez energię rozpadu:

$$E_\alpha = \frac{A-4}{A} Q \quad (7)$$

Dla jąder ciężkich ($A > 200$) mamy: $A-4 \approx A$, i ze wzoru (7) wynika, że $E_\alpha \approx Q$, a więc cząstka α unosi w postaci energii kinetycznej praktycznie całą energię wyzwoloną w rozpadzie.

Zakładaliśmy dotąd, że powstałe w wyniku rozpadu jądro Y znajduje się w stanie podstawowym (stan o najniższej energii). W rzeczywistości jądro końcowe może znajdować się w różnych stanach wzbudzonych, z których w ciągu krótkiego czasu (10^{-8} - 10^{-12} s) przechodzi do stanów o niższych energiach wysyłając kwanty γ . Jądra tego samego izotopu mogą zatem emitować cząstki α o kilku ściśle określonych energiach. Mówimy, że cząstki α mają dyskretne widmo energii. Ilustruje to schemat rozpadu α jądra ameryku $^{241}_{95}\text{Am}$ (Rys.1).



Rys.1. Schemat rozpadu α jądra ameryku $^{241}_{95}\text{Am}$. Wartości energii podane są w MeV.

Jeśli powstałe w wyniku rozpadu jądro Y znajduje się w stanie wzbudzonym, to część energii rozpadu Q została zużyta na wzrost energii wewnętrznej tego jądra. We wzorze (7) na energię cząstki α musimy zamiast Q wstawić wielkość Q':

$$Q' = Q - E_1, \quad (8)$$

gdzie E_1 jest energią wzbudzenia jądra Y.

Wielkościami, które charakteryzują rozpad α są: okres półrozpadu, $T_{1/2}$ i energia kinetyczna cząstek α , E_α . Wielkością bezpośrednio związaną z energią E_α jest średni zasięg \bar{R} , który możemy wyznaczyć mierząc długość toru cząstek α w danym ośrodku. Zasięg jest monotoniczną funkcją energii. Dla zasięgów cząstek α w powietrzu, które są zawarte między 3 a 7 cm, dobrze stosuje się empiryczna zależność:

$$\bar{R} = 0,318 E_\alpha^{3/2}, \quad (9)$$

gdzie zasięg \bar{R} wyrażony jest w cm powietrza o temperaturze 15°C przy ciśnieniu 760 mm Hg, a energia E_α w MeV.

Porównując zasięgi, energie i okresy półrozpadu jąder promieniotwórczych emitujących cząstki α można zaobserwować pewne ciekawe zależności. Zasięgi w powietrzu, poza nielicznymi wyjątkami, zawierają się w granicach od 2,5 cm do 8,6 cm. Dla jąder ciężkich energie rozpadu leżą w przedziale od 4,1 MeV dla izotopu toru $^{232}_{90}\text{Th}$ do 8,9 MeV dla polonu $^{212}_{84}\text{Po}$, a okresy półrozpadu zmieniają się odpowiednio od $1,4 \cdot 10^{10}$ lat do $3 \cdot 10^{-7}$ s. Stosunkowi wartości energii wynoszącemu ≈ 2 odpowiada więc stosunek okresów półrozpadu wynoszący 10^{24} . Ta osobliwość rozpadu α została zaobserwowana w 1911 r przez Geigera i Nuttalla, którzy opisali ją przy pomocy empirycznego wzoru:

$$\log \lambda = A \log \bar{R} + B, \quad (10a)$$

gdzie $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ jest stałą rozpadu, zaś A i B są stałymi empirycznymi, różnymi dla różnych rodzin promieniotwórczych.

Korzystając ze wzoru (9) regułą Geigera-Nuttalla można przepisać w postaci:

$$\log \lambda = A' \log E_\alpha + B', \quad (10b)$$

która opisuje zależność między logarytmem stałej rozpadu a logarytmem energii. Ta empiryczna zależność została uzasadniona teoretycznie w 1928 r przez Gamow, Gurneya i Condon, którzy potraktowali emisję cząstek α jako kwantowy proces

przenikania przez barierę potencjału.

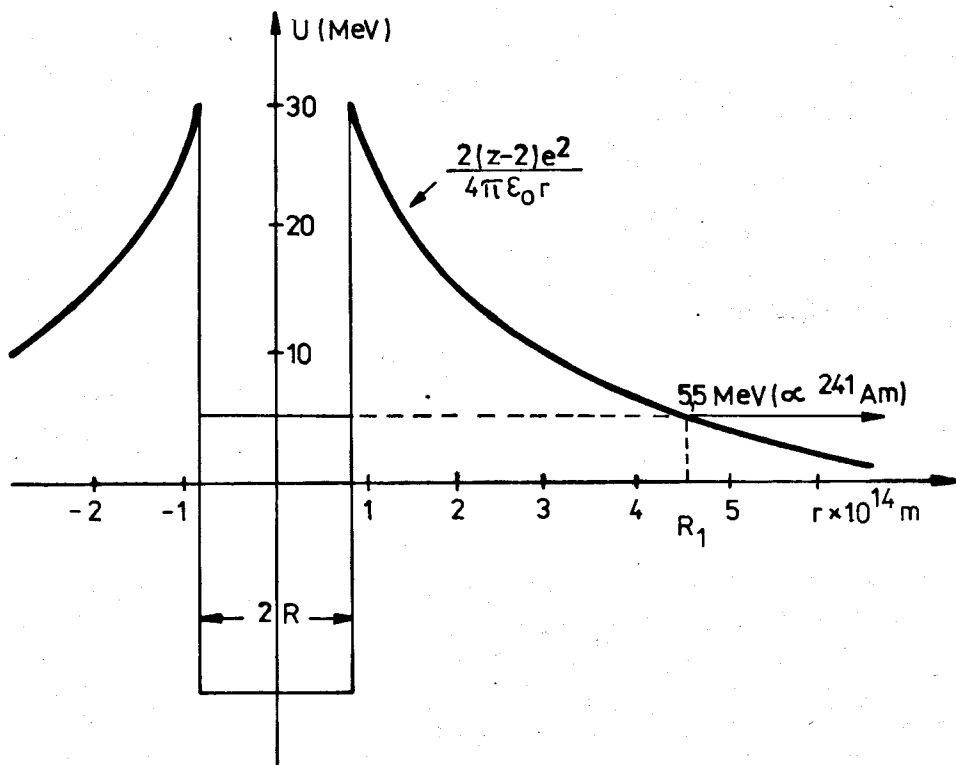
Według współczesnych danych, w jądrze nie ma cząstek α . Mogą się one tworzyć przy spotkaniu poruszających się wewnątrz jądra dwóch protonów i dwóch neutronów, aby następnie po bardzo krótkim czasie znów rozpaść się na poszczególne nukleony. Na tworzącą się wewnątrz jądra cząstkę α działają przyciągające siły jądrowe ze strony pozostałych nukleonów oraz odpychające siły elektrostatyczne (kulombowskie) ze strony protonów. Krótkozasięgowe siły jądrowe są w obszarze jądra znacznie silniejsze od sił kulombowskich, w przeciwnym razie utworzona w jądrze cząstka α wyleciałaby z niego już po czasie 10^{-21} s od chwili utworzenia (jest to czas potrzebny do przebycia przez cząstkę α drogi równej średnicy jądra). Na cząstkę α znajdującą się poza zasięgiem sił jądrowych działają jedynie siły elektrostatyczne. Zależność energii potencjalnej cząstki α od odległości r od środka jądra jest przedstawiona schematycznie na Rys.2. Wewnątrz jądra, tj. dla $r < R$ (R oznacza zasięg sił jądrowych), gdzie działają wiążące nukleony siły jądrowe, energię potencjalną można w przybliżeniu przedstawić w postaci studni potencjału. Dla $r > R$ energię oddziaływania elektrostatycznego można opisać za pomocą wzoru:

$$U(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (11)$$

gdzie Z oznacza liczbę atomową jądra początkowego. $(Z-2)e$ jest ładunkiem jądra powstałego w wyniku rozpadu, który wytwarza pole kulombowskie działające na cząstkę α o ładunku $2e$.

Energia potencjalna cząstki α ma kształt bariery otaczającej jądro. Przyjmując, że zasięg sił jądrowych (promień jądra) opisany jest wzorem $R = 1,3 A^{1/3} \cdot 10^{-15}$ m, gdzie A jest liczbą masową, otrzymujemy dla jądra z $A \approx 240$ wysokość bariery potencjału równą około 30 MeV. Jest rzeczą trudną do zrozumienia, jak cząstki α mogą przejść przez barierę potencjału kilkakrotnie wyższą od ich energii kinetycznej. Fizyka klasyczna nie daje rozwiązania tego problemu.

W mechanice kwantowej ruch cząstki opisujemy funkcją falową, której kwadrat modułu określa prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w określonym punkcie przestrzeni. Funkcję falową Ψ



Rys.2. Przybliżony przebieg zależności energii potencjalnej cząstki α od odległości od środka jądra $U(r)$.

znajdujemy rozwiązując równanie Schrödingera dla określonej energii potencjalnej. Z rozwiązania tego równania wynika, że istnieje pewne skończone prawdopodobieństwo przeniknięcia bariery potencjalnej przez cząstkę o energii mniejszej od wysokości bariery. Proces taki nazywamy efektem tunelowym.

Prawdopodobieństwo rozpadu α jest proporcjonalne do liczby N prób wydostania się cząstki α z jądra (tzn. do liczby uderzeń w barierę potencjału) i do współczynnika przenikalności bariery T , który podaje jaka część tych prób jest uwieczniona sukcesem. Prawdopodobieństwo wydostania się cząstki α z jądra w jednostce czasu jest równe stałej rozpadu λ :

$$\lambda = N T \tag{12}$$

W jednostce czasu cząstka przebywa drogę równą liczbowo jej prędkości. W tym czasie uderza ona o ściankę studni potencjału tyle razy ile razy średnica jądra, $2R$, mieści się w tej drodze

$$N = \frac{v_{\alpha}}{2R} \tag{13}$$

Współczynnik przenikalności bariery, T , wyraża się w przybliżeniu wzorem:

$$T = \exp \left[- \frac{4\pi}{h} \int_R^{R_1} \sqrt{2m[U(r) - E_\alpha]} dr \right], \quad (14)$$

gdzie $U(r)$ jest wyrażone wzorem (11), h jest stałą Plancka. Przedział całkowania określony jest punktem wejścia w obszar bariery R i punktem wyjścia R_1 (Rys.2). Wzór (12) po podstawieniu wyrażeń (13) i (14) wiąże stałą rozpadu λ z prędkością (energiją kinetyczną) cząstki α . Obliczone przy pomocy tej teorii prawdopodobieństwa emisji cząstek α bardzo dobrze zgadzają się z wynikami doświadczalnymi opisywanymi przez empiryczny wzór Geigera-Nuttalla (10b).

Uwieńczone sukcesem zastosowanie mechaniki kwantowej do opisu emisji cząstek α jest jednym z najbardziej przekonujących sprawdzianów tej teorii. Proces ten jest uderzającą ilustracją dwoistości falowo-cząsteczkowej. Po przejściu przez barierę cząstka α może być zlokalizowana i zachowuje się zupełnie jak cząstka. Podczas przenikania przez barierę cząstka α zachowuje się zupełnie jak fala. Wszelkie wysiłki zlokalizowania jej w obszarze bariery wprowadziłyby - zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga - tak dużą nieokreśloność energii, że nie można by dłużej twierdzić, iż cząstka α nie przechodzi ponad wierzchołkiem bariery.

2. ODDZIAŁYWANIE CZĄSTEK ALFA Z MATERIAŁ

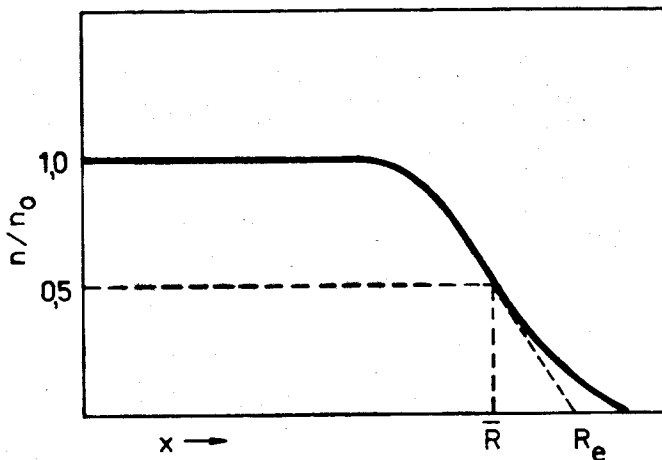
Cząstki α oddziałują z materią głównie poprzez siły przyciągania elektrostatycznego między swoim dodatnim ładunkiem a ujemnym ładunkiem elektronów w atomach absorbenta. Zderzenia z jądrami atomowymi zdarzają rzadko i nie mają decydującego wpływu na osłabienie strumienia cząstek α . Przechodząc przez materię cząstka α oddziałuje jednocześnie z wieloma znajdującymi się w pobliżu elektronami. Elektron doznaje krótkotrwałego działania siły przyciągania, co może spowodować jego wzbudzenie na wyższy poziom energetyczny w atomie lub oderwanie od atomu - jonizację atomu. Energia kinetyczna cząstki α jest więc przekazywana elektronom.

Zgodnie z zasadą zachowania pędu, maksymalna energia, jaka może być podczas pojedynczego zderzenia przekazana przez cząstkę α o masie M_α i energii kinetycznej E_α spoczywającemu

elektronowi o masie m_e , jest równa $E_e = 4E_\alpha m_e / M_\alpha$. Stanowi to około 0,05% energii cząstki α . Gdy absorbentem jest powietrze, każdy akt jonizacji powoduje średnio stratę energii około 35 eV. W efekcie oddziaływania cząstki α z wieloma elektronami jej prędkość ciągle maleje, aż do zatrzymania cząstki. Tory cząstek α spowalnianych w ośrodku materialnym są w przybliżeniu proste i mają skończoną długość.

Jeśli zmierzmy liczbę cząstek α docierających do detektora ze źródła o stałej aktywności w zależności od grubości warstwy absorbenta między źródłem a detektorem, to stwierdzimy, że początkowo liczba cząstek jest stała a po przekroczeniu pewnej grubości absorbenta szybko spada do zera. Wykres zależności liczby zliczeń od grubości absorbenta nazywa się krzywą absorpcji (Rys.3). Z krzywej absorpcji możemy wyznaczyć zasięg średni, \bar{R} , cząstek α , równy grubości absorbenta, przy której liczba zliczeń maleje o połowę. Zasięg średni jest zwykle podawany w tablicach. Wykreślając styczną do krzywej absorpcji w punkcie przegięcia otrzymujemy w punkcie przecięcia stycznej z osią odciętych wartość zwaną zasięgiem ekstrapolowanym, R_e , która przewyższa średni zasięg \bar{R} o wielkość $S = R_e - \bar{R}$, nazywaną parametrem rozrzutu.

Kształt krzywej absorpcji wynika z faktu, że cząstka α traci stopniowo swą energię w wielu aktach wzbudzenia lub jonizacji, które mają charakter przypadkowy. Przypadkowość zderzeń z elektronami absorbenta oznacza losowy rozkład strat



Rys.3. Zależność względnej liczby zliczeń cząstek α od grubości absorbenta.

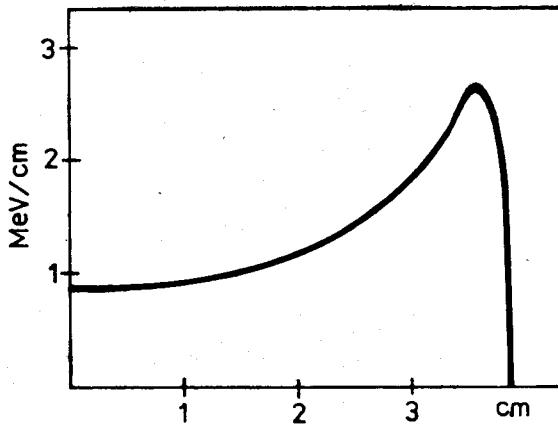
energii na danej drodze. Gdy strumień cząstek α o początkowo ściśle określonej energii przechodzi przez absorbent, następuje „rozmycie” energii i szerokość rozkładu energii zwiększa się z grubością absorbenta. Związany jest z tym rozrzut zasięgu, gdyż zasięg odpowiada całkowitej stracie energii kinetycznej przez cząstkę α . Dlatego krzywa absorpcji nie opada do zera skokowo przy grubości absorbenta równej zasięgowi cząstki, lecz ma pewne rozmycie, którego miarą jest parametr rozrzutu S .

Ważną wielkością charakteryzującą oddziaływanie cząstek naładowanych z materią jest tzw. zdolność hamowania, określana jako energia tracona przez cząstkę na jednostkę drogi. Wielkość ta wiąże się ze zdolnością jonizującą cząstki. Dla cząstek poruszających z prędkością v znacznie mniejszą od prędkości światła ($v \ll c$) zdolność hamowania określona jest wzorem:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 z^2 nZ}{4\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I}, \quad (15)$$

gdzie v i z - prędkość i liczba atomowa cząstki, n i Z - liczba atomów w jednostce objętości i liczba atomowa absorbenta, I - średni potencjał wzbudzenia i jonizacji określany doświadczalnie dla danego absorbenta. Ze wzoru (15) wynika, że straty energii na jednostkę drogi są proporcjonalne do koncentracji elektronów ośrodka (iloczyn nZ) oraz do pewnej funkcji prędkości $f(v) \approx 1/v^2$, czyli są w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalne do energii kinetycznej cząstki.

Na Rys.4 przedstawiona jest zależność zdolności hamowania cząstek α emitowanych przez polon $^{210}_{84}\text{Po}$ od długości drogi przebytej w powietrzu. Z rysunku widać, że zdolność hamowania wzrasta przy końcu toru cząstki, czyli w miarę zmniejszania się jej prędkości. Przy wolniejszym ruchu zwiększa się czas przebywania cząstki w pobliżu spotykanych przez nią atomów, a tym samym zwiększa się skutek działania siły przyciągania na elektrony i wielkość przekazywanej elektronom energii. Zgodnie z wzorem (15) zdolność hamowania powinna wzrastać aż do odległości, przy której cząstka straci całą swoją energię. Tak się jednak nie dzieje, gdyż wzór (15) nie uwzględnia efektu



Rys.4. Zdolność hamowania cząstek α ze źródła ^{210}Po w funkcji długości toru w powietrzu w warunkach normalnych ($E_{\alpha} = 5,3 \text{ MeV}$).

wychwytu elektronów absorbenta przez cząstki α o małych prędkościach. Gdy dodatni ładunek cząstki maleje, zmniejsza się zdolność hamowania. W końcu powstaje obojętny atom helu, który nie może powodować dalszej jonizacji. Dlatego zdolność hamowania osiąga maksimum, gdy energia cząstek α wynosi około 1 MeV i potem spada do zera.

3. DETEKTORY PÓLPRZEWODNIKOWE

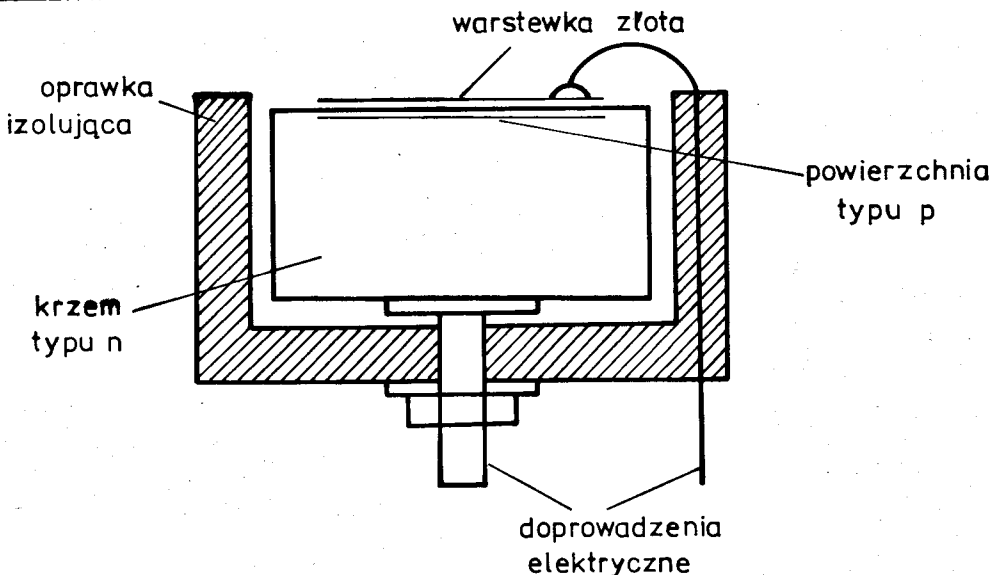
Detektory półprzewodnikowe zostały po raz pierwszy użyte do detekcji cząstek naładowanych w 1950 r. Od tej pory nastąpił ich gwałtowny rozwój. Ze względu na swe cenne własności wypierają one inne detektory takie, jak komory i liczniki jonizacyjne oraz liczniki scyntylacyjne. Podstawą działania detektora półprzewodnikowego są procesy jonizacji wywołane przez cząstki naładowane w warstwie złącza półprzewodników typu n i typu p. Detektor półprzewodnikowy jest diodą półprzewodnikową spolaryzowaną zaporowo, ze złączem p-n położonym przy powierzchni. W obszarze n znajdują się głównie swobodne elektrony i dodatnio zjonizowane donory, a w obszarze p dziury oraz ujemnie zjonizowane akceptory. Elektronów w obszarze p i dziur w obszarze n jest bardzo mało.

Ze względu na duże różnice w koncentracjach elektronów i dziur po obu stronach złącza, przy zetknięciu się półprzewodników dwu typów następuje dyfuzja elektronów z obszaru n do p i dziur z obszaru p do n. Elektrony przechodząc do obszaru p

łącza się (rekombinują) z dziurami zmniejszając liczbę swobodnych nośników. Podobny proces zachodzi przy przejściu dziur do obszaru n. W obszarze p pojawia się warstwa ładunku ujemnego od ujemnie zjonizowanych domieszek (akceptorów), a w obszarze n warstwa ładunku dodatniego od dodatnio zjonizowanych donorów. W warstwie zaporowej, zubożonej w swobodne nośniki, powstaje skok potencjału, który przeciwdziała dalszemu przechodzeniu dziur do obszaru n i elektronów do obszaru p.

Cząstka naładowana wpadając w obszar bariery potencjału, utworzonej na złączu p-n, powoduje jonizację atomów krzemu, co jest równoważne z pojawieniem się elektronów w pasmie przewodnictwa i dziur w pasmie walencyjnym. Pod wpływem pola elektrycznego nośniki te są usuwane z warstwy zaporowej w przeciwne strony, odpowiednio do znaków ich ładunków, co powoduje krótkotrwały impuls prądu płynącego przez złącze.

Do rejestracji cząstek α najczęściej stosowany jest półprzewodnikowy detektor krzemowy z barierą powierzchniową (Rys.5), który jest wytwarzany w następujący sposób. Dobrze oczyszczoną powierzchnię krzemu typu n poddaje się działaniu wilgotnego powietrza. Adsorbowany na powierzchni tlen jest głównym czynnikiem powodującym powstanie warstwy typu p złożonej z krzemu i dwutlenku krzemu (SiO_2). Na tak przygotowaną powierzchnię półprzewodnika napyla się warstewkę złota o grubości powierzchniowej około $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$, która jest



Rys.5. Schemat konstrukcji detektora półprzewodnikowego z barierą powierzchniową.

elektrodą detektora. Warstewka złota stanowi obszar "martwy", który muszą przebyć cząstki α aby dostać się do czynnego obszaru detektora t.j. do warstwy zaporowej. Drugą elektrodę tworzy warstewka metalu napyłona na krzem typu n. Do elektrod przyłącza się przewody doprowadzające napięcie i odprowadzające impuls. Kierunek zaporowy odpowiada podłączeniu złotej elektrody do ujemnego bieguna zewnętrznego źródła zasilania.

Liczba par elektron - dziura, które powstają przy przejściu cząstki przez warstwę zaporową, a więc ładunek zbierany na elektrodach, jest wprost proporcjonalna do energii straconej przez cząstkę w tej warstwie. Jeśli chcemy wykorzystać detektor półprzewodnikowy do pomiaru energii cząstki, musimy zadbać o to, aby straciła ona całą swoją energię w warstwie czynnej detektora. Grubość warstwy zaporowej l możemy zmieniać poprzez zmianę przyłożonego napięcia. W temp. 300 K dla detektora z barierą powierzchniową wykonanego z krzemu typu n:

$$l = 5,3 \sqrt{\rho U} \mu\text{m} \quad (16)$$

gdzie ρ jest opornością właściwą krzemu typu n (wartość ρ dla krzemu zawiera się, w zależności od technologii, w granicach $1 \div 10^2 \Omega\text{m}$), U jest napięciem zaporowym wyrażonym w voltach.

Pojemność C detektora półprzewodnikowego można obliczyć korzystając ze wzoru na pojemność kondensatora płaskiego:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{l}, \quad (17)$$

gdzie S - powierzchnia złącza, l - grubość warstwy zaporowej (wzór 16), $\epsilon_r = 12,5$ względna stała dielektryczna krzemu.

Pomimo, że istnieje liniowa zależność między energią cząstki naładowanej E i amplitudą impulsu V otrzymanego w układzie pomiarowym, w praktyce amplitudy impulsów wykazują pewien rozrzut. Przyczyną tego jest statystyczny charakter zjawisk zachodzących przy przejściu cząstki przez detektor, jak również w przyłączonych do detektora układach elektronicznych. Za miarę rozrzutu amplitudy impulsów przyjmuje się tzw. szerokość połówkową ΔV (szerokość wziętą w połowie maksimum wysokości) krzywej opisującej zależność liczby impulsów od ich amplitudy. Rozrzutowi amplitudy ΔV odpowiada niejednoznaczność ΔE określenia energii E .

rejestrowanej cząstki. Stosunek:

$$\Delta V/V = \Delta E/E \quad (19)$$

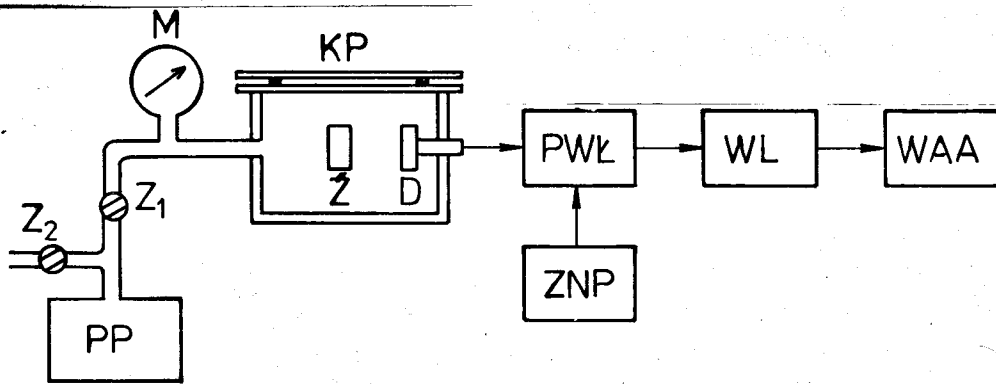
(w procentach) nazywamy energetyczną zdolnością rozdzielczą.

Wspomnieliśmy już o zaletach detektorów półprzewodnikowych w porównaniu z innymi licznikami. Detektor półprzewodnikowy jest układem analogicznym do komory jonizacyjnej, mamy tu również obszar, w którym cząstka naładowana wytwarza pary nośników o przeciwnych znakach. Jednakże energia potrzebna do wytworzenia pary elektron - dziura w krzemie wynosi 3,5 eV i jest około 10 razy mniejsza niż energia potrzebna do wytworzenia pary jonów w gazie. W takich samych warunkach wielkość impulsu będzie dla licznika półprzewodnikowego około 10 razy większa niż dla komory jonizacyjnej. Ma to podstawowe znaczenie dla energetycznej zdolności rozdzielczej uzyskiwanej dla tych liczników. Inną cenną zaletą liczników półprzewodnikowych jest to, że zasięgi cząstek w półprzewodniku są znacznie mniejsze niż w gazie wypełniającym komorę (cząstki α o energii 5 MeV mają zasięg w krzemie równy około $20\mu\text{m}$) i dzięki temu rozmiary licznika mogą być znacznie mniejsze.

4. APARATURA POMIAROWA

Pierwszym elementem toru przetwarzającego impuls powstający w detektorze półprzewodnikowym jest przedwzmacniacz ładunkowy PWŁ (Rys.6), którego zadaniem jest przetworzenie ładunku elektrycznego wytworzonego przez cząstkę jonizującą w warstwie zaporowej detektora na impuls napięciowy. Amplituda impulsu jest proporcjonalna do całkowitego ładunku zebranego na elektrodzie detektora, a więc do energii cząstki. Impulsy te są wzmacniane przez wzmacniacz liniowy WL, który zwiększa amplitudę wszystkich impulsów o ten sam czynnik zachowując proporcjonalność amplitudy do energii cząstki. Wzmacniacz może kształtować impulsy prostokątne o zadanym czasie trwania.

Wielokanałowy analizator amplitudy - WAA (Rys.7), do którego kierowane są impulsy ze wzmacniacza liniowego umożliwia posegregowanie tych impulsów w zależności od ich amplitudy i zliczenie w odpowiednich kanałach. Impulsy wejściowe kierowane są do przetwornika analogowo-cyfrowego PA-C gdzie wytwarzany



Rys.6. Schemat aparatury pomiarowej.

KP - komora próżniowa, M - manometr,

Z₁, Z₂ - zawory próżniowe, PP - pompa próżniowa,

Z - źródło promieniotwórcze ²⁴¹Am,

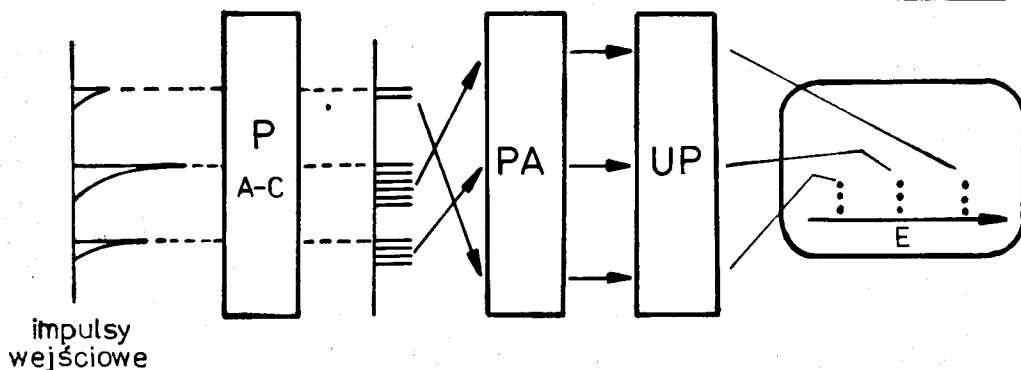
D - detektor półprzewodnikowy,

PWŁ - przedwzmacniacz ładunkowy, WL - wzmacniacz liniowy,

ZNP - zasilacz napięcia polaryzującego detektor,

WAA - wielokanałowy analizator amplitudy.

jest ciąg pomocniczych impulsów, których liczba jest proporcjonalna do amplitudy impulsu analizowanego. Ciąg impulsów pomocniczych odpowiadający pojedynczemu impulsowi wejściowemu jest zliczany w przeliczniku adresowym PA i otrzymana liczba określa numer kanału (adres komórki układu pamięciowego UP), którego zawartość jest zwiększana o jeden. W ten sposób w każdym kanale zliczane są impulsy, których amplituda należy



Rys.7. Zasada działania wielokanałowego analizatora amplitudy.

P A-C - przetwornik analogowo-cyfrowy,

PA - przelicznik adresowy, UP - układ pamięciowy.

do odpowiadajacemu mu przedziału wartości. Zawartość pamięci jest odwzorowywanana na ekranie monitora jako wykres zliczeń w funkcji numeru kanału.

5. WYKONANIE ĆWICZENIA

A. Po włączeniu zasilacza polaryzującego detektor półprzewodnikowy włączyć pompę rotacyjną i odpompować komorę próżniowa do chwili ustalenia się wskazań manometru na najniższym poziomie.

Dokonać pomiaru widma impulsów pochodzących od detektora półprzewodnikowego bombardowanego przez cząstki alfa ze źródła ^{241}Am .

Wyznaczyć numer kanału K_0 , w którym występuje maksymalna liczba zliczeń, szerokość piksu w połowie jego wysokości ΔK_0 oraz całkowitą liczbę zliczeń N_0 (suma zawartości kanałów pomiędzy krańcami piksu).

Zakładając, że amplituda impulsów zmierzona po odpompowaniu powietrza z komory próżniowej odpowiada energii cząstek alfa $E_0 = 5.48 \text{ MeV}$, obliczyć szerokość przedziału energii, jaki przypada na jeden kanał analizatora:

$$\delta E = E_0 / K_0$$

B. Otwierając na krótką chwilę zawór próżniowy zwiększać stopniowo ciśnienie powietrza w komorze co około 0.01 MPa. Dla każdego z ustalonych ciśnień p (manometr wskazuje różnicę między ciśnieniem w komorze i na zewnątrz) wykonać pomiar jak w punkcie A i wyznaczyć K , ΔK i N .

W miarę wzrostu ciśnienia gdy grubość warstwy powietrza staje się bliska zasięgowi cząstek alfa, następuje nałożenie widma impulsów od cząstek alfa i znacznie intensywniejszego widma szumów, które zawsze wypełniają najniższe kanały analizatora. Przy wyznaczaniu N należy wówczas oddzielić szumy od właściwego piksu. W tym zakresie ciśnienia należy zagęścić pomiary co około 0.002 MPa.

Znając odległość źródła od detektora d obliczyć dla każdego z ciśnień p grubość warstwy powietrza między detektorem, a źródłem wyrażoną jako masa na jednostkę powierzchni D [mg/cm^2]. Przy ciśnieniu $p_{\text{atm}}=760 \text{ mmHg}=0.101325 \text{ MPa}$ w temperaturze 20°C gęstość powietrza jest $\rho=1.205 \text{ mg}/\text{cm}^3$. Pomijając zależność od temperatury mamy:

$$D = \rho \cdot d \cdot p / p_{\text{atm}}$$

Wyznaczyć energie $E=\delta EK$ cząstek alfa padających na detektor po przebyciu warstwy powietrza o grubości D oraz szerokości połówkowe pików w jednostkach energii $\Delta E=\delta E \cdot \Delta K$. Sporządzić wykresy E i ΔE w funkcji D .

C. Dla każdej pary kolejnych punktów pomiarowych wyznaczyć różnice energii $\Delta E_i=E_{i+1} - E_i$ oraz różnice grubości warstwy powietrza $\Delta D_i=D_{i+1} - D_i$.

Wykreślić zależność zdolności hamowania $\Delta E_i/\Delta D_i$ od grubości warstwy powietrza $\langle D_i \rangle=(D_i+D_{i+1})/2$. Porównać otrzymany wykres z przewidywaniami teoretycznymi.

D. Wykreślić zależność całkowitej liczby zliczeń N cząstek alfa rejestrowanych przez detektor od grubości warstwy powietrza D . Wyznaczyć średni i ekstrapolowany zasięg cząstek alfa w powietrzu (Rys.3). Porównać z zasięgiem obliczonym wg.wzoru(9).

LITERATURA

1. A.Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN W-wa, 1969.
2. J.Orear, *Fizyka*, tom 2, WNT W-wa, 1993.
3. D.Halliday, R.Resnick, J.Walker, *Podstawy fizyki*, tom 5, PWN W-wa, 2003.

PYTANIA KONTROLNE

1. Co nazywamy energią rozpadu alfa? Dlaczego energia kinetyczna cząstki alfa emitowanej z jądra jest z dobrym przybliżeniem równa energii rozpadu?
2. Wymień wielkości charakteryzujące rozpad alfa i podaj zależności między nimi.
3. Jakie trudności napotyka fizyka klasyczna w wyjaśnieniu emisji cząstek alfa z jądra? Jak proces ten wyjaśnia mechanika kwantowa?
4. Jakie wielkości opisują oddziaływanie cząstek alfa z materią?
5. Wyjaśnij zasadę działania detektora półprzewodnikowego.
6. Zasada działania wielokanałowego analizatora amplitudy.