

Podstawy fizyki atomowej i jądrowej

Zygmunt Szefliński

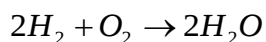
1. Atomowa struktura budowy materii

1.1. Chemiczne podstawy atomowej struktury materii - masy cząsteczkowe, masy atomowe.

Już spekulacje starożytnych Greków wprowadzały pojęcia atomu. Demokryt twierdził, że nie tylko materia ale i dusza składa się z atomów. Twierdzenia Demokryta nie poparte obserwacjami i analizą, opartą na dzisiejszych metodach badań naukowych dowodzi jedynie głębokiej wyobraźni naszych przodków i potrzeby poznawania praw przyrody. Aż do połowy osiemnastego wieku, kiedy zaczęła się rozwijać chemia ilościowa nie można było rozstrzygać o prawdziwości tez Demokryta i szkoły epikurejskiej opartych na atomizmie.

Dopiero Antoine Lavoisier w doświadczeniach nad spalaniem substancji zauważył, że ilość materii w reakcjach chemicznych nie ulega zmianie. Pod koniec osiemnastego wieku francuz J.L. Proust odkrywa prawo stosunków stałych, a dwaj Irlandczycy Brian Higgins i Wiliam Higgins sugerują, że reakcje chemiczne zachodzą pomiędzy elementarnymi cząstkami (dziś powiedzielibyśmy atomami) reagujących substancji. Dopiero John Dalton w pracach nad składem takich gazów jak metan, etylen, tlenek węgla i ditlenek węgla sformułował prawo stosunków wielokrotnych, które należałoby przytoczyć, ze względu na wagę jaką odgrywa na drodze do sformułowania współczesnej atomistycznej teorii budowy materii. **„Jeżeli substancja A reaguje z substancją B na dwa lub więcej sposobów, tworząc substancje C i D, wtedy przy stałej masie substancji A, masy substancji B w różnych produktach reakcji chemicznych pozostają do siebie w stosunkach będących ilorazami niewielkich liczb całkowitych”**. Przykładowo w różnych związkach azotu, 10 g azotu wiąże się z 5,7; 11,4; 17,1; 22,8 lub 28,5 g tlenu, a masy tlenu mają się do siebie jak: 1:2:3:4:5, są więc prostymi wielokrotnościami masy tlenu. Z obserwacji Daltona można wyciągnąć wniosek, że w reakcjach chemicznych biorą udział hipotetyczne porcje substancji chemicznych i tylko całkowita liczba owych porcji może wziąć udział w reakcji. Te porcje substancji, których nie daje się podzielić mogłyby przypominać atomy Demokryta.

Wkrótce po odkryciu Daltona Louis Gay-Lussac odkrył prawo dotyczące objętości gazów wchodzących w reakcje chemiczne, które to stwierdza: **„jeżeli gaz A reaguje z gazem B tworząc gaz C, to przy stałej temperaturze i ciśnieniu stosunki objętości gazów A, B i C wyrażają się prostymi liczbami całkowitymi”**. Przykład ilustrujący prawo Gay-Lussaca to tworzenie pary wodnej po połączeniu wodoru z tlenem - dwie objętości wodoru i jedna objętość tlenu tworzą dwie objętości pary wodnej. Prawo Gay Lussaca potwierdza wnioski Daltona ale stawia poważne znaki zapytania. Czy atom tlenu wchodzący w reakcje z atomami wodoru ulega podziałowi, takiemu aby jedna objętość tlenu mogła się podzielić na dwie objętości pary wodnej? Oznaczałoby to podzielność atomów. Chcąc zachować pojęcie niepodzielnego atomu należało wprowadzić pojęcie cząsteczek (molekuł elementarnych), jako najmniejszych obiektów mogących istnieć w stanie swobodnym. Uzgadniając wyniki prac Daltona i Gay-Lussaca, Amadeo Avogadro wprowadził pojęcie molekuł formułując prawo znane dziś jako prawo Avogadro: **„przy stałych temperaturze i ciśnieniu, równe objętości wszystkich gazów zawierają jednakową liczbę molekuł (cząsteczek)”**. Wracając do przykładu z syntezą wody z wodoru i tlenu, Avogadro pokazał, że implikacją tej reakcji jest dwuatomowość cząsteczek wodoru i tlenu. Teraz widzimy, że tworzenie pary wodnej wygląda następująco 2 cząsteczki wodoru i jedna cząsteczka tlenu tworzą dwie cząsteczki wody, co zapisujemy jako:



Wyniki uzyskiwane w reakcjach, choćby takich jak wymienione powyżej pozwalały wyznaczyć względne masy atomowe porównując masy substancji wchodzących w reakcje chemiczne. Wyniki uzyskiwane dla względnych mas atomowych były jednakże bardzo często sprzeczne i dopiero w drugiej połowie dziewiętnastego wieku włoski chemik Cannizzaro wyjaśnił, że prawo Avogadro może stanowić podstawę do wyznaczania mas atomowych, a niezgodne wyniki różnych chemików wynikały z braku jasnego rozróżnienia mas (ciężarów) atomowych i molekularnych. Choć historycznie pojawiało się pojęcia ciężaru atomowego i ciężaru cząsteczkowego, zgodnie z obowiązującym dziś nazewnictwem będziemy używać pojęć masy atomowej i masy cząsteczkowej, które są masami atomów i odpowiednio cząsteczek odnoszonymi do masy wzorcowej. Masę wzorcową wybierano historycznie zawsze tak aby masy atomowe i cząsteczkowe były zbliżone do liczb całkowitych.

Istotną zasługą Avogadro jest ustalenie właściwych stosunków pierwiastków w niektórych związkach, to on stwierdził, że np. cząsteczka wody zawiera jeden atom tlenu i dwa atomy wodoru, a amoniak zawiera jeden atom azotu i trzy atomy wodoru. Avogadro mógł więc uzyskać dokładniejsze wartości mas cząsteczkowych i atomowych niż Dalton.

Prawo Avogadro otworzyło drogę do wyznaczania względnych mas cząsteczkowych. Choć nikt wtedy nie potrafił zważyć pojedynczej molekuly istniał sposób wydzielania równej makroskopowej ilości cząsteczek i porównania ich ciężarów. Okazało się, że najlżejszą molekulą jest molekula wodoru, a ta jest podzielna i składa się z dwu atomów, więc najlżejszym atomem jest też atom wodoru. Gdy Proust w 1815 roku zaproponował przyjęcie masy wodoru za jednostkę, wówczas okazało się, że masy większości lekkich atomów i cząsteczek wyrażają się liczbami bardzo zbliżonymi do całkowitych. Z powodów, które omówione zostaną dalej, masy atomowe wielu cięższych pierwiastków nie są zbyt bliskie liczbom całkowitym. Wodór okazał się nie najlepszym wzorcem, bardziej zbliżone do liczb całkowitych masy atomowe można uzyskać wybierając jako wzorec cięższy pierwiastek. Dziś jako jednostka masy atomowej obowiązuje wzorec węglowy, a jednostką masy jest 1/12 masy izotopu ^{12}C ¹. Taki wybór jednostki masy implikuje, że masa atomu wodoru nie jest dokładnie równa jedności, ale masy atomowe innych pierwiastków są bardziej zbliżone do liczb całkowitych.

Dotychczasowa dyskusja oparta o badanie makroskopowych ilości materii przynosi argumenty na rzecz atomowej struktury materii, ale nie pozwala wyznaczyć bezwzględnej masy atomu wodoru czy węgla lub tlenu. Pierwsze wskazówki, że hipotetyczne atomy czy cząsteczki rzeczywiście istnieją dostarczyła obserwacja Roberta Browna z 1827 roku, który zauważył że małe cząstki pyłku zawieszone w wodzie wykonują dość skomplikowane przypadkowe ruchy. Choć początkowo sądzono, że to ruch materii żywej, okazało się, że wszystkie drobne cząstki wykonują takie ruchy, a ruch ten jest wynikiem zderzeń z molekułami cieczy. O ile prawo stosunków wielokrotnych, czy prawo Avogadro dostarczały argumentów z dziedziny chemii na rzecz atomowej struktury materii, to ruchy Browna dostarczają argumentu opartego na zjawisku zderzeń, a więc argumentu dziedziny fizyki.

1.2. Stała Avogadro.

Wszystkie względne masy atomowe i cząsteczkowe są bezwymiarowymi stosunkami określającymi ile razy atom czy cząsteczka danego rodzaju jest cięższa od jednostki masy atomowej. Wygodnie jest wybrać gram jako jednostkę masy, a jeśli rozważymy substancje gazowe o masach zawierających liczbę gramów gazu odpowiadającą masie cząsteczkowej, to na mocy prawa Avogadro substancje gazowe utworzą pewną szczególną objętość, gdyż

¹ Pojęcie izotopu węgla ^{12}C zostanie wyjaśnione dalej. Historycznie pojawiała się również jednostka masy atomowej zdefiniowana jako 1/16 masy atomu tlenu.

wszystkie gazy przy stałych temperaturze i ciśnieniu, gazów zawierają jednakową liczbę cząsteczek w równej objętości. Ilość gramów substancji odpowiadającą masie cząsteczkowej nazywamy gramocząsteczką (molem) substancji, a objętość, jaką tworzy mol gazu w warunkach normalnych (0°C i 760 mm Hg) nazywamy objętością molową, która wynosi 22 415 cm³. Przykładowo objętość molową tworzy 2 g wodoru, 4g helu, czy 32 g tlenu. Masy cząsteczkowe substancji trudno tworzących gazy uzyskuje się w oparciu o reakcje chemiczne z substancjami gazowymi.

Jak widzimy masa cząsteczkowa wyrażona w gramach jest masą całkowitą pewnej szczególnej ilości cząsteczek, która ma niewielkie znaczenie dla chemii, ale ogromne znaczenie dla fizyki, gdyż po podzieleniu masy molowej przez ilość cząsteczek uzyskujemy masę cząsteczki i dalej masy atomów. Liczba ta jest ogromna i wynosi w przybliżeniu $N_0 = 6,024 \cdot 10^{23}$ cząsteczek/mol. Liczba ta zwana dziś liczbą Avogadro została wyznaczona dopiero w roku 1865 przez Loschmidta, a później w 1908 roku, potwierdzona w doświadczeniu Perrina [1]. Dopiero znajomość liczby Avogadro pozwala wyznaczyć bezwzględne masy cząsteczek i atomów. Policzmy więc dla przykładu masę cząsteczki wodoru. W dwóch gramach wodoru znajduje się liczba cząsteczek równa liczbie Avogadro, możemy łatwo obliczyć przybliżoną wartość bezwzględną masy cząsteczki wodoru:

$$m(H_2) \cong \frac{2g}{6 \cdot 10^{23}} \cong 2,34 \cdot 10^{-24} g$$

Oczywiście masa atomu wodoru jest dwukrotnie mniejsza i wynosi

$$m_H \cong 1,67 \cdot 10^{-24} g \quad (1.1)$$

Bezwzględne wartości mas kolejnych pierwiastków i molekuł możemy szacować mnożąc masę wodoru przez masy atomowe bądź cząsteczkowe.

Choć dziś wiemy, że materia występująca w przyrodzie ma strukturę ziarnistą, to zasługi usunięcia pozostałości sceptycyzmu w stosunku do atomowej struktury materii należy przypisać nie tylko chemikom ale i fizykom. Szczególną zasługę należy przypisać pracom Faradaya dotyczącym chemicznych skutków przepływu prądu elektrycznego. W sformułowanym tzw. pierwszym prawie elektrolizy Faraday zauważa, że **„masy substancji wydzielone w trakcie elektrolizy są proporcjonalne do ładunku elektrycznego jaki przepłynął między elektrodami”**, a niezależne od materiału i wymiarów geometrycznych elektrod. W drugim prawie elektrolizy Faraday stwierdził, że w procesie elektrolizy różnych substancji przepływ takiego samego ładunku powoduje wydzielenie mas proporcjonalnych do odpowiednich równoważników masowych. Prawo to wskazuje na ziarnistą strukturę elektryczności i oznacza, że każdy jednowartościowy jon przenosi pewną elementarną porcję ładunku, dwuwartościowy dwie porcje itd.. Ładunek elektryczny potrzebny do wydzielenia równoważnika chemicznego, zwana jest stałą Faradaya i wynosi ok. $F \cong 9,65 \cdot 10^4 C/mol$. Znajomość stałej Faradaya wraz z liczbą Avogadro pozwala obliczyć wielkość elementarnej porcji ładunku przenoszonej przez jednowartościowy jon.

$$q_0 = \frac{F}{N_A} \cong \frac{9,65 \cdot 10^4 C/mol}{6 \cdot 10^{23}/mol} = 1,6 \cdot 10^{-19} C \quad (1.2)$$

Nie dziwimy się, że wielkość ładunku, który uzyskaliśmy jest bardzo zbliżona do ładunku elementarnego, który znamy jako ładunek elektronu, $e = 1,602 \cdot 10^{-19} C$.

Podobnie jak proste proporcjonalności Daltona i Gay-Lussaca drugie prawo Faradaya potwierdza hipotezę o atomowej strukturze materii, a co więcej wskazuje na atomową strukturę elektryczności. Przytoczone powyżej argumenty z zakresu chemii i fizyki usuwają wszelkie wątpliwości dotyczące atomowej struktury materii i elektryczności. Jeśli takie wątpliwości u czytelnika pozostają, należy powtórnie przekartkować powyższy tekst.

1.3. Fizyczne podstawy atomowej struktury materii, rozmiary atomów.

Prace Daltona, Gay-Lussaca, Avogadro, Faradaya i wielu innych chemików i fizyków pozwalają nam bez sięgania do eksperymentów współczesnej fizyki atomowej określić masę atomu wodoru (1.1), oraz masy innych atomów po pomnożeniu masy atomu wodoru przez odpowiednie masy atomowe, a także wielkość ładunku elementarnego (1.2) przenoszonego przez jednowartościowy jon w procesie elektrolizy. Znamy też stałą Avogadro i objętość molową gazu. Po podzieleniu objętości molowej przez stałą Avogadro uzyskamy objętość zajmowaną przez pojedynczy atom gazu.

$$V_0 = \frac{22415 \text{ cm}^3}{N_A} \cong \frac{22415 \text{ cm}^3}{6 \cdot 10^{23} / \text{mol}} = 3,7 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$$

Po wyliczeniu objętości zajmowanej przez atom, już tylko krok do poznania rozmiarów liniowych atomu. Rozmiar liniowy takiej objętości to pierwiastek trzeciego stopnia z objętości (tak będzie dla objętości wypełnionej ściśle sześcianami). Najprostszy szacunek takiego wymiaru liniowego daje, $a = \sqrt[3]{V_0} = \sqrt[3]{37 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3} = 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$. Jest to wymiar liniowy objętości zajmowanej przez atom gazu w warunkach normalnych. Prawdziwy rozmiar atomu uzyskamy z podobnych rozważań przeprowadzonych dla ściśle upakowanych atomów ciała stałego.

Weźmy dla przykładu atomy glinu, Al (wybieram Al, ponieważ jest to metal z dobrze upakowanymi atomami, o masie atomowej glinu bliskiej 27). Glin ma ciężar właściwy $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$: biorąc 27 g Al., czyli 10 cm^3 uzyskujemy liczbę atomów równą liczbie Avogadro. Objętość zajmowana przez pojedynczy atom Al i rozmiar liniowy atomu glinu będą więc równe:

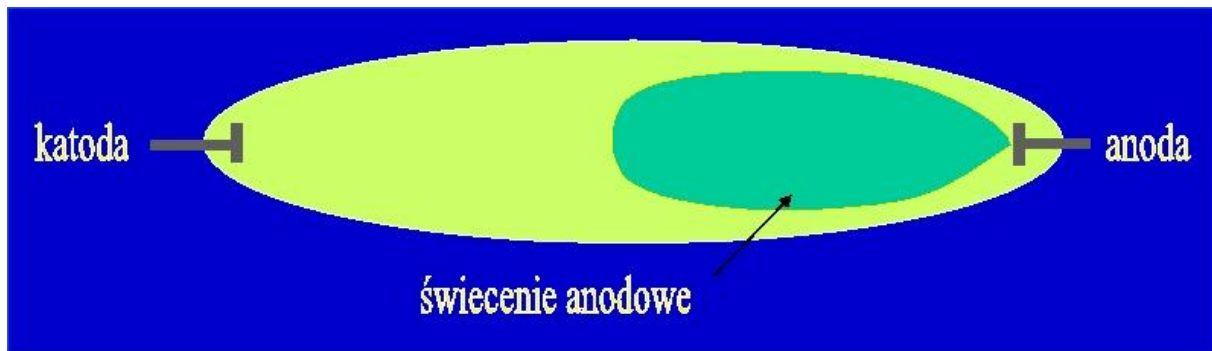
$$V_0 = \frac{10 \text{ cm}^3}{N_A} \cong \frac{10 \text{ cm}^3}{6 \cdot 10^{23} / \text{mol}} = 17 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3 \Rightarrow a = \sqrt[3]{V_0} = \sqrt[3]{17 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3} = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

Promień atomu glinu można przybliżyć jako połowę rozmiaru liniowego elementarnej sześcienniej komórki zajmowanej przez atom, co daje $r_{Al} \approx 1,25 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Zauważmy, że cząsteczka gazu w warunkach normalnych zajmuje objętość o trzy rzędy większą niż rozmiar atomu. Z obserwacji makroskopowych wiemy, że gęstość powietrza przekracza nieznacznie 1 mg/cm^3 , a gęstość wody to 1 g/cm^3 .

Dotychczasowe rozumowanie prowadzi nas do modelu atomu, który dla różnych pierwiastków ma różne masy, będące przybliżeniami wielokrotnościami masy najprostszego atomu wodoru. Nasze atomy w elektrolitach stają się jonami i przenoszą ładunki elektryczne w pewnych porcjach, które są wielokrotnościami ładunku elementarnego, co oznacza, że nasze atomy mogą tracić lub zyskiwać porcje ładunku elektrycznego, które możemy wstępnie nazwać cząstkami elektryczności. Rolę owych cząstek elektryczności w atomach wyjaśniły badania przechodzenia elektryczności przez rozrzedzone gazy.

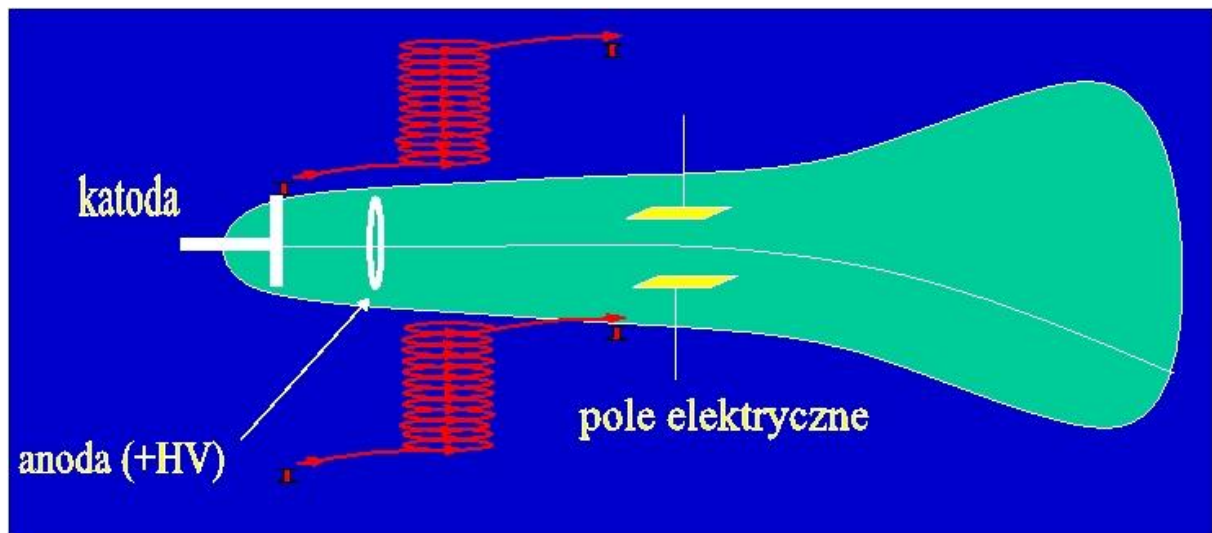
1.4. Elektron, ładunek i masa elektronu

W eksperymentach nad przepływem prądu elektrycznego w rozrzedzonych gazach, po przyłożeniu napięcia do elektrod – ujemnej katody i dodatniej anody, w rurkach wypełnionych powietrzem pod niewielkim ciśnieniem pojawia się zielonkawe świecenie (Rys. 1.1), takie świecenie jest widoczne prawie w całym obszarze między elektrodami, a jeśli wstawimy przesłonę między elektrodami, to możemy zaobserwować wyraźny cień po stronie przeciwnej niż katoda.



Rys. 1.1 Świecenie wywołane przepływem prądu w rozrzedzonym gazie

Z takich eksperymentów wynika, że świecenie jest wywołane przez pewnego rodzaju promienie, które wychodzą z katody i poruszają się po liniach prostych. Promienie te zostały nazwane promieniami katodowymi. Badania J.J. Thomsona nad promieniami katodowymi pokazały, że te promienie przenoszą ładunek elektryczny, odchylają się w polu elektrycznym i magnetycznym (Rys. 1.2), a mierzone odchylenie promieni pozwala wyznaczyć wartość q/m . Stosunek ładunku elektrycznego do masy, q/m jest stały dla wszystkich promieni katodowych, a obecnie przyjęta wartość $q/m = 1,7586 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$. Dzięki pomiarowi wartości q/m , J.J. Thomson jest uważany za odkrywcę podstawowej cząstki wchodzącej w skład atomu - elektronu.



Rys. 1.2 Szkic lampy katodowej użytej przez Thomsona do pomiaru stosunku q/m dla promieni katodowych. Promienie katodowe przechodzą przez otwór w anodzie, a następnie przechodzą przez skrzyżowane pola magnetyczne (symbolizowane przez cewki) i elektryczne

Choć pomiary e/m wskazują na elektron jako cząstkę o określonym ładunku i masie to do wyznaczenia tych charakterystyk potrzebny był oddzielny pomiar ładunku, bądź masy. Pomiaru ładunku elektronu dokonał R.A. Millikan w 1909 roku, w słynnym doświadczeniu na kroplach oleju opadających w polu elektrycznym [2]. Współczesne dokładne pomiary tego ładunku dają wartość $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Gdy znane są e/m i wartość ładunku e , możemy wyznaczyć masę elektronu

$$m_e = \frac{e}{e/m} = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}}{1,7586 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}} = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

Należy zauważyć, że masa elektronu jest równa ok. 1836 razy mniejsza od masy atomu wodoru, co wskazuje, że elektrony wchodzą w skład atomów ale nie decydują o ich masie.

1.5. Jądro atomowe, liczba atomowa, liczba masowa

Podobne pomiary, jak dla promieni katodowych, przeprowadził Thomson dla promieni dodatnich. Zastosował skrzyżowane pola elektryczne i magnetyczne i stwierdził, że promienie dodatnie mają również jednoznacznie określone wartości q/m . Największą wartość q/m uzyskał dla jonów dodatnich wodoru. Przy założeniu, że ładunek jonu jest równy ładunkowi elementarnemu Thomson mógł wyznaczyć masę jonu wodoru, która zgodnie z oczekiwaniem okazała się 1836 razy większa od masy elektronu. Dziś, po doświadczeniach Rutherforda wiemy, że dodatnio naładowane jony wodoru to protony.

Nieoczekiwanym wynikiem uzyskanym w badaniach jonów dodatnich, wykonanych przez Thomsona, była obserwacja więcej niż jednej wartości q/m dla niektórych czystych chemicznie gazów. Badanie q/m dla neonu o masie atomowej 20,18 wskazało na dwa rodzaje neonu o identycznych własnościach chemicznych, ale o różnych masach atomowych 20 i 22. Badania innych pierwiastków potwierdziły, że istnieje wiele takich pierwiastków zachowujących się identycznie pod względem chemicznym, ale różniących się masą. Takie odmiany pierwiastków o różnej masie nazwano izotopami. Odkrycie izotopów wyjaśniło również znaczne odchylenia mas atomowych niektórych pierwiastków od wartości całkowitej. Przykładowo masę atomową neonu 20,18 można uzyskać mieszając składniki o masach atomowych 20 i 22 w odpowiedniej proporcji, a wypadkowa masa atomowa jest średnią masą atomową mieszaniny.

W fizyce atomowej i jądrowej - najczęściej używaną jednostką energii jest elektronowolt ($1\text{eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{C} \cdot \text{V} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{J}$), bądź jego wielokrotności: $1\text{keV} = 10^3 \text{eV}$, $1\text{MeV} = 10^6 \text{eV}$, $1\text{GeV} = 10^9 \text{eV}$. Zauważmy, że energie jonizacji atomów (energie, potrzebne dla oderwania od neutralnego atomu jednego elektronu) wynoszą od dziesiątków eV (energia jonizacji atomu wodoru - $13,6 \text{eV}$) do wartości większych o kilka rzędów wielkości - potrzebnych dla uwolnienia elektronu z "głębokiej" powłoki ciężkiego atomu (90keV dla Pb , ok. 120keV dla U). Najważniejszy dla naszych dalszych rozważań obszar - fizyki jądrowej - sięga od keV (najniższe energie wzbudzenia jąder) do setek, czy tysięcy MeV (ok. 200MeV to energia wydzielająca się w rozszczepieniu ciężkiego jądra, a energia potrzebna dla rozdzielenia wszystkich nukleonów wchodzących w skład ciężkiego jądra jest rzędu $2000\text{MeV} = 2\text{GeV}$). Cząstki niosące jeszcze znacznie wyższe energie występują w promieniowaniu kosmicznym.

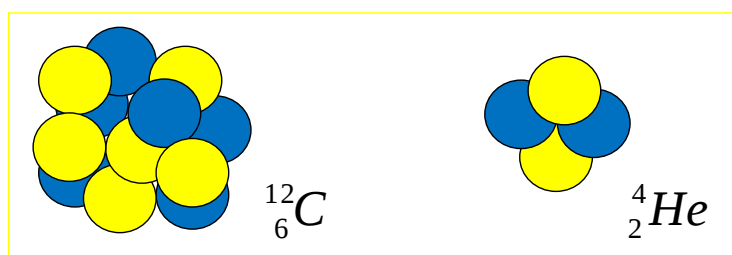
Masy obiektów subatomowych wygodnie jest wyrażać w jednostkach energii. Korzystając z dobrze znanego związku $E=mc^2$ (gdzie E jest energią odpowiadającą masie m , zaś c - prędkością światła), wyrażamy masę w jednostkach MeV/c^2 . (Uwaga : często przyjmujemy układ jednostek, w którym $c = 1$ i wówczas mówimy, że masę wyrażamy w MeV). W naszych rozważaniach dotyczących mas jąder (atomów pozbawionych powłoki elektronowej) oraz cząstek elementarnych będziemy się posługiwać najczęściej jednostką MeV/c^2 . W obliczeniach należy pamiętać o odróżnianiu masy jąder od masy odpowiednich neutralnych atomów². Masy nuklidów wyrażane są także w jednostkach zwanych j.m.a (jednostka masy atomowej; $j.m.a. = \frac{1}{12}$ masy neutralnego atomu izotopu węgla $^{12}_6\text{C}$).

$$j.m.a(1u) = 1,660566 \cdot 10^{-27} \text{kg} = 931,49 \text{MeV}$$

Należy zauważyć, że atomowa jednostka masy nie odbiega znacząco od masy protonu $m_p = 938,27 \text{MeV}/c^2$, czy masy neutronu $m_n = 939,57 \text{MeV}/c^2$.

² W literaturze niekiedy (np. Krane, "Introductory Nuclear Physics") jako masę nuklidu przyjmuje się masę atomu całkowicie pozbawionego powłoki elektronowej. Oznacza to równość masy jądra i masy nuklidu.

Dziś wiemy, że atom odkrywany stopniowo przez Daltona, Avogadro, Thomsona, czy Rutherforda to nie atom Demokryta. Znaleziony atom nie jest obiektem elementarnym – składa się z jądra i powłoki elektronowej, a atomy poszczególnych pierwiastków są różne. Co więcej jądra atomowe też nie są obiektami elementarnymi ale składają się z bardziej podstawowych cząstek i nawet jądra atomów tego samego pierwiastka chemicznego mogą się różnić (izotopy). Najprostszy, atom to atom wodoru, ale nie jest on składnikiem innych atomów jak to się wydawało Daltonowi. Dziś wiemy, że atomy poszczególnych pierwiastków mają różne jądra i odpowiadające tym jądom powłoki elektronowe. Jądra atomowe atomów poszczególnych pierwiastków zawierają całkowitą liczbę nukleonów (protonów i neutronów) w jądrach i stąd ich masy atomowe są w przybliżeniu wielokrotnościami masy wodoru. Atom wodoru zawiera jeden proton w swoim jądrze i jego masę możemy przybliżać jednostką masy atomowej, zaś jądro atomu węgla zbudowane jest z sześciu protonów i sześciu neutronów (Rys. 1.3), dlatego też jest w przybliżeniu 12 razy cięższe od atomu wodoru. Odpowiednio atom azotu jest 14 razy cięższy od atomu wodoru a atom tlenu 16 razy³.



Rys. 1.3 Szcik budowy wybranych jąder atomowych

Liczba nukleonów (protonów i neutronów) w jądrze to liczba masowa (A), która jest liczbą całkowitą, zbliżoną do masy atomowej pierwiastka. Liczba atomowa, decydująca o właściwościach chemicznych pierwiastka, to liczba protonów w jądrze, decyduje ona o ładunku jądra i jednocześnie o liczbie elektronów w powłoce atomowej, a jest oznaczana symbolem Z . Liczba neutronów jest oznaczana symbolem N .

Liczba masowa, $A=N+Z$ wskazuje ile razy atom cięższy jest od atomu wodoru. Tylko nieliczne substancje chemiczne składają się tylko z jednego rodzaju atomów. Na ogół w przyrodzie występuje kilka rodzajów atomów mających identyczne właściwości chemiczne, ale różniących się liczbą neutronów w jądrze atomowym. Takie atomy o identycznych liczbach atomowych, ale różniące się liczbami neutronów i liczbami masowymi, to izotopy tego samego pierwiastka, o czym wspomniano powyżej. Jak już wspomniano, masa atomowa pierwiastka to średnia mas atomowych poszczególnych izotopów występujących w przyrodzie. W przypadku, gdy interesują nas właściwości jąder jako samodzielnych obiektów (a nie jąder jako składnika atomu), nazywamy je nuklidami. Nuklidy oznaczamy za pomocą symboli A_ZX , gdzie wskaźnik górny A , to liczba masowa, wskaźnik dolny Z , to liczba atomowa, a symbol X informuje o nazwie pierwiastka. Przykładowo $^{18}_9\text{F}$ oznacza nuklid, który jest jądrem fluoru o dziewięciu protonach i dziewięciu neutronach, a liczba nukleonów w jądrze wynosi 18.

1.6. Problem składników jądra

Znając ładunek jądra (Z) oraz jego masę (ściślej: liczbę masową A) próbowano przypisać jądru A_ZX składniki: A protonów i $A-Z$ elektronów, co dawało prawidłowe wartości ładunku oraz masy, o której decydowałyby masa A protonów - (masa elektronów jest zaniedbywalna). Model ten okazał się sprzeczny z wiedzą o własnościach jąder z co najmniej dwóch niezależnych powodów:

³ Tak naprawdę te proste wielokrotności masy wodoru uzyskujemy dla izotopów ^{12}C , ^{14}N , i ^{16}O

- elektrony, znajdujące się w jądrze o rozmiarach rzędu kilku fm (Δx rzędu fm) miałyby -zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga - pęd, którego nieokreśloność $\Delta p \geq \frac{\hbar}{\Delta x} \approx \frac{200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{\text{fm} \cdot c} \approx 200 \text{ MeV} / c$. Elektrony (mała masa, ok 0,5 MeV) miałyby zatem wewnątrz jądra energie o *nieokreśloności* $\Delta E \approx 200 \text{ MeV}$. Tymczasem elektrony, emitowane z jąder w procesie przemiany β mają energie nie przekraczające kilku MeV!
- Pomiaru spinów protonu, elektronu oraz niektórych jąder wykazały sprzeczność: jądra o parzystej liczbie A i nieparzystym Z powinny - w myśl tego modelu i kwantowych zasad sumowania momentów pędu - mieć spiny połowkowe; tymczasem np. spin jądra $^{14}_7\text{N}$, wyznaczony eksperymentalnie jest całkowity.

Powyższe argumenty, wykluczające obecność elektronów jako składników jąder, wykorzystujące zasadę Heisenberga i pojęcie spinu, nie były dostępne w czasie, gdy doświadczenia Rutherforda wykazały istnienie jąder atomowych, o określonym ładunku Z i liczbie masowej A. W 1920 r. Rutherford wysunął hipotezę istnienia w jądrze cząstek elektrycznie obojętnych, (neutronów) o masie zbliżonej do masy protonu; ich liczba w jądrze o liczbie masowej A i ładunku Ze wynosiłaby (A-Z). Taka hipoteza była niesprzeczna ze znanymi wówczas własnościami jąder atomowych. Odkrycie *neutronu* w wyniku eksperymentów Bothego i Beckera oraz I. i F. Joliot-Curie, prawidłowo zinterpretowanych przez Chadwicka (1932 r.), potwierdziło sugestię Rutherforda. Składnikami jąder atomowych są więc: proton o jednostkowym dodatnim ładunku elektrycznym i masie $m_p = 938,27 \text{ MeV}/c^2$ i neutron elektrycznie obojętny o masie $m_n = 939,57 \text{ MeV}/c^2$

Wracając do podstawowej charakterystyki cząstek, jaką jest ich masa, zauważmy, że masę nukleonu można *oszacować*, nie odwołując się do specjalnych eksperymentów, których celem jest *wyznaczanie* mas atomów, jąder i cząstek, w tym nukleonów (protonów i neutronów, których masy są nieco różne, ale dla przybliżonych oszacowań można mówić po prostu o masie nukleonu). W jednym gramie wodoru znajduje się liczba atomów równa liczbie Avogadro ($N_A \approx 6 \cdot 10^{23}$). Ponieważ każdy atom wodoru zawiera jeden nukleon (proton) to pomijając masy elektronów i energie wiązania możemy łatwo obliczyć przybliżoną wartość masy jednego nukleonu:

$$m_N \approx \frac{1g}{6 \cdot 10^{23}} \approx 1.67 \cdot 10^{-24} g$$

Wartość oszacowana w tak prosty sposób jest bliska dobrze obecnie znanej masie protonu, $1.673 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 938.27 \text{ MeV}/c^2$. Dla porównania przypomnijmy, że masa elektronu, m_e , wynosi $9.1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$.

Masa protonu, niewyobrażalnie mała w porównaniu z masami obiektów makroskopowych, jest skupiona w bardzo małej objętości, o rozmiarach liniowych rzędu 1.2 - 1.4 fm; oznacza to, że gęstość materii w nukleonie jest rzędu

$$\rho_N \approx \frac{1.67 \cdot 10^{-24} g}{\frac{4}{3} \pi (1.2 \text{ fm})^3} \approx 2.3 \cdot 10^{14} g / \text{cm}^3 = 230 \text{ mln ton} / \text{cm}^3$$

Wyprzedzając dalsze informacje o jądrach atomowych, warto tu dodać, że gęstość materii jądrowej, złożonej z "ciasno upakowanych" nukleonów ma podobną wartość - o kilkanaście rzędów wielkości większą od gęstości substancji, spotykanych w otaczającym nas świecie.

Obszerny zestaw stałych fizycznych można znaleźć w wielu podręcznikach [3,4].

Dziś wiemy, że jądra atomowe składają się z protonów i neutronów, a ładunek jądra niosą tylko protony. Neutrony to cząstki neutralne o masie zbliżonej do masy protonu. Budowa jądra atomowego zostanie omówiona w kolejnym rozdziale.

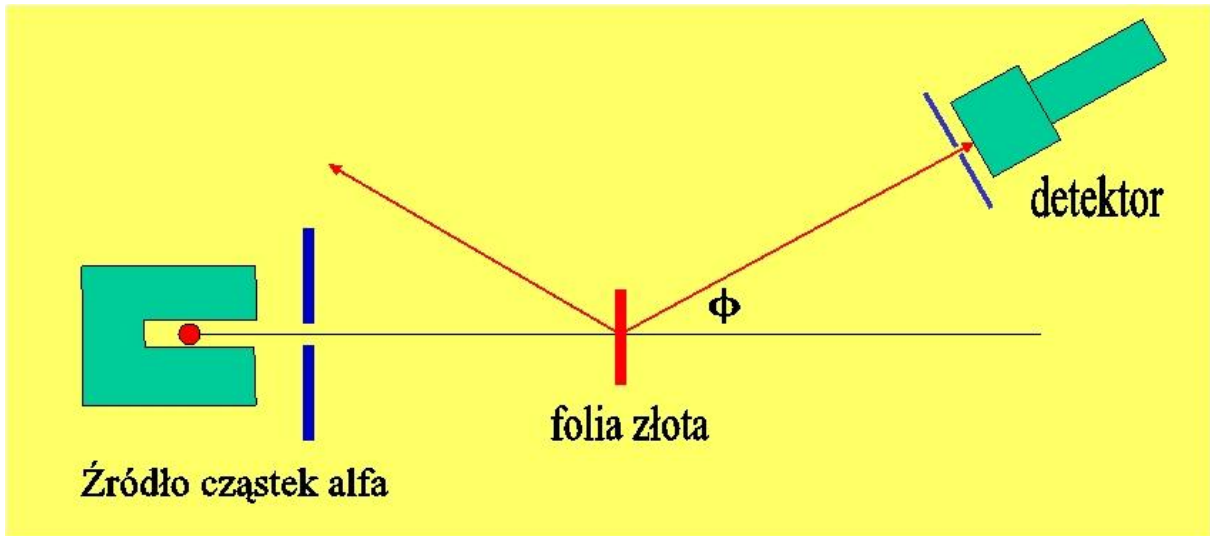
Obiekty stanowiące przedmiot fizyki atomowej i jądrowej to

- atomy składające się z masywnego, naładowanego jądra atomowego i powłoki elektronowej zawierającej liczbę elektronów odpowiadającą ładunkowi jądra wyrażonemu w ładunkach elementarnych
- jądra atomowe, będące częścią odpowiednich atomów, po pozbawieniu ich wszystkich elektronów,
- składniki jąder atomowych, czyli nukleony (protony i neutrony),
- bardzo liczne cząstki, produkowane w wyniku procesów, w których uczestniczą jądra, bądź nukleony.

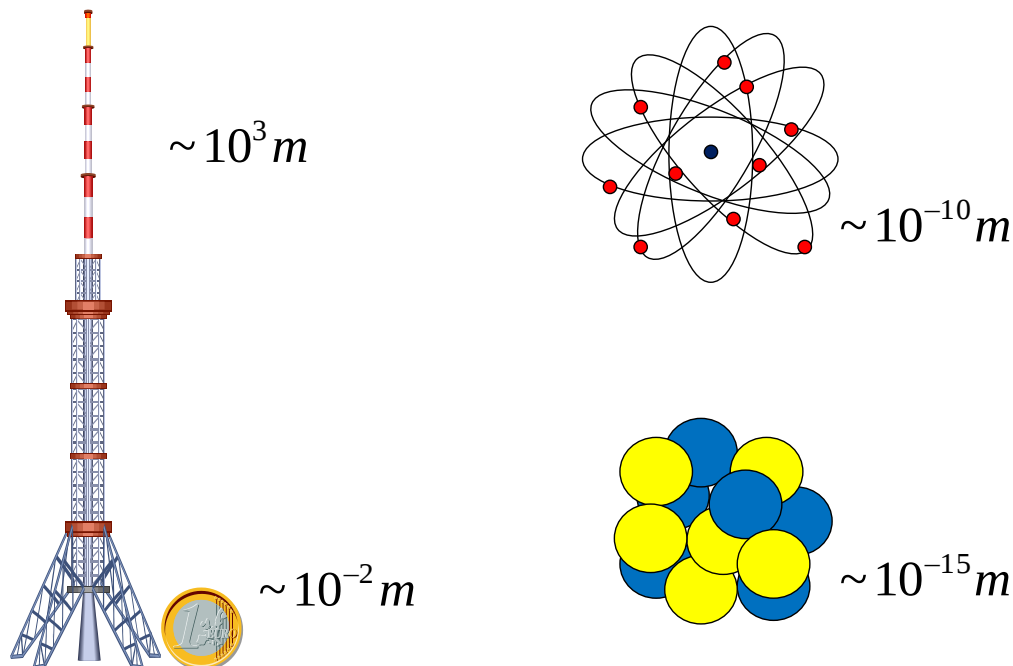
2. Model atomu

2.1. Rozmiary jąder atomowych, ładunek jądra.

O roli elektronu w budowie atomu rozstrzygnęły eksperymenty Ernesta Rutherforda z 1911 roku [1,3]. Kiedy Rutherford rozpoczynał badania masa elektronów ciągle pozostała nieznana, nie można było określić ile elektronów zawiera atom, choć wiadano, że atomy są elektrycznie obojętne, co oznaczało, że w atomie występuje również ładunek dodatni o nieznanej postaci. Rutherford, przeprowadził szereg pomiarów poświęconych badaniu rozpraszania cząstek α (z naturalnego źródła promieniotwórczego) na foliach metalowych Au, Ag, Cu i Al (Rys. 2.1).

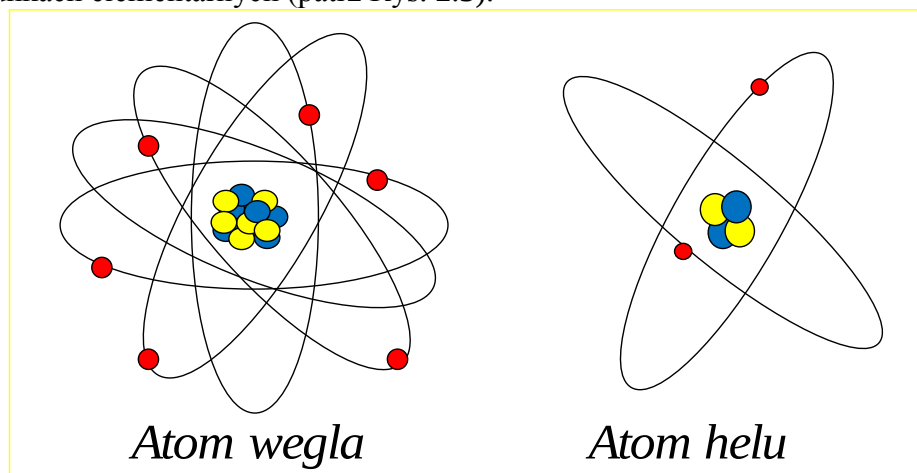


Rys. 2.1 Układ doświadczalny użyty w laboratorium Rutherforda do badania rozpraszania cząstek α na cienkich metalowych foliach. Detektor można było obracać zmieniając kąt Φ



Rys. 2.2 Porównanie rozmiarów wewnątrz atomu. Rozmiar powłoki elektronowej atomu ma się tak do rozmiaru jądra atomowego jak wysokość wieży do średnicy małej monety

Eksperymenty Rutherforda pozwoliły skonstruować współczesny model atomu składającego się z niewielkiego masywnego jądra, zawierającego cały ładunek elektryczny i niemal całą masę atomu oraz lekką powłokę elektronową, na której znajdują się elektrony, z których każdy niesie elementarny ładunek ujemny. Ponieważ atom jako całość jest neutralny, liczba elektronów na wszystkich orbitach jest równa ładunkowi jądra, wyrażonemu w ładunkach elementarnych (patrz Rys. 2.3).



Rys. 2.3 Uprozczone przedstawienie modelowe wybranych lekkich atomów

Dotychczasowe informacje o atomach można podsumować w kilku punktach:

- Atomy są trwałe i niezmiennie w czasie
- Atomy łączą się ze sobą tworząc cząsteczki i związki chemiczne
- Atomy są neutralne elektrycznie, choć mogą ulegać jonizacji, tracąc lub zyskując ładunek elektryczny
- Atomy wysyłają i pochłaniają promieniowanie elektromagnetyczne

Jeśli chcemy zbudować model powłoki elektronowej atomu powinniśmy wybrać taki, który opisuje wszystkie wymienione powyżej własności atomów. Choć współczesna mechanika kwantowa opisuje zachowanie obiektów mikroświata niesłychanie precyzyjne, do zrozumienia budowy powłoki elektronowej wybierzemy prosty poglądowy model Bohra i zastosujemy ten model do opisu najprostszego atomu – jednoelektronowego atomu wodoru.

2.2. Widma atomowe, poziomy energetyczne i widmo atomu wodoru

Nils Bohr zaproponował model przypominający układ planetarny, gdzie dokoła ciężkiego jądra krąży po orbicie kołowej elektron. Odpowiednikiem siły grawitacji jest siła przyciągania kulombowskiego pomiędzy dodatnio naładowanym jądrem i elektronem pełniącym rolę planety. Żeby ułatwić rachunki prowadzące do uzyskania energii wiązania elektronu w atomie wodoru, wprowadzimy trzy pożyteczne wielkości, które są kombinacjami

stałych fizycznych: bezwymiarową stałą struktury subtelnej, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ i kombinację $\hbar c \approx 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ oraz energię spoczynkową elektronu $mc^2 \approx 0,511 \text{ MeV}$.

Siła przyciągająca w tym modelu to $F_C = \frac{e^2}{r^2}$, to siła dośrodkowa w ruchu elektronu po okręgu o promieniu r i prędkości v . Dla zapewnienia równowagi sił w ruchu po okręgu powinno być spełnione równanie:

$$\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (2.1)$$

Jeśli wydzielimy po jednej stronie wielkość odpowiadającą momentowi pędu elektronu na orbicie to dostaniemy: $m^2 v^2 r^2 = Ze^2 m r$. Po lewej stronie uzyskanego równania mamy kwadrat momentu pędu; tutaj Bohr wprowadza postulat, że momenty pędu mogą występować tylko w całkowitych porcjach, które są wielokrotnościami stałej Plancka dzielonej przez 2π , co możemy zapisać jako:

$$L = n\hbar \Rightarrow L^2 = m^2 v^2 r^2 = n^2 \hbar^2 = Ze^2 m r \Rightarrow r = \frac{n^2 \hbar^2}{mZe^2},$$

Mamy już pierwszy ciekawy rezultat – nie wszystkie promienie orbit są dopuszczalne, najmniejszy promień orbity elektronu uzyskamy wstawiając $n=1$, obliczając ten promień dla atomu wodoru wstawimy liczbę atomową wodoru $Z=1$.

$$r = \frac{n^2 \hbar^2}{mZe^2} = \frac{1^2 \hbar^2 c^2}{mc^2 e^2} = \frac{\hbar c}{mc^2 e^2 / \hbar c} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{0,511 \text{ MeV} \cdot 1/137} \approx 5,3 \cdot 10^4 \text{ fm} = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad (2.2)$$

Uzyskaliśmy promień Bohra, co oddaje rozmiar atomu wodoru, a kolejne promienie orbit elektronowych wodoru będą wzrastały jak kwadraty liczb całkowitych, czyli 4r, 9r 16r itd. Dopuszczalne promienie są więc skwantowane co jest konsekwencją kwantowania momentu pędu.

Żeby policzyć energie elektronu na poszczególnych orbitach musimy sięgnąć do pojęcia energii potencjalnej i kinetycznej. Klasyczną wielkość energii kinetycznej wyznaczmy z równania (2.1);

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{Ze^2}{2r}$$

Energia ta jest dodatnia, w przeciwieństwie do energii potencjalnej, która w polu sił przyciągających jest ujemna. Dla pola kulombowskiego energia potencjalna będzie równa:

$$E_p = -\frac{Ze^2}{r}$$

Całkowita energia jest sumą energii potencjalnej i kinetycznej co daje:

$$E = E_k + E_p = \frac{Ze^2}{2r} - \frac{Ze^2}{r} = -\frac{Ze^2}{2r}$$

Wstawiając wyliczoną wcześniej wartość promienia jądra (wzór 2.2), dostajemy wyrażenie opisujące energie elektronów dla kolejnych liczb n.

$$E = -\frac{Ze^2}{2r} = -\frac{mZ^2 e^4}{2n^2 \hbar^2} \quad (2.3)$$

Energie są ujemne, co odzwierciedla fakt, że gdy chcemy wyrwać elektron z atomu musimy energii dostarczyć. Ta dostarczana energia to energia jonizacji. Z kolei gdy elektron obsadza wolną orbitę, emituje porcję energii w postaci fotonu.

Korzystając z gotowego wzoru na energię całkowitą w atomie (wzór 2.3), policzmy tę energię dla orbity Bohra w atomie wodoru. Po pomnożeniu licznika i mianownika przez kwadrat prędkości światła uzyskamy nasze wcześniej wprowadzone stałe, co pozwoli łatwo wykonać rachunki:

$$E = -\frac{mZ^2 e^4}{2n^2 \hbar^2} = -\frac{mc^2 Z^2 e^4}{2n^2 \hbar^2 c^2} = -\frac{511 \text{ keV}}{2n^2 (137)^2} = -\frac{13,6 \text{ eV}}{n^2}$$

Dla $n=1$ energia na orbicie wynosi -13,6 eV, na kolejnej 4 razy mniej czyli – 3,4 eV itd. Oznacza to że elektron spadający z drugiej orbity na pierwszą wyemituje kwant

promieniowania nadfioletowego o energii $10,2 \text{ eV}$. Okazuje się, że model atomu wodoru opisuje bardzo dobrze jakościowo rozmiary atomu, i energie poziomów energetycznych, co znajduje swoje odzwierciedlenie w znakomitym ilościowym opisie serii widmowych emitowanych przez wzbudzone atomu wodoru. Seria Lymana to przejścia z kolejnych orbit na orbitę o $n=1$, seria Balmera z obszaru widzialnego, to przejścia elektronów na orbitę o $n=2$, seria Paschena to przejścia w podczerwieni na orbitę o $n=3$. Czytelnik może samodzielnie policzyć długość fali promieniowania dla przejścia Balmera z $n=3$ na $n=2$, wyliczając różnicę energii na tych poziomach, a potem wyliczając długość fali promieniowania o danej energii.

Model Bohra wprowadził liczbę kwantową n , zwaną główną liczbą kwantową, pokazując, że przejścia elektromagnetyczne pomiędzy stanami o różnych n , są odpowiedzialne za dyskretne widma promieniowania obserwowane w rzeczywistych atomach. Model ten bardzo dobrze opisuje jednoelektronowy atom wodoru, który w stanie podstawowym lokuje elektron w stanie $n=1$, a przeniesienie elektronu w wyniku zderzenia z innym atomem, bądź pochłonięcia fotonu na wyższy poziom energetyczny prowadzi do utworzenia stanu wzbudzonego, z którego elektron szybko powraca do jednego z niższych stanów, żeby w końcu osiągnąć stan podstawowy. Jednakże, atomy inne niż atom wodoru to atomy wieloelektronowe. Gdzie będą lokowane kolejne elektrony, czy wszystkie w stanie podstawowym $n=1$? Istnieje zakaz Pauliego [1,3,5] sformułowany w 1925 roku, który dla elektronów stwierdza, że żadne dwa elektrony w tej samej pałapce kwantowej nie mogą mieć jednakowych wszystkich liczb kwantowych. W naszym atomie (pałapce kwantowej) z jedną liczbą kwantową moglibyśmy lokować tylko po jednym elektronie na każdym z poziomów, a rozmiary atomów wieloelektronowych rosłyby jak kwadraty kolejnych liczb całkowitych dzielonych przez Z (wzór 4), czego się nie obserwuje.

2.3. Powłoki elektronowe, liczba elektronów na powłokach

Już w roku 1915 Sommerfeld wprowadził kolejną liczbę kwantową l , zwaną orbitalną liczbą kwantową, charakteryzującą moment pędu, pozostawiając główną liczbę kwantową n charakteryzującą średnią odległość elektronu od jądra. Sommerfeld dopuścił orbity eliptyczne, zdając sobie sprawę, że w ruchu planet wokół ciała centralnego orbity kołowe są bardzo szczególnym przypadkiem orbit eliptycznych. Okazało się, że orbitalna liczba kwantowa może przyjmować wartości od zera do $n-1$. Tak więc, mimo że wprowadzaliśmy główną liczbę kwantową n wiążąc ją z momentem pędu ($L = n\hbar$) to naprawdę z liczbą n mogą być związane momenty pędu z zakresu $0 \leq l = (n-1)\hbar$.

Z orbitalnym momentem pędu związany jest moment magnetyczny, co oznacza, że w polu magnetycznym, na każdą orbitę działa moment siły dążący do ustawienia wektora momentu magnetycznego wzdłuż pola. Taki moment siły wywołuje precesję Larmora [1,5], co wprowadza dodatkowe stany energetyczne układu, opisywane kolejną liczbą kwantową m , zwaną magnetyczną liczbą kwantową. Magnetyczna liczba kwantowa może przyjmować całkowite wartości od $-l$ do l , ($-l \leq m \leq +l$), co oznacza że dla każdego stanu o momencie pędu l istnieje $2l+1$ podstanów, różniących się magnetyczną liczbą kwantową.

Dla wyjaśnienia struktury subtelnej linii widmowych Uhlenbeck i Goudsmit wprowadzili spinową liczbę kwantową elektronu, s . Spin elektronu, który znalazł się w rozwiązaniu równania Diraca, może przyjmować dwie wartości, $s = \pm 1/2\hbar$. Choć wprowadzenie czterech liczb kwantowych nieco komplikuje prosty model Bohra, to jednakże pozwala prawidłowo rozmieszczać kolejne elektrony, zgodnie z zasadą Pauliego.

Na początek, drugi elektron o przeciwnie skierowanym spinie możemy umieścić na orbicie o $n=1$, ponieważ może mieć on spin ustawiony przeciwnie, co spełnia zasadę Pauliego. Ponieważ na powłoce o głównej liczbie kwantowej $n=1$ (powłoka K) orbitalna

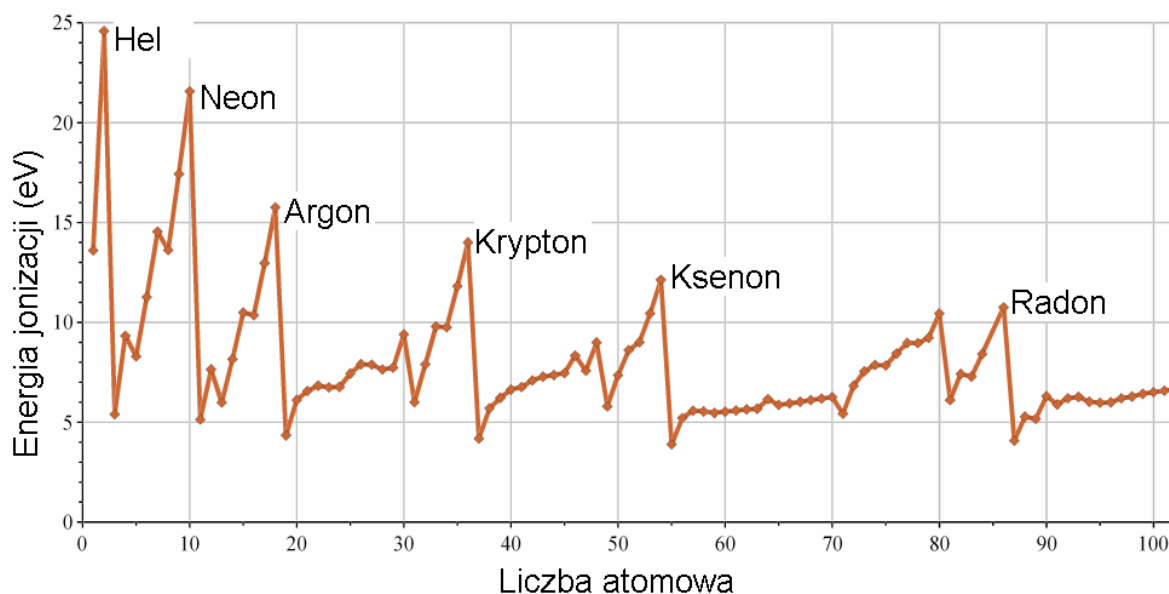
liczba kwantowa może przyjmować tylko wartość $l=0$, to magnetyczna też może przyjmować jedyną wartość $m=0$ i więcej elektronów na tej powłoce nie można umieścić (patrz Tab. 2.1).

Kolejny trzeci elektron musi zająć powłokę L ($n=2$), na tej powłoce dopuszczalne są dwie wartości orbitalnej liczby kwantowej $l=0$ i 1 , a dla $l=1$ dopuszczalne są 3 wartości magnetycznej liczby kwantowej $m=-1,0,+1$, co umożliwia umieszczenie na tej powłoce 8 elektronów (patrz Tab. 2.1). Podobnie jak drugi elektron kończy budowę powłoki K, tak dziesiąty elektron (dwa na powłoce K i 8 elektronów na powłoce L), kończy budowę powłoki L. Atom dwuelektronowy to gaz szlachetny hel, a atom z dziesięcioma elektronami to również gaz szlachetny - neon. Warto zauważyć, że gazy szlachetne, charakteryzują się wysokim potencjałem jonizacyjnym ostatniego elektronu (patrz Tab. 2.1 i Rys. 2.4).

Tab. 2.1 Kolejność zapewniania powłok w atomach wieloelektronowych

Właściwości pierwiastka			Liczby kwantowe				Konfiguracja elektronów			
Pier-wiastek	Z	Pierwszy potencjał jonizacji (eV)	n	l	m	s	K	L	M	N
H	1	13,6	1	0	0	-1/2	1			
He	2	24,6	1	0	0	+1/2	2			
Li	3	5,4	2	0	0	-1/2	2	1		
Be	4	9,3	2	0	0	+1/2	2	2		
B	5	8,3	2	1	-1	-1/2	2	3		
C	6	11,3	2	1	-1	+1/2	2	4		
N	7	14,5	2	1	0	-1/2	2	5		
O	8	13,6	2	1	0	+1/2	2	6		
F	9	17,4	2	1	+1	1/2	2	7		
Ne	10	21,6	2	1	+1	+1/2	2	8		
Na	11	5,1	3	0	0	-1/2	2	8	1	
Mg	12	7,6	3	0	0	+1/2	2	8	2	
Al.	13	6,0	3	1	-1	-1/2	2	8	3	
Si	14	8,2	3	1	-1	+1/2	2	8	4	
P	15	10,6	3	1	0	-1/2	2	8	5	
S	16	10,4	3	1	0	+1/2	2	8	6	
Cl	17	13,0	3	1	+1	-1/2	2	8	7	
Ar	18	15,8	3	1	+1	+1/2	2	8	8	
K	19	4,3	4	0	0	-1/2	2	8	8	1

Maksima w wartościach potencjału jonizacyjnego, to charakterystyczna cecha powłokowej struktury budowy atomów. Analogicznie, przy dalszym zwiększaniu liczby elektronów wypełniane są kolejne powłoki. Analizując wykres zależności energii jonizacji od liczby atomowej warto zauważyć, że wszystkie gazy szlachetne charakteryzują się wysokimi energiami jonizacji (Rys. 2.4 i Tab. 2.1), co sugeruje zamykanie kolejnych powłok. Z kolei pierwszy elektron, rozpoczynający budowę powłoki jest bardzo słabo związany w atomie. Wskazuje to wyraźnie na strukturę powłokową budowy atomu, co znajduje odzwierciedlenie w budowie układu okresowego.



Rys. 2.4 Wykres zależności energii jonizacji od liczby atomowej

2.4. Układ okresowy pierwiastków.

Cztery liczby kwantowe n , l , m i s , identyfikują stany kwantowe poszczególnych elektronów atomu wieloelektrodowego (Tab. 2.1). Powłoki oznaczamy wartościami głównej liczby kwantowej n , lub alternatywnie dużymi literami K, L, M, N itd. (patrz Tab. 2.1). Wszystkie stany o takich samych wartościach liczb kwantowych n i l tworzą podpowłokę, a ponieważ dla danej wartości l magnetyczna liczba kwantowa przyjmuje $2l+1$ wartości, każda podpowłoka ma $2(2l+1)$ stanów (dwójka pojawia się ze względu na dwie wartości spinowej liczby kwantowej s , co oznacza, że możemy na niej umieścić $2(2l+1)$ elektronów. Elektrony na danej podpowłoce mają niemalże taką samą energię, gdyż energia zależy głównie od liczby kwantowej n , w mniejszym stopniu od orbitalnej liczby kwantowej l , i w niewielkim stopniu od pozostałych liczb kwantowych. Podpowłoki o różnych wartościach l oznaczane są literami tak jak w Tab. 2.2.

Tab. 2.2 Oznaczenia literowe podpowłok

l	0	1	2	3	4	5
Oznaczenie	s	p	d	f	g	h

Przykładowo podpowłokę z $n=2$ i orbitalną liczbą kwantową $l=1$, nazywamy podpowłoką 2p. Lokując kolejne elektrony zgodnie z zasadą Pauliego, zmieniamy zapęlnienie powłok i podpowłok, co zmienia własności chemiczne poszczególnych pierwiastków. Pierwiastki z niskimi energiami jonizacji chętnie oddają elektrony, zaś te o wysokich energiach jonizacji chętnie przyjmują elektrony – gazy szlachetne, ze względu na całkowicie zapęlnioną powłokę nie chcą wchodzić w reakcje chemiczne. Wymienione tutaj właściwości atomów znajdują swoje odzwierciedlenie w budowie układu okresowego.

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_n - E_k} = \frac{2\pi\hbar c}{E_n - E_k}$$

Łatwo możemy policzyć długość fali linii Balmera w atomie wodoru, przy przeskoku elektronu z powłoki $n=3$ na powłokę $n=2$.

$$E_2 = -\frac{13,6\text{eV}}{2^2} = -3,4\text{eV}; \quad E_3 = -\frac{13,6\text{eV}}{3^2} = -1,5\text{eV}; \quad \Rightarrow \quad E_3 - E_2 = +1,9\text{eV}$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{1,9\text{eV}} = \frac{2\pi \cdot 197\text{MeV} \cdot \text{fm}}{1,9 \cdot 10^{-6}\text{MeV}} = 600 \cdot 10^6 \text{ fm} = 600\text{nm}$$

Atom nie tylko emituje, ale może także absorbować promieniowanie elektromagnetyczne, zgodnie z tzw. zasadą równowagi szczegółowej implikujących istnienie dla procesów fizycznych odpowiadających im procesów odwrotnych. Analogicznie do wzbudzeń wywoływanych przez padające na atom elektrony, fotony mogą być absorbowane w procesie fotoelektrycznym, który będzie omówiony w wykładzie 2.1.2.1. Absorbowany w procesie fotoelektrycznym usuwa z atomu elektron związany, tworząc lukę na powłoce, którą dotychczas zajmował. W przypadku oddziaływania fotonu z elektronem związanym na powłoce o energii E_n , będą zachodzić związki pomiędzy energiami fotonu i wybitego elektronu dane równaniem:

$$E = h\nu - E_n$$

Jeśli energia fotonu nie wystarcza do jonizacji, a tylko do przeniesienia elektronu na wyższy stan energetyczny, wówczas pochłonięcie fotonu będzie miało miejsce tylko wtedy, gdy energia fotonu będzie odpowiadała dokładnie różnicy energii pomiędzy poziomami energetycznymi między którymi elektron jest przenoszony⁴.

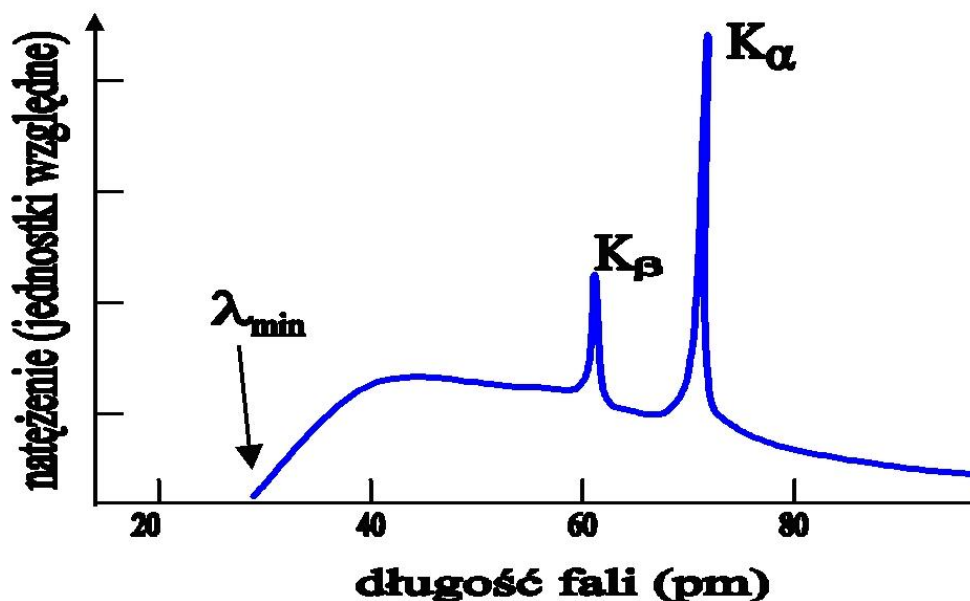
$$h\nu = E_n - E_k$$

Powyższe rozważania wskazują, że fotony mogą być absorbowane i emitowane przez atomy. W takim atomie, jak atom wodoru energie wiązania nie przekraczają 13,6 eV, ze względu na liczbę atomową pierwiastka $Z=1$. Jednakże energie wiązania rosną proporcjonalnie do kwadratu liczby atomowej (wzór 5), wobec czego należy oczekiwać, że w pierwiastkach ciężkich pojawią się energie wiązania i energie fotonów znacząco wyższe sięgające dla ołowiu setek keV. Promieniowanie elektromagnetyczne o wysokich energiach to promieniowanie rentgenowskie zwane też promieniowaniem X, które mechanizmem powstawania nie różni się od mechanizmu emisji linii Lymana czy Balmera w atomie wodoru.

2.6. Promieniowanie X.

Bombardowanie tarcz wykonanych z ciężkich metali (miedź, wolfram), elektronami o energiach kinetycznych rzędu kilku, a czasem kilkudziesięciu kiloelektronowoltów, prowadzi do emisji twardego promieniowania elektromagnetycznego zwanego promieniowaniem rentgenowskim lub promieniowaniem X. Promieniowanie to, odkryte zostało w 1895 roku przez Konrada Röntgena, w badaniach nad promieniami katodowymi. Odkryte przez Röntgena promienie powstawały w rurze do wyładowań podobnej do tej używanej przez Thomsona (rozdz. 2.1.1.1)

⁴ Z dokładnością do energii odrzutu jadra wywołanej absorpcją fotonu



Rys. 2.6. Przykładowe widmo promieniowania rentgenowskiego wytwarzanego w wyniku bombardowania tarczy molibdenowej elektronami o energii 40 keV.

Promieniowanie rentgenowskie jest bardzo twardym promieniowaniem elektromagnetycznym o długościach fal rzędu dziesiątków *pm* (promieniowanie widzialne, to promieniowanie elektromagnetyczne o długościach fali z przedziału $\sim 400\text{-}700\text{ nm}$), co oznacza długości fal o 4 rzędy mniejsze niż dla promieniowania widzialnego. Typowe widmo promieniowania rentgenowskiego pokazuje Rys. 2.6. Widmo ciągłe, tworzą fotony powstałe w wyniku hamowania elektronów w zderzeniach z materiałem tarczy, to promieniowanie zwane jest też promieniowaniem hamowania. Charakterystycznym parametrem tej części widma jest precyzyjnie określana granica w obszarze fal krótkich, poniżej której widmo znika. Minimalną długość fali ciągłej części widma rentgenowskiego nazywamy granicą krótkofalową. Granica krótkofalowa jest zdefiniowana przez energię kinetyczną elektronów padających na tarczę, gdyż maksymalna energia promieniowania hamowania nie może przekroczyć energii kinetycznej elektronu. Dla energii kinetycznej E_e , możemy wyliczyć granicę krótkofalową $\lambda_{\min}$ w bardzo prosty sposób:

$$E_e = h\nu_{\max} = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_{\min}} \Rightarrow \lambda_{\min} = \frac{2\pi\hbar c}{E_e}$$

Podstawiając wartości liczbowe energii elektronów $E_e = 40\text{ keV}$ i wartość iloczynu stałej Plancka i prędkości światła tak jak rozdziale 2, $\hbar c \approx 197\text{ MeV} \cdot \text{fm}$ uzyskujemy:

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi\hbar c}{E_e} = \frac{2\pi \cdot 197\text{ MeV} \cdot \text{fm}}{40 \cdot 10^{-3} \text{ MeV}} = 31 \cdot 10^3 \text{ fm} = 31\text{ pm}$$

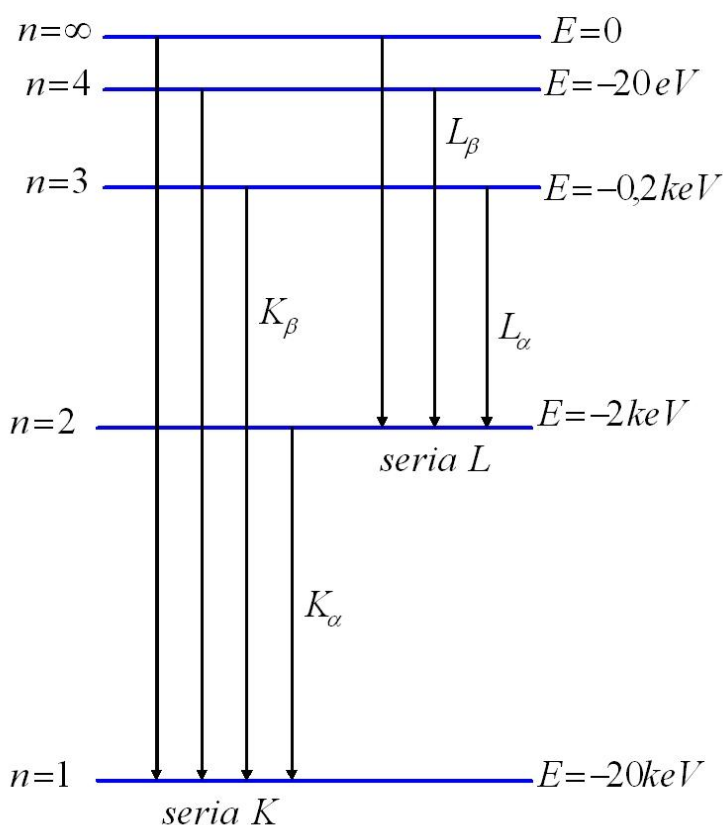
Nie widać powodów fizycznych, aby granica krótkofalowa mogła zależeć od materiału tarczy. Inaczej ma się sprawa wyraźnych linii dyskretnych obserwowanych w widmie, zaznaczonych jako $K\alpha$ i $K\beta$. Te linie i inne linie dyskretne, nie pokazane na schematycznym rysunku, są związane z materiałem tarczy. Elektrony na wewnętrznych powłokach ciężkich pierwiastków, są związane siłami elektrostatycznymi jądra o dużym ładunku Z , w związku z czym energia wiązania takiego elektronu jest znacznie wyższa niż wyliczyliśmy dla atomu wodoru stosując wzór (5). Ponieważ energia ta jest proporcjonalna do Z^2 , możemy oczekiwać, że np. dla miedzi może ona osiągnąć wartości prawie trzy rzędy wyższe niż obserwowaliśmy w atomie wodoru i odpowiednio krótsze długości fal. Poziomy dla powłok wyższych niż K, są w rzeczywistości grupami poziomów, opisanymi różnymi liczbami

kwantowymi l , m i s . Na schematycznym diagramie (Rys. 2.7) te różnice można zaniedbać, dzięki czemu widma rentgenowskie wszystkich ciężkich pierwiastków mają podobny charakter.

Wyobraźmy sobie bombardowanie elektronami antykatody z substancji, która ma powłoki o energiach zaznaczonych na Rys. 2.7. Jeśli napięcie przyłożone do antykatody przewyższa istotnie wartość energii powłoki K ($n=0$), to elektrony będą traciły energię na kilka sposobów:

- na ogrzewanie antykatody,
- na emisję ciągłego promieniowania hamowania,
- na wybitego elektronu z wewnętrznej powłoki antykatody, co wiąże się z emisją promieniowania charakterystycznego.

Mechanizm powstawania promieniowania charakterystycznego polega na bezpośrednim wybiciu elektronu z jednej z wewnętrznych powłok wytwarzając nieobsadzoną lukę w powłoce, a w drugim etapie następuje przeskok elektronu z wyższej powłoki na lukę w wewnętrznej powłoce, co skutkuje emisją fotonu rentgenowskiego o energii charakterystycznej dla różnicy energii między powłokami w materiale tarczy. Przykładowe przejścia rentgenowskie stowarzyszone z powstawaniem luk w powłokach K i L zaznaczone są na Rys. 2.7.



Rys. 2.7. Schematyczny diagram powłok i elektromagnetycznych przejść rentgenowskich

Model Bohra wyjaśnia prawo Mosleya, które mówi, że częstości odpowiednich rentgenowskich linii widmowych zmieniają się wraz z liczbą atomową pierwiastka według wzoru:

$$\sqrt{\nu} = a(Z - b),$$

gdzie a i b zależy od typu linii rentgenowskiej (K_α , K_β itp.). Prawo Mosleya można wyjaśnić w oparciu o równanie (5), które wskazuje na proporcjonalność energii powłok do Z^2 . Zależność Mosleya może prosto wyjaśnić krótki rachunek.

Rozważmy jeden z dwu elektronów na powłoce $K(n=1)$. Ze względu na obecność drugiego elektronu (na powłoce K mogą znaleźć się tylko dwa elektrony (patrz Tab. 2.1) nasz elektron widzi efektywny ładunek jądra, $Z-1$. Zgodnie ze wzorem (5), uzyskanym w modelu Bohra energia elektronu atomu wieloelektronowego na tej powłoce będzie dana równaniem:

$$E = -\frac{m(Z-1)^2 e^4}{2n^2 \hbar^2} = -13,6 \text{ eV} \frac{(Z-1)^2}{n^2}$$

Dla emisji fotonu promieniowania rentgenowskiego K_α mamy przejście między powłokami $n=2$ i $n=1$ co pozwala wyliczyć energię przejścia elektromagnetycznego jako:

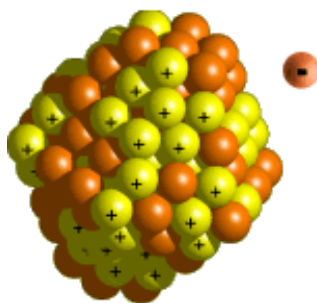
$$\Delta E = E_2 - E_1 = -13,6 \text{ eV} (Z-1)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{1^2} \right) = +10,2 \text{ eV} (Z-1)^2$$

Częstość fotonu, co pokazuje, że dla linii K_α , po podstawieniu $a^2 = \frac{10,2 \text{ eV}}{h}$, zależność pomiędzy częstością promieniowania i liczbą atomową będzie dana wyrażeniem zgodnym z prawem Mosleya $\sqrt{\nu} = aZ - a$. Dzięki liniowej zależności wyrażanej przez wzór Mosleya, częstość promieniowania rentgenowskiej linii K_α można wykorzystać do przypisania pierwiastkom właściwego miejsca w układzie okresowym.

3. Jądro atomowe i klasyfikacja przemian promieniotwórczych

3.1. Składniki jądra, protony i neutrony

W końcu lat 30-tych komplet znanych cząstek stanowiły: kwant γ , elektron (e^-) i jego antycząstka, pozyton (e^+), proton, neutron oraz neutrino (ν). Neutrino wprowadzono jeszcze nie było odkryte doświadczalnie, ale uznawano je za niezbędnego uczestnika procesów rozpadu β , ze względu na ciągłość widma elektronów i pozytonów (rozdział 4). Dalsze lata przyniosły kolejne odkrycia bardzo licznych, nietrwałych cząstek; zbiór kilkuset znanych obecnie obiektów nazywano i tradycyjnie wciąż jeszcze nazywamy cząstkami elementarnymi. Obecnie nie ma jednak wątpliwości, że składniki jądra, protony i neutrony oraz liczne inne cząstki obserwowane przez fizyków nie są obiektami elementarnymi, a cząstkami w skład, których wchodzi kwarki, dziś nie ma najmniejszych wątpliwości, co do istnienia kwarków i leptonów jako fundamentalnych składników materii [3,4]. Tradycyjnie rozumiane cząstki "elementarne", należące do grupy hadronów, uważamy teraz za układy kwarków, leptonów takie jak elektron, pozyton, neutrino i inne cięższe leptonów i odpowiadające im neutrina są cząstkami elementarnymi, nie mającymi wewnętrznej struktury.



Rys. 3.1 Schemat upakowania protonów i neutronów w jądrze atomowym, wydzielona poza jądrem pojedyncza cząstka, to elektron emitowany w rozpadzie β

Jądra, wchodzące w skład atomów i cząsteczek chemicznych, a zatem wszelkich substancji, występujących w przyrodzie, składają się więc z protonów i neutronów (Rys. 3.1), a te z kolei stanowią jakby "worki" (termin zaczerpnięty z teoretycznego modelu, zwanego modelem worków kwarkowych), w których znajdują się 3 kwarki; oddziaływanie między kwarkami jest bardzo silne i jego specyficzne własności sprawiają, że nie jest możliwe uwolnienie kwarków z nukleonu - kwarki są "uwięzione" w nukleonie. Jądro - na poziomie ponadkwarkowym jest zbiorem protonów i neutronów, zawartych w objętości o rozmiarach liniowych rzędu kilku fm . Traktując jądro jako "kroplę" o bardzo dużej gęstości, można przypisać jej pewną temperaturę, podobnie jak się to czyni w klasycznej teorii gazów czy cieczy. Przypomnijmy, że temperaturę można wyrażać w jednostkach energii, dzięki związkowi $\langle E_{kin} \rangle = \frac{3}{2} kT$, gdzie k jest stałą Boltzmanna; z łatwego przeliczenia wynika, że: $1MeV$ odpowiada $\approx 10^{10} K$.

Zdefiniujmy kilka pojęć dotyczących jąder atomowych:

- nuklid - ${}^A_Z X$ - o określonej liczbie masowej (A) i ładunku (Ze) a symbol X określa atom pierwiastka chemicznego o liczbie atomowej Z . Jednocześnie Z określa liczbę protonów w nuklidzie, A - liczbę nukleonów (protonów i neutronów). Wszędzie, gdzie nie budzi to nieporozumień, terminu nuklid będziemy używać zarówno dla określenia atomu, jak i odpowiedniego jądra. W przypadku, gdy rozważania mają charakter ilościowy, wymagający uwzględnienia mas, przez masę nuklidu będziemy rozumieć masę neutralnego

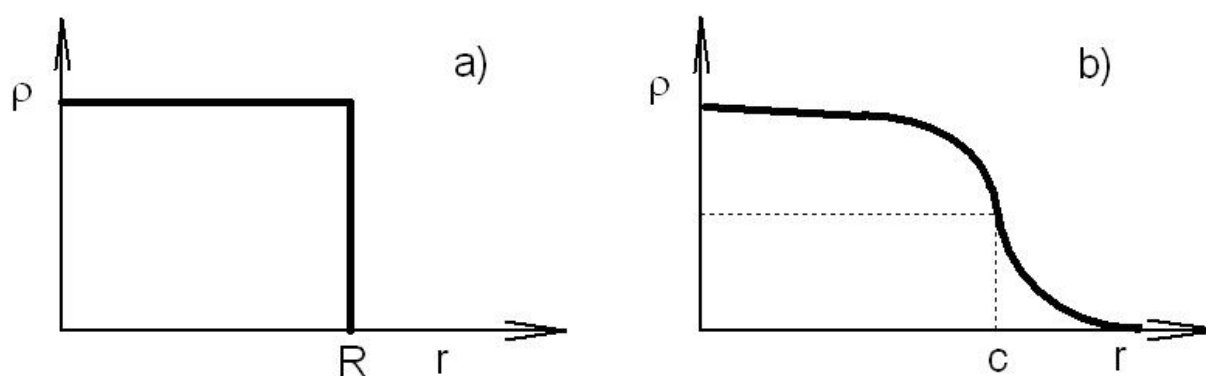
atomu pomniejszoną o różnicę między masą elektronów a ich energią wiązania. Warto dodać, że znane są ponadto nuklidy, zawierające - poza nukleonami - jeden (niekiedy nawet dwa) hiperony lambda (Λ), takie nuklidy, zwane są hiperjądrami.

- izotopy – to nuklidy o tym samym Z , lecz różnej liczbie neutronów, a zatem o różnej liczbie masowej A , np.: ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$, - to izotopy wodoru, a izotopy ołowiu ($Z=82$) mają liczby masowe od 196 do 214.
- izobary -nuklidy o tej samej liczbie masowej A , lecz różnych liczbach atomowych, Z , np: ${}^{14}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{14}_8\text{O}$.
- izotony - nuklidy o tej samej liczbie neutronów ($A-Z$), lecz różnych wartościach A i Z , np. ${}^6_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^8_4\text{Be}$, ${}^9_5\text{B}$
- izomery - nuklidy o tej samej liczbie masowej A i atomowej, Z , lecz różniące się masą (energiją) jądra. Są to stosunkowo długo żyjące stany wzbudzone nuklidów ${}^A_Z\text{X}$; oznaczamy je symbolem ${}^A_Z\text{X}^*$.

Zarówno jądra jak i cząstki elementarne charakteryzują się całym szeregiem wielkości, takich jak ładunek, masa, spin i wiele innych, których zbiór decyduje o własnościach "statycznych" tych obiektów, oraz określa ich własności "dynamiczne", decydujące dla procesów, w których dane obiekty mogą uczestniczyć.

3.2. Rozmiary i kształty jąder

Rozmiary i kształty jąder stanowią ważną charakterystykę, związaną z przestrzennym rozkładem masy (czasem ładunku) w jądrach atomowych. Pojęcie promienia jądra, nawet jądra o symetrii kulistej, wymaga zdefiniowania. Rozkład gęstości, przedstawiony na Rys. 3.2a odpowiada obiektowi o stałej gęstości dla odległości od środka $r < R$ i zerowej gęstości dla $r > R$. W rzeczywistości badania eksperymentalne wskazują na zależność $\rho(r)$ daną równaniem (1), przedstawioną na Rys. 3.2b.



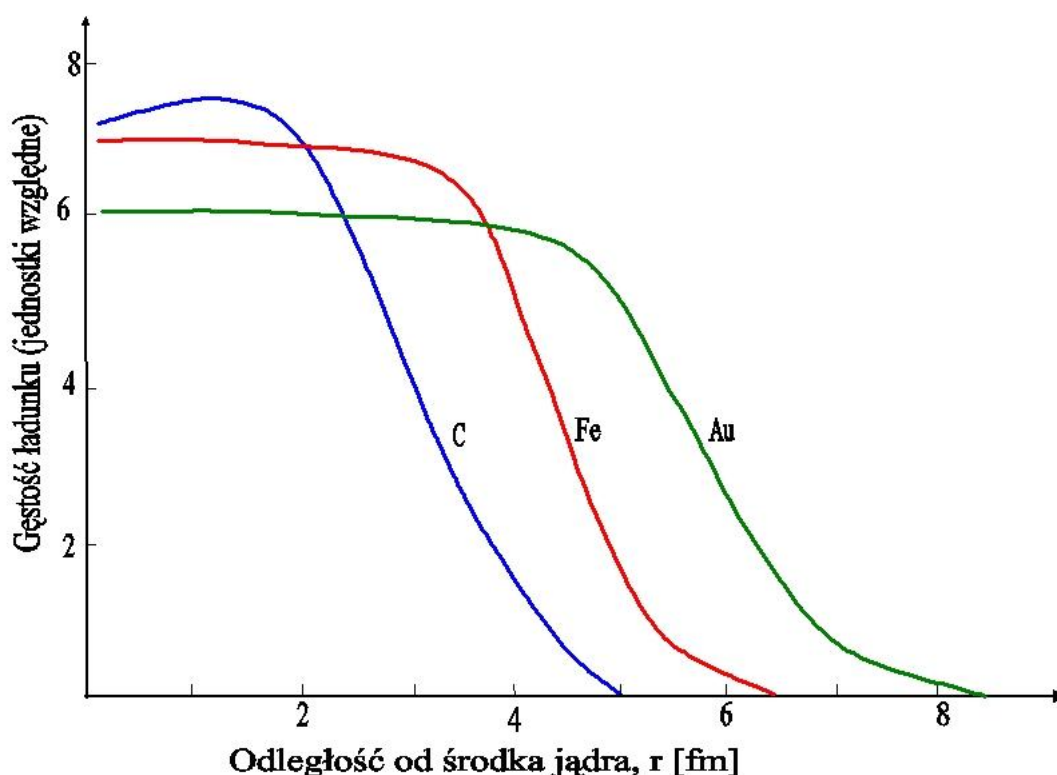
Rys. 3.2 Rozkłady gęstości materii jądrowej (schematycznie)

W tym przypadku definicja promienia jądra R , jest kwestią umowy; może to być np. odległość od środka r , dla której gęstość równa się połowie wartości $\rho(r=0)$ (zaznaczone na Rys. 3.2b jako " c "), albo odległość r , dla której nachylenie krzywej rozkładu gęstości jest największe. Często jako charakterystykę rozmiarów jądra uważa się wielkość, zwaną średnim kwadratowym promieniem:

$$\langle r \rangle^2 = \frac{\int r^2 \rho(r) d^3r}{\int \rho(r) d^3r}$$

Wielkość ta ("drugi moment rozkładu" funkcji $\rho(r)$) zawiera w sobie charakterystykę kształtu tego rozkładu. Warto tu dodać, że wartości $\langle r^2 \rangle$ są różne dla materii protonowej (rozkład ładunku!) i materii neutronowej. Informacji o kształcie zależności $\rho(r)$ dla protonów dostarczają eksperymenty poświęcone badaniu rozpraszania szybkich cząstek (np. elektronów) na badanych jądrach. Rozważając procesy rozpraszania należy zdawać sobie sprawę z tego, że stosując jako "sondę" elektrony, (które jako lepton nie oddziałują silnie!), wykorzystujemy ich oddziaływanie elektromagnetyczne z polem elektrycznym w jądrze. Odstępstwo od rozpraszania na obiekcie punktowym powala wydedukować jaki jest kształt rozkładu ładunku w jądrze. W praktyce często postępuje się inaczej: zakładając "rozsądny" (bądź przewidywany teoretycznie) kształt funkcji rozkładu ładunku $\rho(r)$, zawierającej pewne parametry, dopasowuje się wartości tych parametrów tak, aby wyniki rozpraszania na obiekcie o takim rozkładzie gęstości były najbliższe wynikom doświadczalnym. Często zadawalająco dobry opis kształtu funkcji $\rho(r)$ daje tzw. rozkład Fermiego:

$$\rho(r) = \frac{\alpha}{1 + e^{(r-c)/a}}, \quad (3.1)$$



Rys. 3.3 Rozkłady ładunku dla jąder węgla, żelaza i złota, rozkład ten jest równoważny rozkładowi gęstości materii protonowej

Wiele jąder nie posiada symetrii sferycznej. Najprostszym tego przykładem jest jądro ciężkiego wodoru, deuteron ${}^2_1\text{H}$, któremu należy przypisać kształt wydłużonej elipsoidy gdzie wartości parametrów α , a i c zależą od konkretnego jądra. Rys. 3.3 ilustruje wyniki badania rozkładu gęstości dla jąder węgla, żelaza i złota.

Jądra o symetrii sferycznej w stanie podstawowym - to przede wszystkim jądra magiczne. Należy nadmienić, że w budowie jądra, podobnie jak w budowie atomu pojawia się

struktura powłokowa. Liczby nukleonów tworzące zamknięte powłoki nazywamy liczbami magicznymi. Liczby magiczne, różne dla protonów i neutronów, a definiujące zamknięte powłoki protonowe i neutronowe to:

- 2, 8, 20 (28), 50, 82, 126, (184) dla neutronów,
- 2, 8, 20 (28), 50, 82, (114) dla protonów.

Poza niesferycznością jąder w stanie podstawowym występują także deformacje jąder, wywołane przez procesy poprzedzające powstanie takiego jądra (z reguły w stanie silnego wzbudzenia). Typowym przykładem jest silnie wzbudzone jądro "złożone", powstałe po rozszczepieniu jądra. Odstępstwa od sferyczności jąder wyznacza się mierząc elektryczny moment kwadrupolowy tego jądra. Informacje o deformacji niesie też pomiar momentu bezwładności rotującego jądra [6]. Wielkościami tymi nie będziemy się dalej zajmować w niniejszym wykładzie.

Powyżej zasygnalizowano problemy, związane z badaniem rozmiarów i kształtów jąder atomowych. Dla przybliżonych oszacowań można posługiwać się prostym związkiem, wynikającym z założenia sferycznej symetrii jądra, traktowanego jako kula o jednorodnej gęstości i promieniu R (Rys. 3.2a). Przyjmując proporcjonalność objętości jądra do liczby zawartych w nim nukleonów ($V \propto A$) możemy oczekiwać, że promień jądra jest proporcjonalny do $A^{1/3}$, czyli:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (3.2)$$

Gdzie r_0 jest parametrem o przybliżonej wartości ok 1.2 fm. Pamiętając o szacunkowym charakterze tego związku nie należy traktować parametru r_0 jako promienia nukleonu, tym niemniej wzór (3.2) jest wygodny dla szacowania promieni cięższych jąder.

3.3. Spontaniczne przemiany jądrowe

Prawo rozpadu promieniotwórczego

Spontanicznymi nazywamy procesy realizowane samorzutnie, w odróżnieniu od reakcji, dla których niezbędne jest oddziaływanie między "pociskiem" a "tarczą". Mówimy wówczas o przemianie spontanicznej, bądź o rozpadzie.

Podstawową charakterystyką przemiany spontanicznej jest prawdopodobieństwo jej realizacji. Miarą jego jest stała zaniku λ , lub jej odwrotność, czyli średni czas życia $\tau = \frac{1}{\lambda}$. W fizyce jądrowej, rozważając przemiany promieniotwórcze, często używa się innej wielkości okres połowicznego zaniku, $T_{1/2} = \tau \ln 2$. Związki te wynikają z prawa, rządzącego przemianami spontanicznymi.

Rozpady obiektów nietrwałych podlegają statystycznemu prawu, które można zapisać w postaci;

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t$$

gdzie: ΔN - zmiana (ubytek) liczby cząstek (N) w wyniku rozpadu w ciągu czasu Δt ,

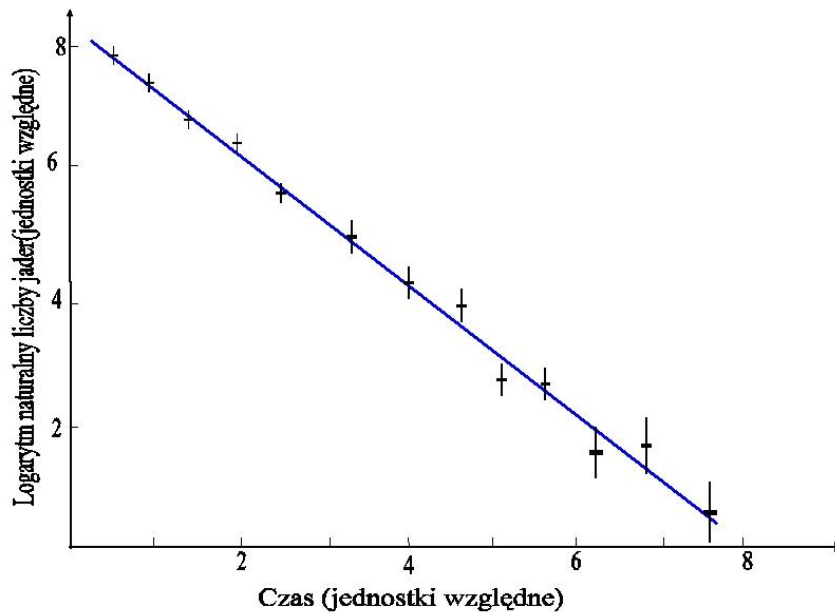
λ - stała rozpadu, współczynnik charakteryzujący prawdopodobieństwo rozpadu.

Przechodząc do nieskończenie małych przedziałów czasu otrzymujemy równanie różniczkowe $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$, którego rozwiązaniem jest:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.3)$$

Po logarytmowaniu równania (3.3), dostajemy zależność liniową (patrz Rys. 3.4):

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda t \quad (3.4)$$



Rys. 3.4. Krzywa rozpadu promieniotwórczego w skali logarytmicznej

Prawo to ma charakter statystyczny; określa estymatę, statystycznie oczekiwaną liczbę obiektów, N , które, spośród początkowej liczby N_0 , nie uległy rozpadowi w ciągu czasu t . Liczba ta podlega statystycznym fluktuacjom - niepewność statystyczna oczekiwanej wartości N wynosi $\sqrt{N}$. Dla dużych wartości N względna niepewność statystyczna jest zatem mała $\Delta N / N = 1/\sqrt{N}$.

Aktywnością promieniotwórczej próbki nazywamy liczbę rozpadów, zachodzących w jednostce czasu, $\frac{\Delta N}{\Delta t}$. Jednostki aktywności to: $1\text{Ci} = 1\text{ kiur} = 3.7 \cdot 10^{10}$ rozpadów na sekundę, oraz znacznie mniejsza jednostka: $1\text{Bq} = 1\text{bekerel} = 1$ rozpad na sekundę.

Do przemian spontanicznych w fizyce jądrowej zaliczamy przede wszystkim przemiany α , β , γ , przemiany polegające na spontanicznej emisji protonów, bądź neutronów, proces spontanicznego rozszczepienia oraz rozpady nietrwałych cząstek elementarnych. W tym rozdziale zajmiemy się przemianami α , β i γ .

Klasyfikacja przemian promieniotwórczych

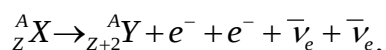
Najprostsza klasyfikacja przemian promieniotwórczych to podział procesów rozpadu ze względu na ilości obiektów pojawiających się w wyniku rozpadu. Najmniejsza ilość obiektów o jednoznacznie zdefiniowanych energiach to dwa, ale w wyniku rozpadu może się pojawić większa ilość cząstek i wtedy podział energii między nimi jest już dowolny, co skutkuje widmami ciągłymi energii obserwowanych cząstek. Wymieńmy znane nam podstawowe sposoby rozpadu:

- przemiana α ; ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4}Y + {}_2^4\text{He}$, to rozpad dwuciałowy, w stanie końcowym mamy dwa obiekty,
- przemiana β^- ; ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + e^- + \bar{\nu}_e$, to rozpad trójciałowy, w stanie końcowym mamy trzy obiekty, trzecią cząstką, trudną w rejestracji jest neutrino,
- przemiana β^+ ; ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + e^+ + \nu_e$, to również rozpad β^+ , trójciałowy,
- wychwyt elektronu; ${}_Z^AX + e^-_{\text{powat.}} \rightarrow {}_{Z-1}^AY + \nu_e$ to proces dwuciałowy)
- proces wewnętrznej konwersji: ${}_Z^AX^* + e^-_{\text{powat.}} \rightarrow {}_Z^AX + e^-$, to emisja elektronu z powłoki atomowej nuklidu ${}_Z^AX^*$

3.4. Rozpady β , widma β , neutrino

Głównym procesem realizowanym w przemianie β jest spontaniczna emisja elektronów, lub pozytonów, które powstają w akcie przemiany (w skład jądra elektrony ani pozytony nie wchodzi!). Symboliczny zapis procesów przemiany β podano wyżej; udział "trzeciego ciała (antyneutrino, bądź neutrino w procesach β^- i β^+ jest niezbędny zarówno ze względu na ciągły kształt widma energii elektronów, jak i ze względu na prawa zachowania (spełnienia praw zachowania pędu i energii).

W przypadku nuklidów o znacznym nadmiarze neutronów możliwy jest w zasadzie proces podwójnego rozpadu β :



brak jednak dotychczas przekonującego dowodu istnienia procesów tego rodzaju; poszukiwania doświadczalne prowadzone są m.in. dla jąder ${}^{130}_{52}\text{Te}$, ${}^{82}_{34}\text{Se}$ i ${}^{76}_{32}\text{Ge}$ [4].

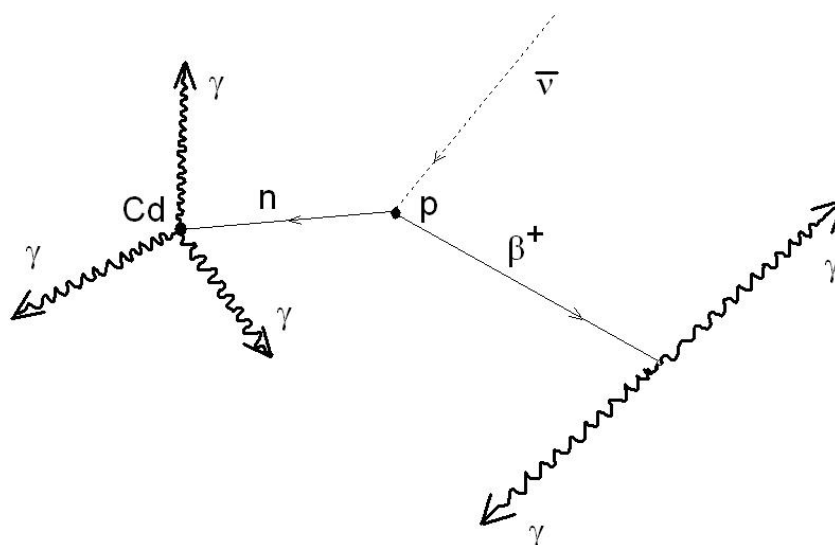
Historia hipotezy istnienia neutrino;

We wczesnym okresie badania promieniotwórczości β sądzono, że ciągłość obserwowanego widma elektronów wynika ze strat energii w ośrodku materialnym, w jakim poruszają się elektrony zanim dotrą do detektora, umożliwiającego pomiar ich energii. Staranne pomiary wykazały jednak, że już w akcie przemiany elektrony powstają z różnymi energiami. Aby nie rezygnować z powszechnie obowiązujących praw zachowania i energii należało przyjąć, że wraz z elektronem powstaje jeszcze jedna cząstka, neutralna, o bardzo małej, bądź zerowej masie. Tą "trzecią cząstką" nie mógł być kwant γ , cząstka o spinie całkowitym. Z zasady zachowania momentu pędu należało przyjąć, że taka cząstka musi mieć spin połówkowy. Najprostszy przypadek rozpadu β - to rozpad swobodnego neutronu: $n \rightarrow p + e^- + ?$. Widać od razu, że trzecia cząstka, symbolizowana znakiem zapytania, musi mieć spin połówkowy. W 1932 r. W. Pauli wysunął hipotezę istnienia cząstki neutralnej, którą nazwał neutrino, przyjmując, że ma ona masę zerową i spin równy $\frac{1}{2}\hbar$, oraz, że charakteryzuje się niezwykle słabym oddziaływaniem z materią, co tłumaczyło niepowodzenia prób detekcji tej cząstki. Dopiero po upływie blisko trzydziestu lat, w r. 1956 Reines i Cowan przeprowadzili eksperyment, który można uważać za pierwszy, bezpośredni, eksperymentalny dowód istnienia neutrino. W doświadczeniu tym wykorzystano słaby proces oddziaływania "odwrotnego" w stosunku do rozpadu β , tj. proces $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + \beta^+$. Ze względu na bardzo mały przekrój czynny na taki proces zastosowano

- obfite źródło antyneutrino elektronowych, jakie stanowi reaktor jądrowy,
- bardzo dużą "tarczę" protonów, wchodzących w skład ciekłego scyntylatora (ok. $1.4 \cdot 10^3$ litrów).

Rys. 3.5. przedstawia schematycznie procesy, zachodzące w detektorze. Pozyton, powstający wraz z neutronem (w wyniku oddziaływania antyneutrino elektronowego z protonem), ulega spowolnieniu w materiale detektora, po czym anihiluje w procesie oddziaływania z jednym z elektronów ośrodka, w wyniku czego emitowane są dwa kwanty γ ; wynoszą one energię równą dwu masom elektronu. Neutron, powstały w oddziaływaniu, ulega spowolnieniu w materiale detektora, po czym oddziałuje z jądrem kadmu, stanowiącego domieszkę, specjalnie wprowadzoną do materiału scyntylatora. Przekrój czynny na oddziaływanie powolnego neutronu z jądrem kadmu jest bardzo duży; w procesie tej reakcji jądrowej powstaje silnie wzbudzone jądro, z którego następnie emitowane są kwanty γ . Czas spowalniania neutronu jest znacznie dłuższy od czasu spowalniania pozytonu - o ok. 30 μs . W eksperymencie rejestrowano opóźnione koincydencje dwóch "grup" kwantów γ , znacznie różniących się swoją sumaryczną energią: suma energii kwantów, emitowanych po reakcji neutronu z jądrem kadmu wynosi ok. 9 MeV, zaś suma energii wynoszonej przez dwa kwanty

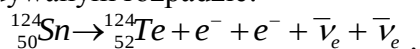
z anihilacji pozytonu i elektronu wynosi zaledwie $2me$, czyli 1.022 MeV . Wyznaczony w tym eksperymencie przekrój czynny na oddziaływanie $\bar{\nu}_e + p$ wynosił zaledwie ok. 10^{-19} b .



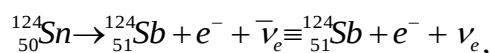
Rys. 3.5 Ilustracja procesów zachodzących w detektorze neutron w eksperymencie Reinesa i Cowana

Współcześnie prowadzone są liczne eksperymenty, wykorzystujące bardzo zaawansowaną technikę detekcji, w których badane są procesy słabych oddziaływań z udziałem leptonów.

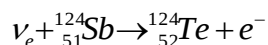
W zapisie procesów przemiany β^- i β^+ występują różne cząstki $\bar{\nu}_e$ i ν_e . Już w rozdz. 3.8 wprowadziliśmy odróżnienie neutron i antyneutron, przypisując im liczby leptonowe przeciwnego znaku. Istnieją przekonujące argumenty doświadczalne, świadczące o tym, że istotnie $\bar{\nu}_e \neq \nu_e$. Poniżej podamy argument, oparty na rozważeniu wspomnianego już wyżej procesu podwójnego rozpadu β . Jako przykład można wziąć jądro o bardzo dużym nadmiarze neutronów, o przewidywanym rozpadzie:



Oszacowanie teoretyczne czasu życia jądra Sn ze względu na ten proces daje $\tau \approx 10^{21}$ lat. Gdyby neutrino i antyneutrino były cząstkami identycznymi, wówczas można by oczekiwać dwuetapowego procesu:



po czym następowałby proces oddziaływania neutrino z nowopowstałym jądrem Sb:



W stanie końcowym obserwowano by zatem jądro Te oraz dwa elektrony jako produkty naładowane - identycznie jak w procesie jednoetapowym. Oczekiwany teoretycznie czas życia jądra pierwotnego ze względu na ten proces wynosi ok 10^{17} lat. Eksperymenty poświęcone poszukiwaniu procesów podwójnego rozpadu β wykluczają ten wariant procesu.

Obecnie nie mamy wątpliwości, że neutrino i antyneutrino wszystkich trzech rodzajów są różnymi cząstkami: $\nu_e \neq \bar{\nu}_e$; $\nu_\mu \neq \bar{\nu}_\mu$; $\nu_\tau \neq \bar{\nu}_\tau$ (różnią się skretnością, jako charakterystyką odróżniającą neutrino i antyneutrino)

3.5. Przemiana γ

Przemianę γ możemy zapisać jako: ${}_Z^AX^* \rightarrow {}_Z^AX + \gamma$. Jest to emisja kwantu γ ze wzbudzonego jądra. Intensywności linii γ są miarą cząstkowych prawdopodobieństw

realizacji konkretnych przejść; są one odwrotnie proporcjonalne do średnich parcjalnych czasów życia dla odpowiednich stanów wzbudzonych. Typowe czasy życia ze względu na procesy elektromagnetyczne w jądrach - to 10^{-16} - 10^{-15} s., ale zdarza się często, że jądro w danym stanie przebywa (średnio) znacznie dłużej. Zjawisko obserwowanych niekiedy bardzo długich czasów życia w stanach wzbudzonych (wręcz "makroskopowo" długich) nosi nazwę izomerii jądrowej.

Przejście γ może nastąpić tylko wówczas, gdy jądro jest w stanie wzbudzonym, zatem emisja γ występuje po innych procesach, prowadzących do wzbudzenia jadra, np. po oddziaływaniu (zderzeniu) z innym obiektem, bądź po rozpadzie α czy β , w którym jądro pochodne powstaje w stanie wzbudzonym (patrz rozdział 4). Czasy życia jąder w stanach wzbudzonych są - jak już wspomniano - na tyle krótkie, że mówi się niekiedy (niezbyt ściśle), iż emisja γ "towarzyszy" przemianom α czy β , choć w istocie następuje po niej.

Przemianom γ może towarzyszyć proces wewnętrznej konwersji, w którym zamiast emisji kwantu γ obserwowana jest emisja elektronu. Wewnętrzna konwersja jest procesem "konkurencyjnym". Wzbudzone jądro, zamiast emitować kwant γ oddziałuje bezpośrednio z jednym z elektronów powłoki atomowej (z reguły jest to elektron "bliski", z głębokiej powłoki - K czy L), w wyniku czego, elektron zostaje uwolniony z więzów i opuszcza atom z określoną energią, wynikającą z bilansu energii dla tego procesu. Eksperymenty pokazują, że konwersja wewnętrzna nie jest procesem dwuetapowym, choć początkowo zakładano taki mechanizm: emisja kwantu γ , a następnie jego oddziaływanie z elektronem powłoki i - w konsekwencji - zniknięcie kwantu γ i emisja elektronu w procesie analogicznym do zjawiska fotoelektrycznego. Współczynnik wewnętrznej konwersji⁵ dla danego przejścia określamy jako stosunek liczby emitowanych elektronów wewnętrznej konwersji do liczby kwantów γ (dla danej próbki, w jednostce czasu),

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_{\gamma}} = \frac{\lambda_{e^-}}{\lambda_{\gamma}},$$

Stosunek liczby emitowanych elektronów wewnętrznej konwersji do liczby kwantów γ jest równy stosunkowi odpowiednich stałych rozpadu. Współczynnik ten wynosi zero, gdy wewnętrzna konwersja wcale nie zachodzi.

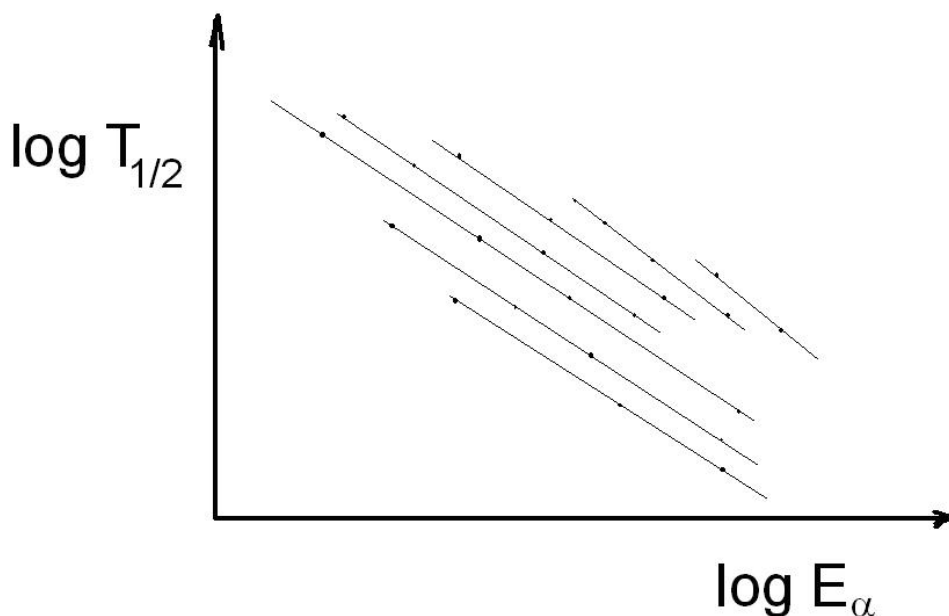
3.6. Rozpady α .

Rozpad jądra z emisją cząstki α (${}^4_2\text{He}$) jest procesem dwuciałowym, co stwierdzono badając widma energii cząstek α , emitowanych z jąder promieniotwórczych (patrz rozdział 4).

Czasy życia ze względu na rozpad α

Już w początkowym okresie badania promieniotwórczości stwierdzono korelację między okresami połowicznego zaniku ($T_{1/2}$) jąder α - promieniotwórczych a energią emitowanych cząstek α (fenomenologiczne prawo Geigera - Nuttalla wiązało stałą zaniku λ , z zasięgiem cząstki α w określonym ośrodku, np w powietrzu). Rys. 3.6 ilustruje tę korelację: wartości $T_{1/2}$ w funkcji E_{α} układają się w skali podwójnie logarytmicznej na kilku prostych, w przybliżeniu równoległych. Stwierdzono ponadto, że energie cząstek α zmieniają się w niewielkim zakresie, od kilku do ok. dziesięciu MeV, natomiast czasy życia mieszczą się w ogromnym przedziale od ok. 10^{-6} s do 10^{17} s.

⁵Niekiedy współczynnik konwersji wewnętrznej bywa definiowany jako $\alpha = N_{e^-} / (N_{e^-} + N_{\gamma})$.



Rys. 3. 6. Zależność $\log T_{1/2}$ od $\log E_{\alpha}$ Ilustracja prawa Geigera - Nuttalla

Uwaga:

Jeżeli dany nuklid może emitować w rozpadzie kilka "linii α " (jak to ma miejsce w przeważającej liczbie przypadków), to można rozważać czas życia ze względu na emisję cząstki α o określonej energii; stała zaniku, jako miara prawdopodobieństwa rozpadu, jest sumą stałych zaniku ze względu na emisję cząstek α o określonej energii:

$$\lambda = \sum \lambda_i, \text{ albo: } \frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}$$

Odpowiednie wartości τ_i nazywamy parcjalnymi czasami życia. Punkty na rys 7 przedstawiają odpowiednie wartości parcjalnych czasów połowicznego zaniku i odpowiadające im energie cząstek α .

Zadaniem teorii przemiany α jest między innymi wyjaśnienie bardzo silnej zależności prawdopodobieństwa rozpadu od energii emitowanych cząstek α .

3.7. Inne przemiany spontaniczne

W rozdziale tym zajmowaliśmy się niemal wyłącznie przemianami α , β i γ . Wspomniano także o możliwych procesach spontanicznej emisji protonu, bądź neutronu z nuklidów odległych od ścieżki stabilności, lecz nie zajmowaliśmy się szczegółowo tymi, dosyć rzadkimi, procesami. Znany jest jeszcze jeden proces przemiany spontanicznej, której mogą podlegać najcięższe jądra, mianowicie spontaniczne rozszczepienie, którego głównym elementem jest podział jądra na dwa średnio-ciężkie fragmenty. Ze względu na podobieństwo tego procesu do reakcji rozszczepienia wywołanej (np. przez powolny neutron) będzie on omówiony w rozdziale 2.1.3.2.

3.8. Wykorzystywanie izotopów promieniotwórczych

Atomy, których jądra są izotopami promieniotwórczymi mają własności chemiczne bardzo podobne do atomów o odpowiednich jądrach trwałych (to samo Z , różne A). Umożliwia to ich wykorzystywanie w metodzie znakowania; pierwiastek promieniotwórczy może zastąpić w cząsteczce chemicznej odpowiedni pierwiastek trwały, uczestnicząc następnie w procesach chemicznych, czy w szczególności biochemicznych [7] (np. wyżej wspomniany tryt może zastąpić wodór). Umożliwia to następnie śledzenie losów znakowanych cząsteczek w organizmie - poprzez rejestrację elektronów emitowanych z

rozpadu trytu, lub / i odpowiednich zmian w strukturze i losach cząsteczki, w której po rozpadzie zamiast ${}^3_1\text{H}$ znalazł się izotop helu, ${}^3_2\text{He}$, co oczywiście zmienia właściwości chemiczne cząsteczki.

Ciekawe zastosowanie w diagnostyce medycznej stanowi wykorzystanie izotopów, rozpadających się na drodze przemiany β^+ [7]. Taki izotop, "wbudowany" w cząsteczkę emituje pozyton, który - po przebyciu niewielkiej odległości - zostaje zahamowany i ulega anihilacji z napotkanym w ośrodku elektronem ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$); każdy z kwantów γ , emitowanych kolinearnie w przeciwnych kierunkach, wynosi energię 0. 511 MeV. Rejestracja takich kwantów γ określa "osie emisji", których przecięcia wyznaczają obszar koncentracji źródeł, czyli wprowadzonego do organizmu izotopu β^+ promieniotwórczego.

Innym ważnym zastosowaniem izotopów promieniotwórczych jest datowanie szczątków organicznych, w których występują atomy węgla, C [4]. Żywy organizm (zwierzęcy czy roślinny) uczestniczy w ustawicznej wymianie energii i materii z otoczeniem. Podtrzymaniu życia, czy wzrostowi rośliny towarzyszy przyswajanie oraz wydalenie substancji zawierających atomy węgla. W dwutlenku węgla, przyswajanym przez rośliny, występuje nie tylko ${}^{12}_6\text{C}$, lecz także izotop ${}^{14}_6\text{C}$, stanowiący niewielką, lecz stałą (w skali dziejów Ziemi) domieszkę. Po śmierci (np. ścięciu drzewa, przerobieniu włókien roślinnych na nici i tkaniny) wymiana materii z otoczeniem ustaje i - z biegiem czasu - względna zawartość izotopu ${}^{14}_6\text{C}$ zmniejsza się. Pomiar obecnej **aktywności** próbki, bądź jej analiza izotopowa i wyznaczenie stosunku ${}^{14}_6\text{C} / {}^{12}_6\text{C}$ pozwala obliczyć czas, jaki upłynął od "śmierci " próbki, np. wyprodukowania badanej tkaniny czy drewnianego przedmiotu. Okres połowicznego zaniku promieniotwórczego izotopu węgla (ok. 5570 lat) jest szczególnie dogodny dla datowania szczątków sprzed kilku tysięcy lat. Za zaproponowanie tej metody Libby, otrzymał w 1960 r. nagrodę Nobla.

W geologii i mineralogii dla oznaczania wieku skał wykorzystuje się pomiary stosunku zawartości ołowiu do uranu (pierwiastki: początkowy i końcowy w łańcuchu uranowym). Inną metodą jest badanie zawartości "uwięzionego " w minerale helu, którego jądro - cząstka α jest produktem rozpadu szeregu jąder w łańcuchach promieniotwórczych.

Wyżej zasygnalizowane przykłady nie wyczerpują listy możliwości zastosowania i wykorzystania jąder promieniotwórczych w różnych dziedzinach nauki i techniki.

4. Spontaniczne przemiany jądrowe

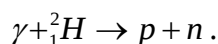
4.1. Masy i energie wiązania jader- deficyt masy.

Energia wiązania jader

Pomiary mas jąder $M(Z,A)$ prowadzą do stwierdzenia, że różnica między sumą mas składników a masą złożonego z nich jądra jest wielkością różną od zera, dodatnią, różną dla różnych jąder. Wielkość tę określamy jako energię wiązania jądra (wyrażoną w MeV) [4,6]

$$B = m_n \cdot N + m_p \cdot Z - M(Z, A) \quad (4.1)$$

gdzie m_n , m_p i $M(Z,A)$ oznaczają masy, odpowiednio: neutronu, protonu i masy jądra, wyrażone w MeV/c^2 . Energię wiązania można określić jako ilość energii, koniecznej do pełnego rozbicia jądra na wszystkie jego składniki. Np. energia wiązania deuteronu (jądra ${}^2_1\text{H}$) wynosi 2.224 MeV (wielkość tę można wyznaczyć z analizy energetycznej procesu fotorozszczepienia deuteronu



Energia wiązania cząstki α (jądra He) wynosi około 27 MeV.

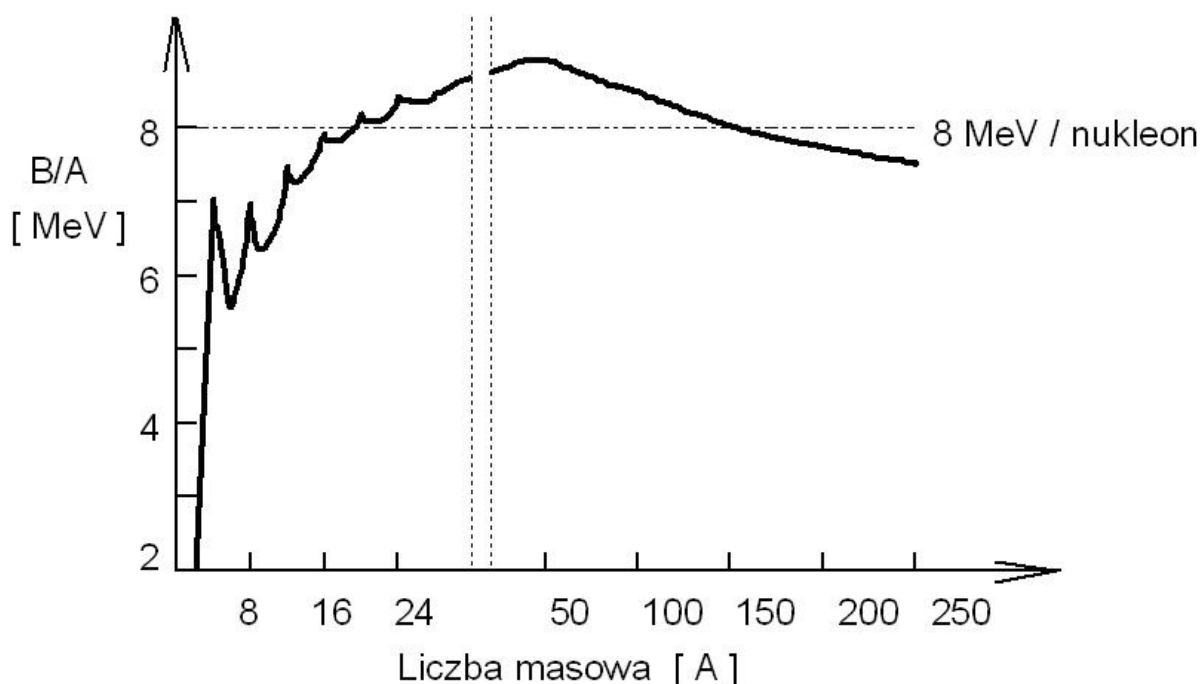
Często rozważa się wartość energii wiązania przypadającej - średnio - na jeden nukleon, B/A (Rys 4.1) [4]. Energię niezbędną dla oderwania od jądra jednego nukleonu (neutron, proton), z reguły różniącą się od wielkości B/A , nazywamy energią separacji neutronu (S_n) czy protonu (S_p). Energię separacji definiuje się jako różnicę między sumą masy "odrywanej" cząstki i pozostałego jądra, a masą jądra początkowego:

$$S_n = m_n + M(Z, A-1) - M(Z, A)$$

$$S_p = m_p + M(Z-1, A-1) - M(Z, A)$$

Rys. 4.1. przedstawia średnią energię wiązania (przypadającą na jeden nukleon) w zależności od liczby masowej A . Mimo pewnych nieregularności, można sformułować następujące wnioski z przebiegu zależności B/A w funkcji A :

- fakt, że energie wiązania są dodatnie - (mimo odpychania kolumbowskiego między protonami) świadczy o istnieniu silnych oddziaływań przyciągających, działających między nukleonami,
- dla małych liczb masowych wartość B/A rośnie szybko z liczbą nukleonów A (każdy "nowo-dodany" nukleon wzmacnia wiązanie),
- dla średnich liczb masowych wzrost staje się coraz wolniejszy aż do szerokiego maksimum (średnio ciężkie jądra z obszaru $A \sim 60$, mają tę samą energię wiązania przypadającą na jeden nukleon). Świadczy to o krótkim zasięgu sił oddziaływania nukleon-nukleon (N-N) gdyż "nowo-dodane" nukleony nie oddziałują już praktycznie z odległymi nukleonami w centrum. Efekt ten nazywamy "wysycaniem sił jądrowych",
- dla ciężkich jąder wartość B/A powoli maleje, co świadczy o wzmagającej się roli kulombowskiego odpychania między coraz liczniejszymi protonami.



Rys. 4.1. Średnia energia wiązania na jeden nukleon jako funkcja A dla jąder trwałych

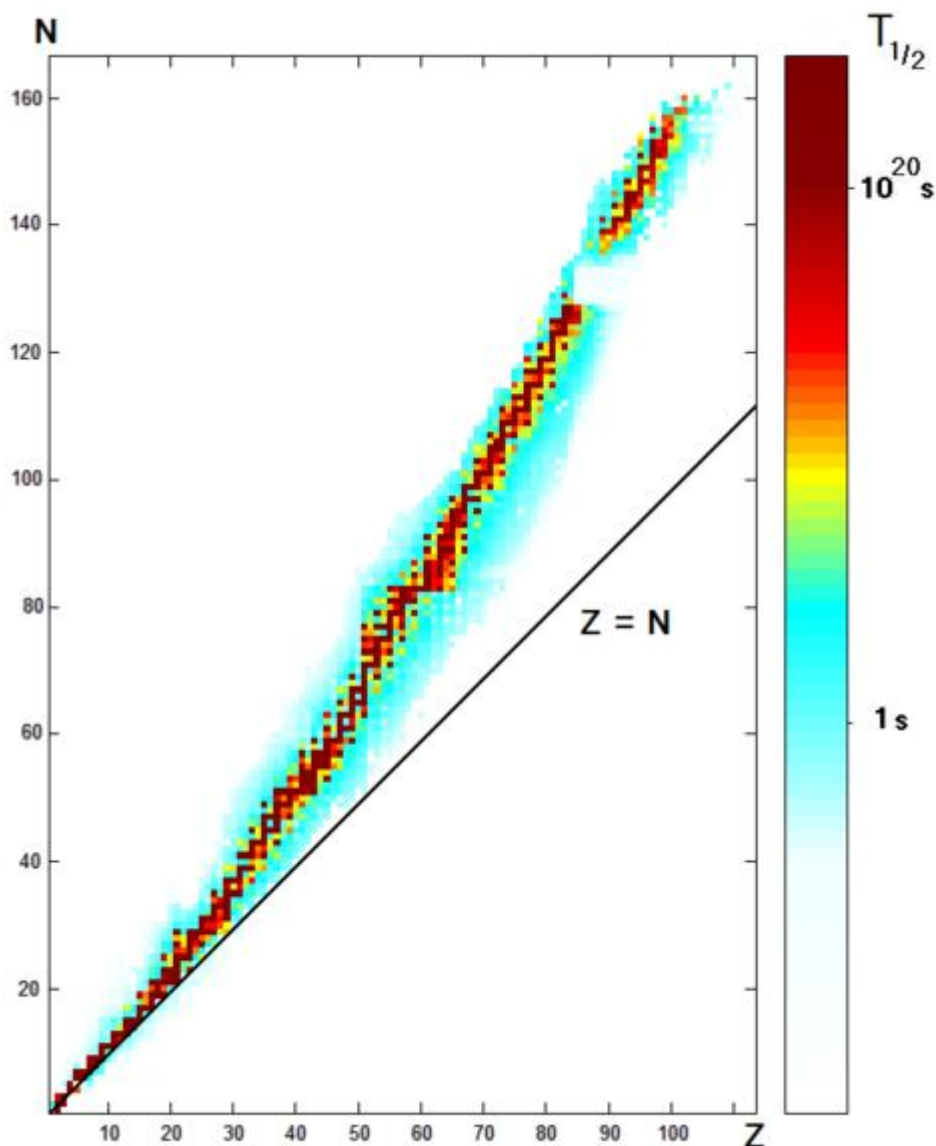
Wyżej opisane obserwacje dotyczą "wygładzonego" przebiegu zależności B/A od liczby masowej A . Tymczasem bliższe przyjrzenie się wartościom B/A dla poszczególnych A (Rys. 4.1) wykazuje odstępstwa od gładkiego przebiegu. Liczne lokalne maksima wskazują na jądra szczególnie silnie związane.

4.2. Ścieżka stabilności.

Każdy nuklid, o określonej liczbie protonów Z i liczbie neutronów N , można przedstawić na płaszczyźnie (Z, N) w postaci punktu. Zbiór tych punktów, odpowiadających znanym nuklidom układa się w pewną "ścieżkę", której część wewnętrzna - środkowa - odpowiada trwałym nuklidom (Rys. 4.2). Nad ścieżką znajdują się jądra promieniotwórcze, ulegające rozpadowi β^- , zaś pod nią - jądra ulegające rozpadowi β^+ lub wychwytowi elektronu [3,8]. Ścieżka ma początkowo kierunek zbliżony do dwusiecznej płaszczyzny (Z, N) , zaś dla cięższych jąder ulega stopniowemu odchyleniu ku górze. Początkową część ścieżki stabilności, dla małych wartości Z i N , można przybliżyć prostą o równaniu $N=Z$. Obserwację tę można wyjaśnić tym, że zarówno protony jak neutrony są fermionami, a zatem podlegają zakazowi Pauliego, dopuszczającego występowanie w tym samym stanie tylko jednego fermionu danego rodzaju (jest to analogiczna reguła jak ta dopuszczająca tylko jeden elektron w stanie kwantowym określonym zdefiniowanymi liczbami kwantowymi (wykład 2.1.1.2)).

Konstruowanie "lekkiego" stabilnego jądra przez dodawanie kolejnych nukleonów preferuje zatem "równomierne" dodawanie protonów i neutronów; zachwianie tej równomierności osłabiłoby wiązanie układu - aż do utraty stabilności (dla jąder o większych liczbach $A=N+Z$ istotną rolę odgrywa krótkozasięgowość oddziaływań nukleon-nukleon oraz odpychanie kulombowskie protonów, co prowadzi do nieliniowości wykresu $N-Z$). Jądra α -promieniotwórcze znajdują się w części "ścieżki", odpowiadającej ciężkim jądrom. Kształt i lokalizacja "ścieżki stabilności" wskazują na to, że nuklidy, występujące w przyrodzie mają w przybliżeniu równe liczby protonów i neutronów. Dla cięższych jąder, zawierających zarazem więcej protonów można oczekiwać kulombowskiego odpychania między naładowanymi nukleonami, co prowadzi do osłabienia wiązania nukleonów w jądrze; jądra o liczbie

neutronów większej od liczby protonów kompensują w pewnym stopniu odpychanie kulombowskie silnymi przyciągającymi oddziaływaniami większej liczby neutronów.



Rys. 4. 2 Ścieżka stabilności

Proces rozpadu β^- z punktu widzenia składu nukleonowego jądra - prowadzi do zamiany jednego neutronu na proton. W takim wypadku zrozumiałe jest więc grupowanie się nuklidów β^- promieniotwórczych na peryferiach ścieżki stabilności, odpowiadających nuklidom o nadmiarze neutronów w porównaniu z trwałymi jądrami. Podobne rozumowanie wyjaśnia grupowanie się jąder β^+ promieniotwórczych pod główną linią ścieżki stabilności (Rys. 4.2).

Częstość występowania nuklidów ze względu na ich skład neutronowo - protonowy.

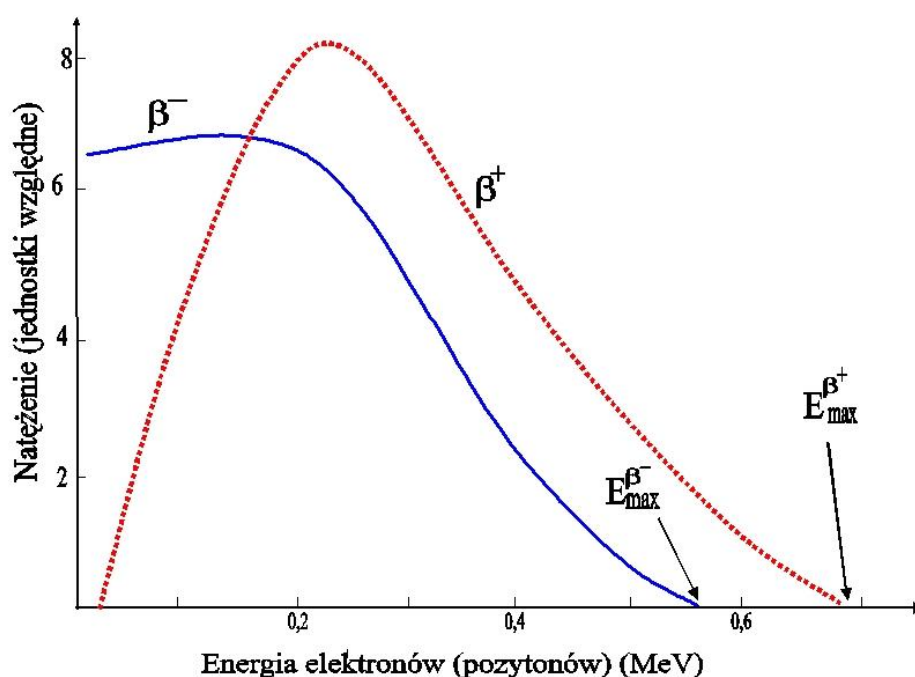
Podstawową obserwacją jest tu stwierdzenie, że wśród 264 trwałych nuklidów dominują te, które zawierają parzystą liczbę zarówno protonów jak i neutronów. Jest ich 165. Tylko 5 jąder trwałych ma nieparzystą liczbę neutronów i nieparzystą liczbę protonów (${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{50}_{23}\text{V}$). Liczby jąder trwałych parzysto-nieparzystych (parzyste Z i

nieparzyste N) oraz nieparzysto-parzystych wynoszą po kilkadziesiąt. Z obserwacji tej wnosimy, że szczególnie silnie (trwale) związane są jądra, w których każdy nukleon ma "swoją parę" (pp, nn).

4.3. Rozpady β , widma β

Niektóre jądra, np. $^{64}_{29}\text{Cu}$, mogą ulegać zarówno rozpadowi β^- jak β^+ , bądź wychwytowi elektronu (z określonym względnym prawdopodobieństwem).

Rys. 4.3. przedstawia kształt widm energetycznych elektronów i pozytonów dla wyżej wspomnianego jądra $^{64}_{29}\text{Cu}$. Różnica w kształcie widm cząstek β^- i β^+ wynika przede wszystkim z różnicy znaków ich ładunków (e^- , powstały w procesie przemiany β^- jest przyciągany przez jądro, a więc "wyhamowywany", zaś e^+ - odpychany); dodatkowo na kształt widm wpływa fakt, że w rozważanych procesach powstają *różne jądra*, a więc mamy do czynienia z różnymi stanami końcowymi [4].



Rys. 4.3. Schemat widm energetycznych elektronów i pozytonów emitowanych w rozpadzie β jądra $^{64}_{29}\text{Cu}$, zaznaczone są energie maksymalne elektronów i pozytonów

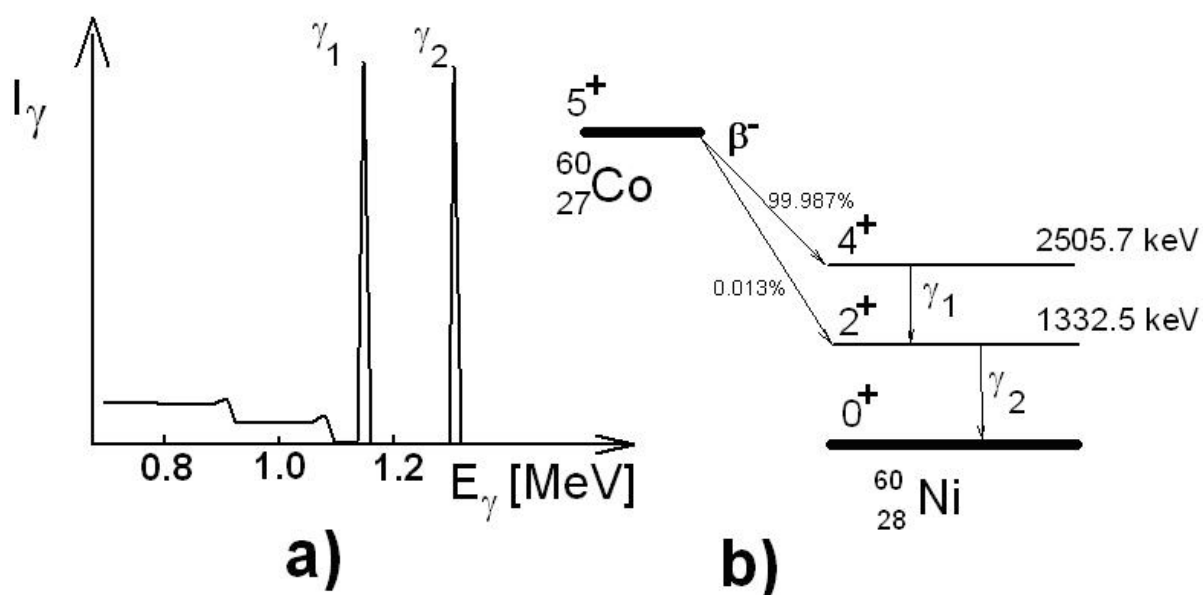
Tab. 4.1. Wybrane parametry rozpadów β

Rozpad	Sekwencja spinów i parzystości	T1/2	E _{max} [MeV]
$^3_1\text{H} \rightarrow ^3_2\text{He}$	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	12.5 lat	0.19
$^{18}_9\text{F} \rightarrow ^{18}_8\text{O}$	$1^+ \rightarrow 0^-$	1.8 godz	0.64
$^{11}_6\text{C} \rightarrow ^{11}_6\text{B}$	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^-$	20.4 min	0.99
$n \rightarrow p$	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	10.6 min	0.782
$^{14}_8\text{O} \rightarrow ^{14}_7\text{N}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	71.4 s	1.812
$^6_2\text{He} \rightarrow ^6_3\text{Li}$	$0^+ \rightarrow 1^+$	0.813 s	3.50

Wracając do kształtu widm energii elektronów (bądź pozytonów) z rozpadu β warto zauważyć, że maksymalna energia, $E_{\max}$ odpowiada takiej konfiguracji trzech produktów rozpadu, że jądro-produkt i antyneutrino (neutrino) mają zgodnie skierowane pędy, antyrównoległe do wektora pędu elektronu (pozytonu). Wyznaczając $E_{\max}$ dla rozpadów różnych jąder β promieniotwórczych stwierdzono wyraźną korelację (ściślej: antykorelację) między maksymalną wartością energii elektronów a czasem życia jądra macierzystego. Kilka wartości okresu połowicznego zaniku i odpowiedniej energii maksymalnej podano w Tab. 4.1. Widać, że stosunkowo niewielkim różnicom w $E_{\max}$ odpowiadają ogromne różnice wartości $T_{1/2}$. Zadaniem teorii rozpadu β jest ilościowy opis kształtu widma elektronów oraz prawdopodobieństwa rozpadu, $\lambda = 1/\tau$.

4.4. Przemiana γ

Ponieważ w wyniku procesu powstają dwa obiekty – jądro w stanie podstawowym i foton γ , zatem jest to proces dwuciałowy i widma energii kwantów γ , emitowanych ze wzbudzonych jąder są *dyskretne* (Rys. 4.4); położenie linii w skali energii jest charakterystyczne dla danego nuklidu.



Rys. 4.4. a) Widmo promieniowania γ emitowanego w rozpadzie β z nuklidu ^{60}Co , obserwowane w detektorze $\text{Ge}(\text{Li})$ (niskoenergetyczna część widma γ odpowiada oddziaływaniom komptonowskim), b) Schemat przejść γ pomiędzy poziomami energetycznymi w ^{60}Ni

Jak pokazuje wybrany przykład w procesie samej emisji kwantu γ nuklid nie zmienia swojego składu nukleonowego, zmienia się tylko stan energetyczny jądra; przechodzi ono do stanu o niższej energii wzbudzenia, lub do stanu podstawowego. Poszczególne linie γ odpowiadają przejściom między określonymi, dyskretnymi poziomami energii (Rys 4). Różne przejścia realizowane są z różnymi intensywnościami, przy czym nie wszystkie możliwe do pomyślenia przejścia ("z każdego poziomu na każdy niższy ") są realizowane. W przykładzie rozpadu ^{60}Co pokazanym na Rys. 4.4, praktycznie nie jest realizowane przejście γ o energii 2505,7 keV ze stanu 4^+ do stanu podstawowego ze względu na dużą różnicę spinów.

Znajomość spinów i parzystości tych poziomów, między którymi realizowane są przejścia γ , pozwala zauważyć pewne regularności, dotyczące intensywności emitowanych

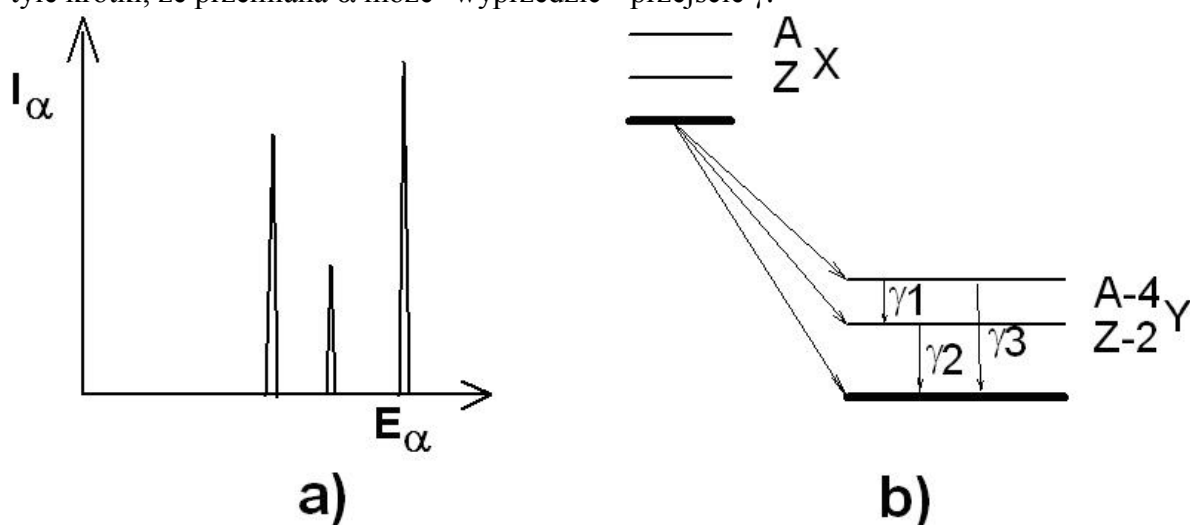
kwantów. Warto od razu zauważyć, że przejście γ między poziomami, z których każdy ma spin zero, jest niemożliwe, ponieważ kwant γ ma spin równy jedności: przejście ze stanu początkowego o spinie zero do stanu końcowego, w którym występowałby zerowy spin nuklidu i jednostkowy spin kwantu jest wzbronione przez prawo zachowania momentu pędu.

Energie wzbudzenia, liczone od poziomu podstawowego, zawierają się w przedziale od ułamków MeV, do kilkunastu MeV. Dla przejść, następujących po przemianie α , energie kwantów γ są niewielkie, zazwyczaj $E_\gamma \leq 0.5 \text{ MeV}$; wartości E_γ po przemianie β są zazwyczaj większe (do $2 \div 2,5 \text{ MeV}$).

Powyższe obserwacje można wyjaśnić znając mechanizm i teorię rozpadów α i β .

4.5. Widma energetyczne rozpadów α .

Rozpad jądra z emisją cząstki α (${}^4_2\text{He}$) jest procesem dwuciałowym, co stwierdzono badając widma energii cząstek α , emitowanych z jąder promieniotwórczych. Schematyczny szkic takiego widma ilustruje Rys. 4.5a. Widma te są liniowe, zaś obecność kilku linii, odpowiadających określonym energiom cząstek α , wskazuje na to, że jądro pochodne może po przemianie znajdować się w różnych stanach energetycznych (Rys. 4.5b). Różnice między energiemi cząstek α są całkowicie zgodne z energiemi kwantów γ , emitowanych następnie ze stanów wzbudzonych jądra pochodnego. Rozważając bilans energii w rozpadzie α należy pamiętać, że w stanie końcowym jądro pochodne wynosi pewną energię kinetyczną - energię odrzutu. Jądro macierzyste (${}^A_Z\text{X}$) rozpada się z reguły ze stanu podstawowego, nawet, jeżeli powstało ono w stanie wzbudzonym w wyniku jakiegoś poprzedniego procesu: na ogół przejście elektromagnetyczne do stanu podstawowego następuje zanim zostanie zrealizowany rozpad α . Rzadkim wyjątkiem jest sytuacja, gdy czas życia ze względu na rozpad α jest na tyle krótki, że przemiana α może "wyprzedzić" przejście γ .



Rys. 4.5. Schematyczne przedstawienie widma energetycznego cząstek α oraz odpowiadających mu przejść (rozpadów)

Cząstka α , emitowana ze stanu wzbudzonego jądra macierzystego, ma wówczas energię większą od cząstki α , emitowanej ze stanu podstawowego (ze względów historycznych takie cząstki α nazywa się cząstkami "długozasięgowymi").

4.6. Rozpady sekwencyjne.

Zdarza się, że produkt rozpadu spontanicznego jest również promieniotwórczy i rozpada się ze stałą zaniku, na ogół inną niż substancja macierzysta. W takim wypadku mamy do czynienia z rozpadem sekwencyjnym (sukcesywnym). W rozpadzie sekwencyjnym jądro

macierzyste 1 rozpada się ze stałą rozpadu λ_1 , tworząc jądro 2, które z kolei rozpada się ze stałą rozpadu λ_2 , tworząc jądro 3. W chwili początkowej mogą występować wszystkie jądra z szeregu w ilościach odpowiednio, N_{01} , N_{02} i N_{03} .

Równanie opisujące rozpady jądra macierzystego 1 ma postać:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (4.2)$$

Liczba jąder 2 rośnie wraz z rozpadami jąder macierzystych 1 i maleje wraz z rozpadami ze stałą rozpadu λ_2 , co oddaje równanie

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (4.3)$$

Jeśli jądro 3 jest stabilne to liczba jąder 3 jest określona przez rozpady jądra 2:

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \quad (4.4)$$

Te trzy równania: (4.2), (4.3) i (4.4), całkowicie opisują rozpad sekwencyjny. Rozwiązując pierwsze z nich dostajemy:

$$N_1 = N_{01} e^{-\lambda_1 t} \quad (4.5)$$

Po wstawieniu rozwiązania (4.5) do równania (4.3) i rozwiązaniu dostajemy liczbę jąder 2 w funkcji czasu:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{02} e^{-\lambda_2 t} \quad (4.6)$$

Wstawiając (4.5) do (4.4) uzyskujemy rozwiązanie opisujące zależność liczby jąder 3 od czasu:

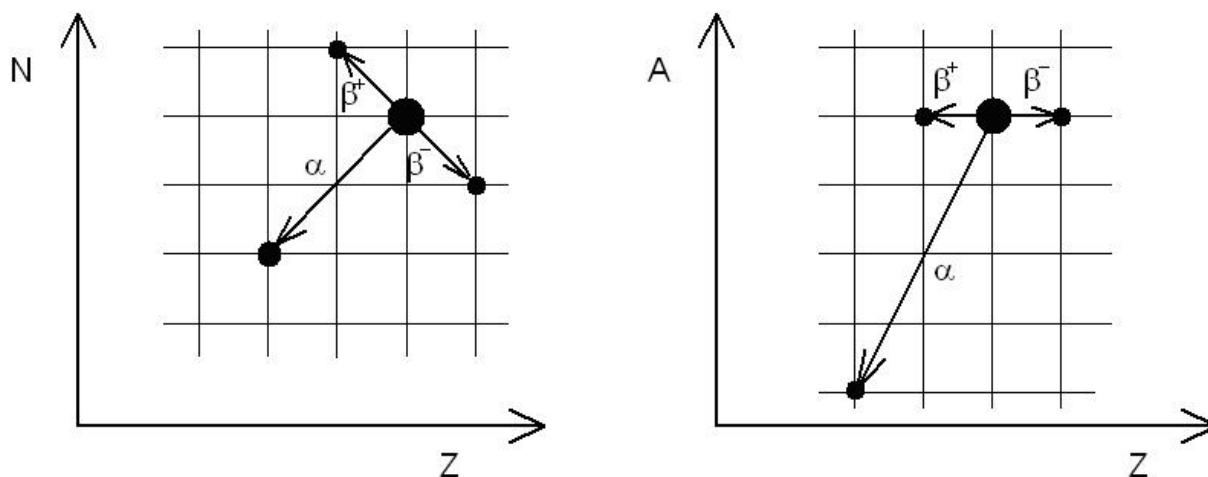
$$N_3 = N_{01} N_{01} \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right) + N_{02} (1 - e^{-\lambda_2 t}) + N_{03} \quad (4.7)$$

Bardzo często mamy do czynienia z przypadkiem, gdy na początku mamy tylko jądra N_1 . Wtedy $N_{02}=0$ i $N_{03}=0$, a rozwiązania opisujące liczby jąder 2 i 3 w rozpadzie sekwencyjnym są znacznie prostsze:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (4.8)$$

$$N_3 = N_{01} \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right) \quad (4.9)$$

W przemianach sekwencyjnych często przeplatają się rozpady różnych rodzajów. Przemiany α i β często przedstawia się graficznie w postaci strzałek na płaszczyźnie (Z, N), bądź (Z, A); długość i kierunek strzałki informują o zmianie liczby protonów i neutronów w nuklidzie w wyniku danej przemiany, (Rys. 4.6)



Rys. 4.6. Ilustracja graficzna rozpadów α i β na płaszczyznach (Z,N) i (Z,A)

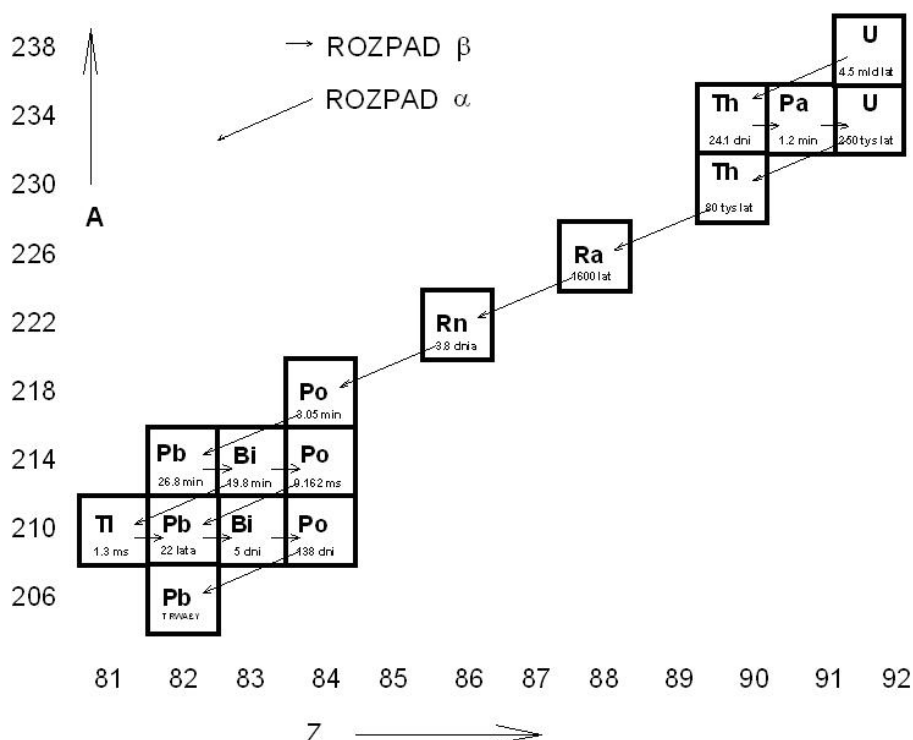
Jądro, powstające w wyniku przemiany promieniotwórczej, może być również nietrwałe - promieniotwórcze. Daje to na wykresie sekwencję strzałek, widocznych na Rys. 4.6. Zdarza się, że jądro może ulegać rozpadowi bądź α , bądź β , (z określonym względnym prawdopodobieństwem), co ilustrują widoczne na Rys. 4.7 rozgałęzienia. W przypadku występowania różnych kanałów rozpadu należy pamiętać, że prawdopodobieństwo rozpadu takiego jądra jest sumą prawdopodobieństw rozpadów na wszystkich możliwych drogach, a zatem:

$$\lambda_{tot} = \sum \lambda_i,$$

co oznacza, że nuklidy mające wiele kanałów rozpadu mają krótsze czasy życia, niż te z pojedynczymi możliwościami.

4.7. Szeregi promieniotwórcze.

Na Rys. 4.7 przedstawiono *łańcuch* ("rodzinę") promieniotwórczą uranowo-radową.



Rys. 4.7 Łańcuch promieniotwórczy uranowo-radowy ($A = 4k + 2$)

Istnieją cztery takie rodziny promieniotwórcze; ich liczba wynika stąd, że cząstka α składa się z czterech nukleonów, a tylko rozpad α zmienia liczbę nukleonów (właśnie o cztery!); cztery możliwe łańcuchy promieniotwórczych pierwiastków mogą mieć zatem liczby masowe, $A = 4k, 4k+1, 4k+2, 4k+3$, gdzie k jest liczba całkowita (por Tabela 2). W Tabeli 2. podano kilka charakterystyk czterech łańcuchów jąder promieniotwórczych.

Okresy połowicznego zaniku jąder początkowych w każdym z łańcuchów promieniotwórczych są długie; łańcuch o najkrótszym czasie życia jądra początkowego został odkryty najpóźniej właśnie dlatego, że jądro macierzyste ^{232}Np "żyje" stosunkowo krótko - w skali wieku Ziemi. Jądra trwałe, kończące każdy z łańcuchów, są jądrami o magicznej liczbie protonów, lub neutronów.

Tabela 2 Wybrane parametry szeregów promieniotwórczych

Nazwa łańcucha	A	T _{1/2} [lat]	Pierwsze jądro szeregu	Jądro kończące szereg		
				nazwa	Z	N
torowy	4k	1.4·10 ¹⁰	$^{232}_{90}\text{Th}$	$^{208}_{82}\text{Pb}$	82	126
neptunowy	4k+1	2.2·10 ⁶	$^{237}_{93}\text{Np}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$	83	126
uranowo-radowy	4k+2	4.5·10 ⁹	$^{238}_{92}\text{U}$	$^{206}_{82}\text{Pb}$	82	124
uranowo-aktynowy	4k+3	7.2·10 ⁸	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{207}_{82}\text{Pb}$	82	127

Dla łańcucha kolejnych przemian promieniotwórczych można zapisać układ równań różniczkowych określających zmiany w czasie liczby odpowiednich jąder:

$$\frac{dN_0}{dt} = -\lambda_0 N_0, \quad \frac{dN_i}{dt} = N_{i-1}\lambda_{i-1} - N_i\lambda_i,$$

gdzie pierwszy człon po prawej stronie odpowiada powstawaniu jąder N_i w wyniku rozpadu jądra poprzedzającego w łańcuchu, zaś drugi człon odpowiada rozpadowi jąder N_i . Rozwiązanie układu takich równań, tak jak to zrobiliśmy dla równań (2-4), z uwzględnieniem stanu początkowego (np. $N_1(t=0)=N_{i0}$, $N_{i \neq 1}(t=0)=0$) pozwala znaleźć liczbę jąder N_i w funkcji czasu, oraz znaleźć *stan równowagi dynamicznej* układu, osiągnany po dostatecznie długim czasie, co odpowiada ustalonym stosunkom aktywności promieniotwórczej kolejnych członów łańcucha;

$$\frac{dN_i}{dt} \cong N_i\lambda_i = \text{const}$$

Stan taki nazywamy stanem *równowagi wiekowej*, który jest osiągnany po bardzo długim czasie, gdy substancja macierzysta ulega rozpadowi znacznie wolniej od pozostałych członów łańcucha..

Poza jądrami promieniotwórczymi, należącymi do czterech wyżej wymienionych łańcuchów, istnieje jeszcze wiele innych jąder, ulegających spontanicznym rozpadowi na drodze przemiany β lub α . Rozpadowi β ulegają niektóre jądra lekkie; najlżejszym nietrwałym nuklidem jest jądro trytu, ($^3_1\text{H} \rightarrow ^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$), rozpadające się z okresem połowicznego zaniku $T_{1/2} = 12.5$ lat.

4.8. Równowaga produktów rozpadu (radon jako przykład)

Jak można zauważyć, w rodzinie uranowo-radowej, pierwsze elementy łańcucha uran, tor i rad mają bardzo długie okresy połowicznego zaniku. Uran - 4,5 mld lat, tor - 80 tys. lat i rad 1600 lat. Produktem rozpadu radu, ^{226}Ra jest gaz szlachetny radon - ^{222}Rn . Widzimy, że ostatni w łańcuchu – radon rozpada się znacznie szybciej, niż macierzysty rad. Mamy więc

związki między stałymi rozpadu: $\lambda(Ra) = \lambda_1 \ll \lambda(Rn) = \lambda_2$, ponieważ okres połowicznego zaniku radu $T_{1/2} = 1600$ lat, co jest bardzo dużym czasem w porównaniu czasami eksperymentów, można przyjąć, że stała rozpadu radu jest bardzo mała i wynosi $\lambda(Ra) = \lambda_1 \approx 0$. Stąd aktywność radu można przybliżyć, przyjmując, że $e^{-\lambda_1 t} \cong 1$:

$$A_1 = \frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 N_1 = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t} \cong \lambda_1 N_{01} = \text{const}$$

Aktywność radonu będziemy wyliczać w oparciu o równanie (8), które uwzględnia nie tylko rozpad substancji pochodnej N_2 , ale i jej narastanie ze względu na rozpad substancji macierzystej:

$$A_2 = \lambda_2 N_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \cong \lambda_1 N_{01} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Z analizy wyrażenia opisującego zależność $A_2(t)$ widzimy, że aktywność początkowo narasta, aby po kilku okresach połowicznego zaniku osiągnąć aktywność substancji macierzystej.

$$A_2 \cong \lambda_1 N_{01} = A_1$$

Tak więc, w naszym przypadku aktywność radonu jest równa aktywności radu, a ponieważ poprzedzające nuklidy w szeregu mają coraz dłuższe okresy połowicznego zaniku, o aktywności radonu będzie decydowała aktywność pierwszego elementu szeregu promieniotwórczego – ^{238}U .

4.9. Podstawowe informacje o reakcjach jądrowych.

Wstęp

Reakcjami nazwiemy oddziaływania z udziałem dwóch obiektów, z których przynajmniej jeden jest jądrem - obiektem złożonym z protonów i neutronów. Procesy, w których uczestniczą w stanie początkowym dwie cząstki elementarne (w umownym rozumieniu - z okresu przed wprowadzeniem do fizyki pojęcia kwarków) nazwiemy oddziaływaniami elementarnymi. Zapisem reakcji jest;

$$a + A \rightarrow B_1 + B_2 + \dots \quad (4.10)$$

Często odróżnia się w stanie początkowym "pocisk" (a) i "tarczę" (A); należy jednak pamiętać, że tarcza nie musi być w spoczynku; niekiedy rozważa się procesy w tzw. odwrotnej kinematyce, tj. w układzie, w którym (a) spoczywa, a (A) jest pociskiem; wreszcie niektóre reakcje (zwane egzoenergetycznymi) mogą być realizowane, gdy oba obiekty: (a) i (A) są w spoczynku. Dlatego terminy: "pocisk" i "tarcza" są stosowane umownie. W stanie końcowym mogą być dwie lub więcej cząstek. Często stosowany jest również zapis, symbolizujący proces, w którym w nawiasie umieszcza się symbol pocisku wywołującego reakcję, oraz symbol wyróżnionego produktu (np. (α, p) oznacza reakcję wywołaną przez cząstkę α , której wynikiem jest emisja protonów p).

Szczególnym przypadkiem jest *rozpraszanie elastyczne* $a + A \rightarrow a + A$, gdy w stanie końcowym są te same dwa obiekty, o innych niż w stanie początkowym pędach i energiach; w procesie muszą być, oczywiście, spełnione prawa zachowania pędu i energii.

Proces $a + A \rightarrow a + A^*$ nazywamy *rozpraszaniem nieelastycznym*; symbol A^* oznacza, że obiekt - jądro A jest po procesie w stanie wzbudzonym.

Często spotykany jest umowny podział reakcji na zderzenia przy *niskiej, średniej, wysokiej, nawet ultrawysokiej energii*. Szczególnie ważna jest granica, przy której wśród

produktów reakcji, poza nuklidami i kwantami γ , mogą się pojawiać cząstki *wyprodukowane* w procesie oddziaływania: mezony π (przy "następnej" energii granicznej - produkowane są cząstki dziwne - mezony K i hiperony). Niezbyt precyzyjny, orientacyjny podział według energii, przy których realizowane są reakcje, może wyglądać ja następuje:

- niskie energie ($< \text{ok } 20 \text{ MeV}$),
- średnie energie (kilkadziesiąt do kilkuset MeV),
- wysokie energie (kilkaset MeV do kilku GeV),
- ultrawysokie energie (rzędu dziesiątek, setek, czy nawet tysięcy GeV).

Badanie reakcji jądrowych ma na celu przede wszystkim poznanie i zrozumienie mechanizmów procesów, ich przebiegu i związku ze strukturą obiektów - uczestników reakcji. Zadania te są obszerne i wymagają precyzyjnych pomiarów charakterystyk stanu początkowego i końcowego. Przedmiotem pomiarów są przede wszystkim:

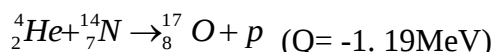
- przekrój czynny σ , dla danej reakcji i jego zależność od energii $\sigma(E)$, różniczkowy przekrój czynny, $d\sigma/d\Omega$, dający rozkład kątowy wybranego produktu reakcji;
- tożsamość, skład i charakterystyki kinematyczne produktów reakcji realizowanej przy określonym stanie początkowym.

Celem realizowania określonej reakcji jądrowej jest często wytwarzanie określonych cząstek czy jąder, nie występujących w przyrodzie (np. nietrwałych), które są następnie wykorzystywane jako pociski w innych procesach, bądź wykorzystywane w zastosowaniach technicznych czy medycznych.

Dla realizacji określonej reakcji niezbędne są, oczywiście, odpowiednie pociski o określonej tożsamości i energii. Konstrukcja odpowiednich akceleratorów (protonów, cząstek α , cięższych jąder, elektronów), ich rozwój, oraz rozwój detektorów i odpowiedniego oprogramowania stale towarzyszą planowaniu i badaniu reakcji jądrowych.

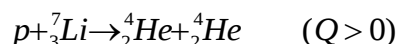
Przykłady "historycznych" reakcji jądrowych

Pierwszymi pociskami, wykorzystywanymi w reakcjach jądrowych, były cząstki α , jądra ${}^4_2\text{He}$ z naturalnych źródeł promieniotwórczych. W 1919 r. Rutherford zaobserwował pierwszy przypadek "zamiany" jednego jądra (azotu) na inne (tlenu) w wyniku reakcji jądrowej:



Wartość w nawiasie określa ilość energii (tzw. Q reakcji), wydzielanej w procesie; znak "-" oznacza, że w tym przypadku $Q < 0$ (reakcja jest endoenergetyczna), to znaczy, że dla realizacji procesu niezbędne jest dostarczenie pewnej energii; w tym przypadku dostarcza jej cząstka α . Tarczę jądrową stanowiły jądra azotu, wchodzącego w skład powietrza, zaś emitowane w stanie końcowym protony rejestrowano jako błyski na ekranie scyntylacyjnym (ZnS).

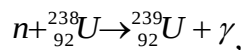
W 1932 r. dysponowano już protonami, jako pociskami przyspieszonymi w silnym polu elektrycznym, uzyskiwanym w tzw. generatorze Cockrofta-Waltona. Pierwszą reakcją wywołaną przez protony była:



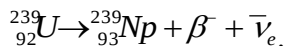
Reakcja ta jest egzoenergetyczna, ale samo dotarcie protonu do jądra litu (bariera kulombowska!) wymaga niezerowej energii kinetycznej pocisku. Badanie stanu końcowego w zależności od energii pocisku (E_p) dało wyniki zgodne z przewidywaniami wynikającymi z ilościowego rozważenia przejścia protonu przez barierę kulombowską.

4.10. Reakcja rozszczepienia

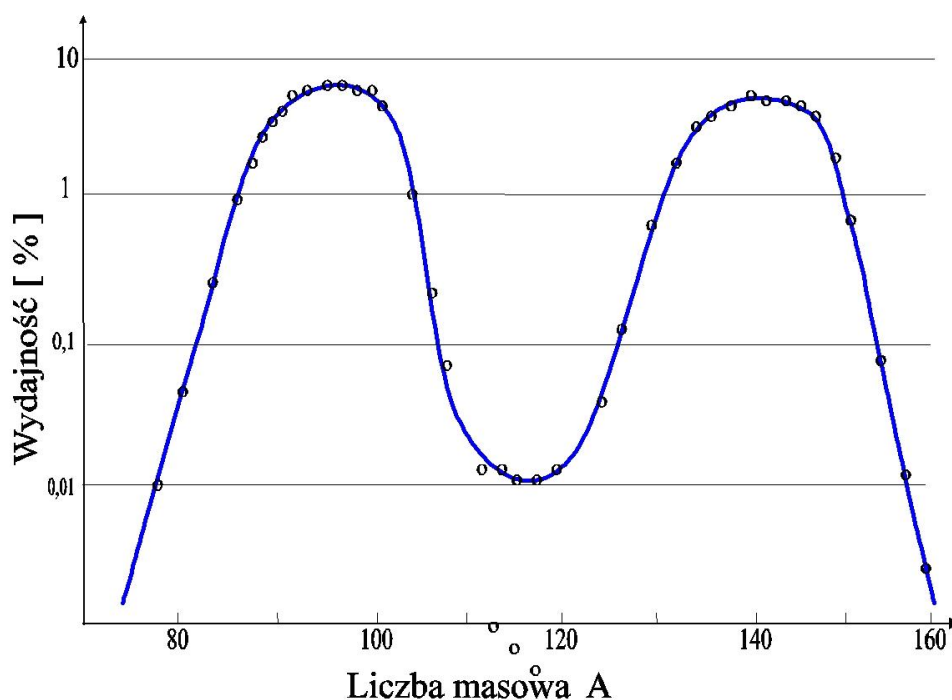
Badanie procesów wychwytu neutronu doprowadziło do stwierdzenia, że gdy tarczą jest ciężkie jądro ($A > \text{ok. } 200$), a źródło i tarcza są otoczone materiałem bogatym w wodór (np. parafina), ta obserwowana po procesie "wymuszona" aktywność β jest szczególnie silna. W latach 30-ch prowadzono intensywne, systematyczne badania procesów wychwytu neutronów przez bardzo ciężkie jądra. Oczekiwano w ich wyniku powstawania transuranowców (jąder o $Z > 92$), np:



po czym następowałby rozpad β , prowadzący do powstania jądra o liczbie Z większej o jedną, czyli jądra transuranowego:

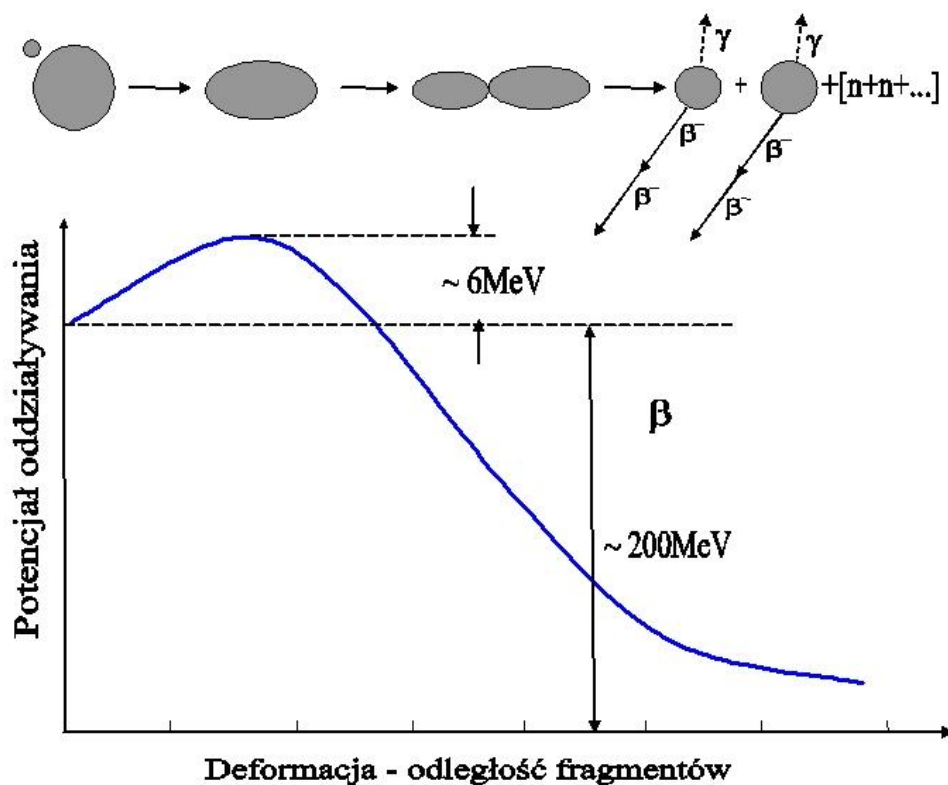


Jądro, nazwane neptunem, okazało się również promieniotwórcze - w wyniku kolejnej przemiany β powstawało kolejne jądro transuranowe, pluton. Poza reakcjami takiego rodzaju, jak zapisane powyżej, stwierdzono występowanie w stanie końcowym znacznie lżejszych jąder promieniotwórczych, należących do środkowej części układu okresowego pierwiastków. Niełatwe precyzyjne badania radiochemiczne umożliwiły identyfikację produktów takich procesów. Rys. 4.8 przedstawia rozkład liczb masowych nuklidów obserwowanych w stanie końcowym dla procesów oddziaływania neutronów z ciężkimi jądrami [3].



Rys. 4.8. Rozkład mas nuklidów wytwarzanych w procesie rozszczepienia inicjowanego neutronami termicznymi na ${}^{235}\text{U}$ (skala logarytmiczna)

Interpretację licznych i żmudnych eksperymentów poświęconych badaniu tych procesów podali w 1938 r. L. Meitner i O. Frisch; schematyczny opis procesu *rozszczepienia* przedstawia Rys. 4.9.



Rys. 4.9. Schemat przebiegu reakcji rozszczepienia, dolna część rysunku ilustruje zmiany energii potencjalnej podczas procesu rozszczepienia

Wchłonięcie neutronu przez ciężkie jądro stanowi pierwszy etap procesu, polegający na uformowaniu nowego jądra (o liczbie neutronów o jednąś większej niż w jądrze pierwotnym); jądro to jest silnie wzбудzone - emisja kwantów γ nie usuwa jednak całkowicie wzbudzenia; jądro jest w stanie silnej deformacji, co symbolizuje na Rys. 4.9 przewężony twór. Pewna analogia do silnie zdeformowanej kropli cieczy pozwala oczekiwać rozpadu tak zdeformowanego jądra na dwa fragmenty o porównywalnych, choć niekoniecznie równych masach (Rys. 4.9). W takiej sytuacji energia układu zmniejsza się o ok. 200 MeV, co jest rezultatem zmniejszenia dodatniego potencjału kulombowskiego. Rys. 4.9 ilustruje kolejne stadia rozszczepienia na dwa fragmenty o porównywalnych masach. Podczas powolnego odkształcania sferycznego jądra musimy zwiększyć jego powierzchnię, wykonując pracę przeciwko siłom napięcia powierzchniowego (człon powierzchniowy we wzorze Weizsaackera [4,8]). Wskutek tego gwałtownie rośnie energia potencjalna układu. Wraz ze wzrostem deformacji siły kulombowskie wykonują niewielką pracę zmniejszając energię potencjalną. Sumaryczny potencjał wzrasta, osiągając maksimum o wartości ok. 6 MeV wyższej od początkowego potencjału jądra niezdeformowanego. Przy dalszej deformacji kropla cieczy jądrowej przewęża się i tworzą się dwa jądra będące produktami rozszczepienia, których nie utrzymuje już ani energia objętościowa ani powierzchniowa. Odległość dzieląca obie części staje się większa niż zasięg sił jądrowych, tak więc, produkty rozszczepienia oddalają się pod wpływem sił odpychania elektrostatycznego, dopóty, dopóki fragmenty rozszczepienia nie osiągną pełnych energii kinetycznych. Typowy przebieg potencjału w funkcji deformacji przedstawia dolna część Rys. 4.9.

Powyższy opis pozwala zrozumieć proces rozszczepienia, wywołany przez wychwyty neutronu. W nielicznych przypadkach obserwuje się także proces rozszczepienia spontanicznego. Jądro w stanie podstawowym znajduje się w studni potencjału o głębokości ok. 6 MeV, co oznacza, że rozszczepienie spontaniczne polega na tunelowym przejściu fragmentu o znacznej masie przez barierę potencjału o wysokości 6 MeV. Tylko nieliczne

jądra ciężkie o nieco niższym progu potencjału mogą ulec rozszczepieniu. Proces z udziałem neutronu, zachodzi ze znacznie większym prawdopodobieństwem (rozszczerpieie *wymuszone* albo *indukowane*). Energia wiązania neutronu w ciężkim jądrze osiąga w wielu wypadkach 6 MeV, co wystarcza do przezwyciężenia bariery potencjału i inicjacji rozszczepienia.

Przykład:

Eksperymenty pokazują, że wychwyt powolnego neutronu na jądrach ^{233}U i ^{235}U prowadzi do rozszczepienia, natomiast wychwyt neutronu na jądrze ^{238}U inicjuje rozszczepienie dopiero wtedy, gdy neutron wnosi energię kinetyczną ok. 1 MeV. Obserwacje te można wyjaśnić wpływem tzw. energii dwójkowania. Energia dwójkowania w parzysto - parzystych jądrach ^{234}U i ^{236}U jest dodatnia, co zwiększa energię wiązania wychwyconego neutronu, zaś energia dwójkowania w parzysto - nieparzystym jądrze ^{239}U (powstającym po wychwycie neutronu przez ^{238}U) jest równa zero, co nie wystarcza do pokonania bariery potencjału. Dopiero dodanie 1 MeV energii kinetycznej wystarcza na przejście przez barierę potencjału inicjując rozszczepienie.

Ponieważ jądro początkowe ma znaczny nadmiar neutronów w stosunku do liczby protonów, zatem jego rozpad (rozszczerpieie na dwa średnio-ciężkie jądra) uwalnia pewną liczbę neutronów (tzw. "neutrony natychmiastowe"). Nie usuwa to jednak całkowicie nadmiaru neutronów w powstałych w wyniku rozszczepienia fragmentach - są one zatem β^- promieniotwórcze; w rezultacie, emitowane są elektrony i antyneutrino elektronowe. Niekiedy nadmiar neutronów usuwany jest przez spontaniczną emisję neutronów z wzbudzonych jąder-produktów rozszczepienia (tzw. "neutrony opóźnione").

Uwalniane w wyniku procesu rozszczepienia neutrony mogą stać się inicjatorami dalszych procesów rozszczepienia. Jeżeli rozważanym jądrem - tarczą jest izotop uranu o liczbie masowej $A=235$, to warunkiem realizacji następnych procesów przez neutrony uwolnione w poprzedzającym procesie rozszczepienia jest ich spowolnienie (przekrój czynny na rozszczepienie ^{235}U przez prędkie neutrony jest znacznie mniejszy niż dla neutronów powolnych). Jeżeli zatem neutrony, uwalniane w procesie, znajdują się w ośrodku bogatym w wodór (ośrodek spowalniający nazywamy moderatorem), to rozpraszanie neutronów na protonach doprowadzi do ich skutecznego spowolnienia; jednocześnie energia, przekazywana w zderzeniach z protonami zamienia się w energię termiczną, co prowadzi do wydzielania się ciepła w moderatorze. Powolne neutrony, zdolne do inicjowania reakcji rozszczepienia mogą zatem wywoływać reakcję łańcuchową. Warunkiem jej realizacji jest:

- dostatecznie duża (średnio >1) liczba neutronów powolnych, pochodzących z "poprzedniego" procesu rozszczepienia,
- dostatecznie duża "tarcza" uranowa, zapewniająca realizację następnego procesu (warunek, określany terminem "masa krytyczna", może zapewnić jednocześnie spowalnianie neutronów i realizację kolejnych procesów w materiale rozszczepialnym).

Niebezpieczeństwa, związanego z "samowzmagającą się" reakcją łańcuchową, można uniknąć przez usuwanie neutronów, np. w konkurencyjnym procesie wychwytu o dużym przekroju czynnym. Wprowadzenie kadmu (bardzo duży przekrój czynny na proces wychwytu neutronu przez jądro Cd) w postaci prętów do obszaru, gdzie realizowane są procesy rozszczepienia, prowadzi do zahamowania reakcji łańcuchowej.

Wyżej opisane procesy stanowią fizyczną podstawę działania reaktorów jądrowych. Pierwszy reaktor (zwany wówczas "stosem atomowym") skonstruował E. Fermi w r. 1942 w Chicago. Ze względu na naukowe i praktyczne znaczenie reaktorów jądrowych (produkcja izotopów promieniotwórczych, obfita emisja antyneutrino elektronowych, duże ilości energii

wydzielanej w reaktorze) *fizyka reaktorów* stanowi odrębny, obszerny dział fizyki jądrowej [3,4].

W rozdz. 4.2 przeprowadzono przybliżone oszacowanie ilości energii uwalnianej w jednym procesie rozszczepienia, traktowanego jako podział jądra na dwa , w przybliżeniu równe, fragmenty jądrowe. Podział tej energii między poszczególne produkty procesu przedstawia się w istocie następująco:

- energia kinetyczna jąder-produktów ok. 165 MeV
- energia wynoszona przez neutrony ok. 5 MeV
- energia wynoszona przez "natychmiastowe" kwanty γ ok. 7 MeV
- energia wynoszona przez elektrony i kwanty γ z wzbudzonych jąder β promieniotwórczych ok. 25 MeV

Suma tych energii wynosi ok. 200 MeV, zgodnie z prostym oszacowaniem opartym o model kroplowy. Oczywiście podane wyżej wartości należy traktować jako przybliżone; mogą się one zmieniać w zależności od konkretnych procesów, tworzących w całości jądrową reakcję rozszczepienia.

Badania, które stały się początkiem odkrycia procesu rozszczepienia, a mianowicie *produkcja jąder transuranowych* - były i są nadal rozwijane. W ich wyniku odkryto i zbadano cały szereg transuranowców, jąder nie występujących w przyrodzie. Są one z reguły jądrami nietrwałymi, najczęściej ulegają przemianie α , niekiedy - spontanicznemu rozszczepieniu. Nazwy kilku z nich wymieniono w Tab. 4.3:

Tab. 4.3. Najlżejsze jądra transuranowe

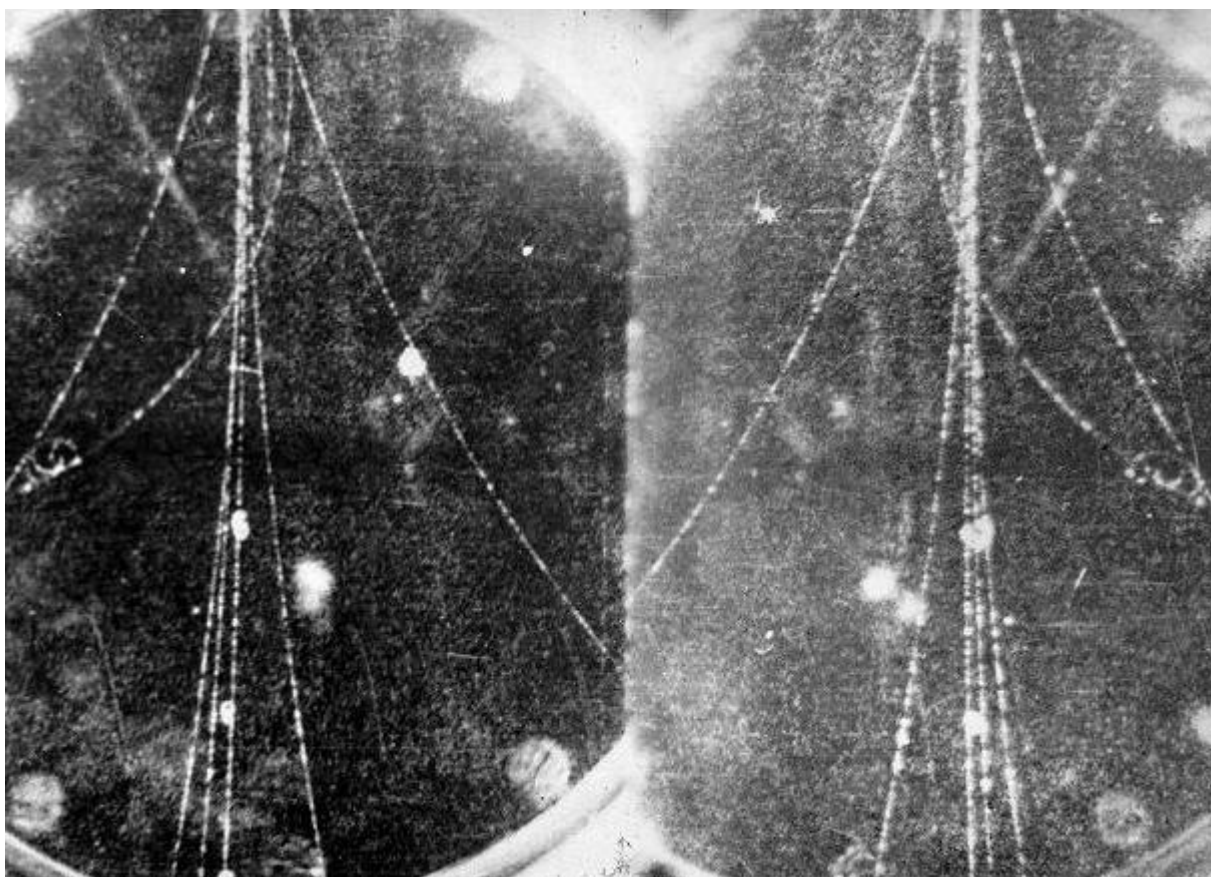
Z = 93. Neptun,	Z = 98 Kaliforn,
Z = 94 Pluton,	Z = 99 Einstein,
Z = 95 Ameryk,	Z = 100. Ferm,
Z = 96 Kiur,	Z = 101. Mendelew
Z = 97 Berkel,	Z = 102 Nobel

5. Dualizm falowo-korpuskularny

5.1. Korpuskularne i falowe właściwości promieniowania

Czy cząstki takie jak elektrony, protony, mezony można traktować jako fale? Zdjęcie z komory pęcherzykowej (Rys. 5.1.), przedstawiające wyraźnie zaznaczone tory elektronów i pozytonów wyraźnie wskazują, że mamy do czynienia z dobrze zdefiniowanymi cząstkami. Drobne pęcherzyki gazu ujawniają zakrzywione dzięki obecności pola magnetycznego tory cząstek o przeciwnych ładunkach poruszających się z góry na dół. A jednak mimo tak przekonujących dowodów intuicja każe fizykom zadawać pytania, czy na pewno?

W 1924 roku Louis Victor książę de Broglie zaproponował fascynujący pogląd. Skoro fale świetlne w pewnych warunkach zachowują się jako korpuskuły, to możliwe, że obiekty materialne w pewnych warunkach mogą demonstrować zachowanie falowe. Okazało się, że intuicja de Broglie'a stała się kluczem do nowego podejścia opisującego kwantowe zachowanie zarówno promieniowania elektromagnetycznego, jak i cząstek mikroświata.



Rys. 5.1. Tory elektronów i pozytonów na zdjęciu z komory pęcherzykowej

Fale materii – długość fali de Broglie'a

Znając hipotezę o związku między energią fotonu promieniowania elektromagnetycznego i jego częstotliwością

$$E_{\gamma} = h\nu, \quad (5.1)$$

de Broglie złożył, że nie tylko z fotonem, ale każdą cząstką jest związane drganie o częstotliwości ν , a równanie wiążące energię (relatywistyczną) cząstki z częstotliwością drgań jest analogiczne do równania (1)

$$E_0 = mc^2 = h\nu, \quad (5.2)$$

Takie drganie można przedstawić w najprostszej postaci jako drganie sinusoidalne

$$\Psi = \Psi_0 \sin \omega \cdot t, \quad (5.3)$$

$\omega = 2\pi \cdot \nu$, jest częstością kołową drgań. Taki obiekt wykonuje drgania, które nie przemieszczają się w przestrzeni, ale jeśli obiekt będzie się przemieszczał z pewną prędkością, u względem laboratorium, to wraz z nim będą się przemieszczały drgania generując falę rozchodzącą się w przestrzeni. Niech nasza drgająca cząstka porusza się z prędkością, u w kierunku x . W układzie odniesienia związanym z laboratorium czas będzie transformował się zgodnie z transformacją Lorentza jako:

$$t = \gamma \left(t' - \frac{x' \beta}{c} \right), \quad (5.4)$$

co po podstawieniu wzoru transformacyjnego (5.4) do równania (5.3) daje:

$$\Psi' = \Psi_0 \sin \omega \cdot \gamma \left(t' - \frac{x' \beta}{c} \right). \quad (5.5)$$

Drgania, które w układzie odniesienia związanym z cząstką nie rozchodziły się w przestrzeni, teraz stały się falą przemieszczającą się w kierunku x . Ogólna postać takiej fali ma postać:

$$\Psi' = \Psi_0 \sin(\omega t' - kx'), \quad (5.6)$$

co po skorzystaniu ze związku między liczbą falową i długością fali, $k = 2\pi / \lambda$ i porównaniu wyrazów przy x' w równaniach (5.5) i (5.6) daje:

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega \beta \gamma}{c} = \frac{2\pi \nu \beta \gamma}{c}. \quad (5.7)$$

Podstawiając ν , wyznaczone z równania (1) dostaniemy:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{mc^2 \beta \gamma}{hc} = \frac{m \gamma \beta c}{h}, \quad (5.8)$$

Rozpoznajemy łatwo, wprowadzony w wykładzie 2.1.2.3, relatywistyczny pęd cząstki, $p = m \gamma \beta c$ i wobec tego możemy zapisać związek między pędem i długością fali de Broglie'a

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (5.9)$$

Korpuskularne właściwości fotonu

Wyrażenie (9), to bardzo ważny związek uzyskany przez de Broglie'a wiążący długość fali cząstki z jej pędem [3,9]. Zobaczmy, czy ten uniwersalny związek opisuje również fotony promieniowania elektromagnetycznego. Foton nie ma energii spoczynkowej, jego energia, zgodnie z równaniem (5.1), dana jest wyrażeniem

$$E_\gamma = pc = h\nu. \quad (5.10)$$

Ponieważ $\nu = c / \lambda$, uzyskujemy dla fotonów identyczny związek jak dla fal materii (1). O tym, że fotony mają pęd możemy się przekonać oświetlając silnym strumieniem światła wiatraczek umieszczony w bańce próżniowej (Rys. 5.2).

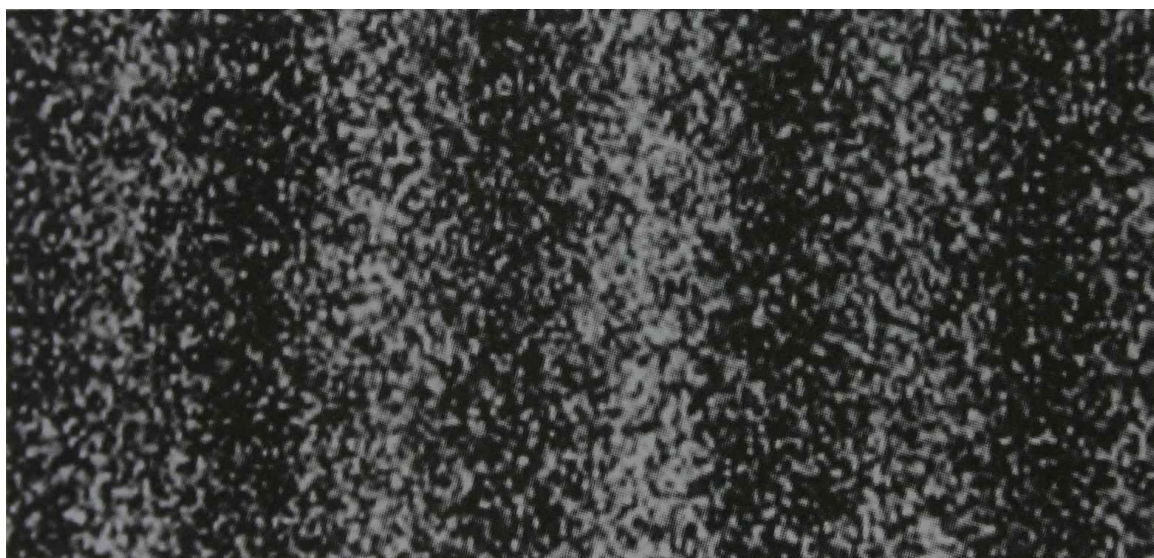


Rys. 5.2. Wiatraczek umieszczony w bańce próżniowej obraca się oświetlony strumieniem światła

Oświetlony wiatraczek, co zwykle demonstruje się na wykładach z fizyki doświadczalnej, zaczyna się obracać, co jest dowodem przenoszenia przez fotony pędu. Dla fotonów rentgenowskich i promieniowania γ przenoszenie pędu demonstruje się np. w zjawisku Comptona.

Weryfikacja eksperymentalna falowych własności materii

Istnienie fal materii o długości fal przewidzianych przez de Broglie'a zostało zweryfikowane eksperymentalnie w jednym z najważniejszych eksperymentów fizyki współczesnej wykonanym w 1927 roku przez C.J. Davidsona i L.H. Germera. Rozpraszali oni elektrony na kryształach niklu. Ponieważ atomy w kryształach są ustawione regularnie, stanowią dla wiązki elektronów o energii 54 eV i długości fali $\lambda = 0,167\text{nm}$ siatkę dyfrakcyjną o stałej równej odległości między atomami (patrz wykład 2.1.1.1). Długość fali wiązki elektronów, wyznaczona w oparciu o analizę obrazu dyfrakcyjnego jaki uzyskali, Davidson i Germer potwierdziła hipotezę de Broglie'a, ilustrowaną równaniem (9)



Rys. 5.3. Obraz interferencyjny rozpraszania elektronów uzyskany, we współczesnym eksperymencie

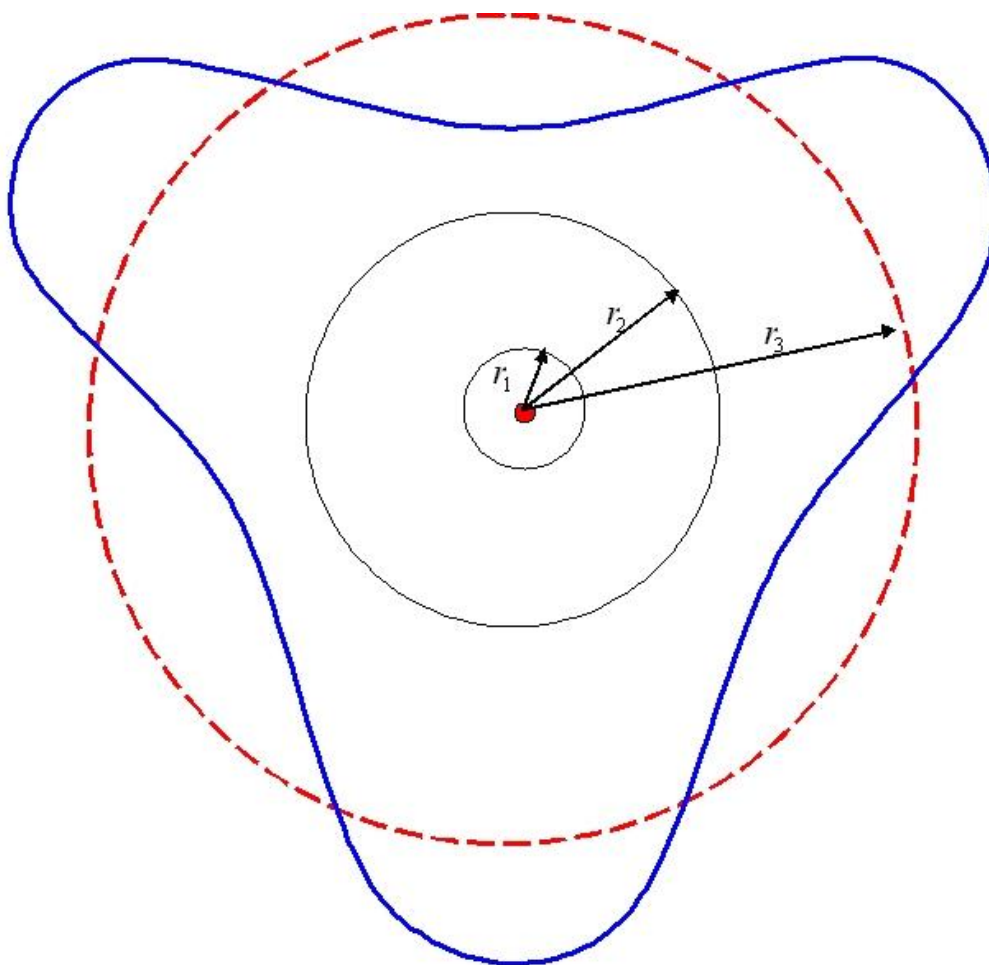
Współczesne wersje eksperymentów badających własności falowe wiązek elektronowych pozwalają uzyskać obrazy interferencyjne przypominające doświadczenie Younga ze światłem laserowym (Rys. 5.3.). Obraz dyfrakcyjny Davidsona-Germera był podobny do obrazu uzyskanego we współczesnej wersji tego doświadczenia.

Fale materii w atomie Bohra

W rozdziale 2, został zdefiniowany postulat Bohra zakładający, że momenty pędu elektronu na orbicie mogą występować tylko w całkowitych porcjach, które są wielokrotnościami stałej Plancka dzielonej przez 2π [1], co możemy zapisać jako:

$$L = mvr = n\hbar. \quad (5.11)$$

Skoro, według hipotezy de Broglie'a nie można rozważać elektronu jako punkowego obiektu, o dobrze zdefiniowanym położeniu, ale jako falę materii rozważmy falę elektronową ułożoną wzdłuż orbity kołowej elektronu. Stabilne orbity to te, na których mieści się całkowita wielokrotność długości fali. Wtedy na orbitach powstają fale stojące podobne do tych generowanych na strunie skrzypcowej. Rys. 5.4. ilustruje falę stojącą tak uformowaną, że na orbicie o liczbie kwantowej $n=3$, o promieniu r_3 mieszczą się jej trzy długości. Orbita $n=3$ zaznaczona jest linią przerywaną, widać orbity $n=1$ i $n=2$, a dla jasności fala stojąca jest zaznaczona tylko dla powłoki $n=3$.



Rys. 5.4. Fala stojąca dla orbity atomu Bohra o liczbie kwantowej $n=3$

Warunek istnienia fali stojącej elektronu, to żądanie, aby orbita o promieniu r_n i obwodzie, równym $2\pi r_n$, zawierała całkowitą wielokrotność długości fali de Broglie'a,

$$2\pi r_n = n\lambda = \frac{nh}{p}. \quad (5.12)$$

Konstruując moment pędu $L = p \cdot r$, z równania (5.12) dostajemy:

$$L_n = p r_n = \frac{nh}{2\pi} = n\hbar, \quad (5.13)$$

co jest warunkiem Bohra, sformułowanym zanim pojawiła się hipoteza de Broglie'a.

Teraz rozumiemy, że kolejne powłoki atomu to orbity, na których mogą pojawiać się fale stojące elektronu. Należy pamiętać, że energie kinetyczne na poszczególnych powłokach, odpowiadające im pędy i długości fali de Broglie'a są różne (patrz rozdział 2).

5.2. Skąd się bierze zasada nieoznaczoności

Nie wchodząc w szczegóły rozważań Heisenberga dotyczących wprowadzenia zasady nieoznaczoności, możemy podjąć próbę uzasadnienia tej zasady wykorzystując pojęcie fal materii. Makroskopowa fizyka fal pokazuje, że struna o długości Δl , może generować fale akustyczne o długościach spełniających warunek dla fal stojących, mających węzły na początku i końcu odcinka. Taka fala akustyczna wygenerowana na strunie jest wszędzie, na całej długości struny. Podobnie będzie w mikroświecie z falami materii.

$$\Delta l = n \cdot \lambda / 2 \Rightarrow \lambda = 2 \cdot \Delta l / n. \quad (5.14)$$

Jeśli skonstruujemy iloczyn długości odcinka, na którym generujemy falę (5.14) i pędu związanego z tą falą (5.9) to dostaniemy:

$$\Delta l \cdot \Delta p = (n \cdot \lambda / 2) \cdot h / \lambda \Rightarrow \Delta l \cdot \Delta p = n \cdot h / 2. \quad (5.15)$$

Oczywiście najmniejszą wartość iloczynu położenia i pędu uzyskujemy dla umieszczenia połówki długości fali ($n=1$). Gdy generujemy wyższe harmoniczne wówczas niepewność położenia i pędu będzie odpowiednio większa, co prowadzi do wzoru:

$$\Delta l \cdot \Delta p \geq h / 2. \quad (5.16)$$

Uzyskaliśmy rezultat, który różni się od zasady nieoznaczoności wyprowadzonej z analizy fourierowskiej, która różni się o czynnik 2π i ma postać:

$$\Delta l \cdot \Delta p \geq 2\pi\hbar / 2 = \hbar / 2. \quad (5.17)$$

Inne sformułowanie zasady nieoznaczoności dotyczy pomiarów energii i czasu:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar / 2. \quad (5.18)$$

Pomiary wykonywane w makroświecie wskazują, że wielkości fizyczne możemy w zasadzie mierzyć z dowolnie dużą dokładnością. Zasada nieoznaczoności wnosi nowe spojrzenie na problem pomiaru, wzrost dokładności jednej wielkości powoduje wzrost nieoznaczoności niektórych innych związanych z nią wielkości.

5.3. Związki między długością fali i energią

Zauważyliśmy, że związek między długością fali de Broglie'a i pędem jest związkiem uniwersalnym, obowiązującym zarówno dla cząstek o niezerowej masie spoczynkowej, jak i fotonów promieniowania elektromagnetycznego. Jak już pokazaliśmy wcześniej jest to równanie (5.9), które tutaj przepisujemy dla rozjaśnienia rachunków:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (5.9)$$

Ponieważ pęd fotonu wiąże się z energią bardzo prostym związkiem $E = pc$, łatwo znajdujemy związek łączący długości fal fotonów z ich energią (w zwykłych rachunkach dotyczących fotonów zwykle operujemy energią a nie pędem). Należy zauważyć, że dla fotonów długości fal i długości fal de Broglie'a to dokładnie to samo.

$$\lambda_\gamma = \frac{hc}{pc} = \frac{hc}{E} \quad (5.19)$$

W badaniach rozpadów promieniotwórczych, a także reakcjach jądrowych niskich energii również rzadko operujemy pędami. Stąd zmienna pędową powinniśmy zamienić na energię kinetyczną, której używamy najczęściej. Jeśli mówimy o emisji promieniowania β o energii 1 MeV, to rozumiemy przez to elektron, bądź pozyton (dla rozpadu β^+) o energii kinetycznej $E_k=1\text{MeV}$. Stąd też, dla cząstek o niezerowej masie spoczynkowej, wypiszemy sobie związek łączący długości fal de Broglie'a cząstek z ich energią. Skorzystamy z pojęcia niezmiennika relatywistycznego [4]:

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 \quad (5.20)$$

Zapisując energię, jako sumę energii kinetycznej i energii spoczynkowej możemy niezmiennik przepisać jako:

$$(E_k + m_0 c^2)^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 \Rightarrow pc = \sqrt{(E_k + m_0 c^2)^2 - m_0^2 c^4} \quad (5.21)$$

Wyrażenie (5.21) po podstawieniu do wzoru (5.9) daje ściśle relatywistyczne wyrażenie dla długości fal de Broglie'a cząstek o energii kinetycznej E_k i energii spoczynkowej $m_0 c^2$.

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{(E_k + m_0 c^2)^2 - m_0^2 c^4}} \quad (5.22)$$

Dla niskich energii związek między energią kinetyczną i pędem cząstki można zapisać jako

$$E_k = p^2 / 2m_0 \Rightarrow p = \sqrt{2m_0 E_k},$$

co oznacza, że długość fali de Broglie'a cząstek nierelatywistycznych będzie

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 E_k}} = \frac{hc}{\sqrt{2m_0 c^2 E_k}}. \quad (5.23)$$

Tab. 5.1. Długości fal de Broglie'a dla cząstek i fotonów promieniowania elektromagnetycznego.

Cząstka	Energia kinetyczna	Energia spoczynkowa	λ
α	5 MeV	~ 4 GeV	6 fm
β	1 MeV	~ 0.51 MeV	900 fm
proton	1 MeV	~ 1 GeV	27 fm
proton	1 GeV	~ 1 GeV	0,7 fm
neutron termiczny	25 meV	~ 1 GeV	50 μm
foton widzialny	2 eV	0	600 nm
foton rentgenowski	40 keV	0	30 pm
foton gamma	1 MeV	0	1,2 fm
foton gamma	1 GeV	0	0,6 fm

W równaniach (5.19), (5.22) i (5.23), korzystamy z bardzo pożytecznego w rachunkach iloczynu hc (jak to wprowadziliśmy w rozdziale 2, $hc = 2\pi \cdot 197 \text{MeV} \cdot \text{fm}$) i energii spoczynkowej cząstki $m_0 c^2$. Dla ilustracji w Tab. 5.1. przytoczymy kilka długości fal de Broglie'a dla cząstek najczęściej obserwowanych w rozpadach i używanych w wybranych procesach jądrowych.

5.4. Kiedy cząstki demonstrują własności falowe

Jak wskazuje Tab. 5.1. wszystkie wymienione cząstki mikroświata mają długości fal z przedziału od 50 μm do 0,6 fm. Są to długości bardzo małe w porównaniu z długościami makroskopowymi, dlatego też, zarówno cząstki jak i fotony widzimy jako obiekty punktowe o własnościach korpuskularnych. Aby zaobserwować ich własności falowe musimy przeprowadzić specjalne eksperymenty interferencyjne, bądź dyfrakcyjne gdzie rozmiary przeszkód (tarcz, szczelin, stałych siatek dyfrakcyjnych) będą porównywalne z odpowiednimi długościami fal.

Opis falowy zachowania obiektów mikroświata, choć trudniejszy niż opis korpuskularny, jest doskonale zgodny z doświadczeniem. Oznacza to, że prawdziwa natura materii jest falowa, a tylko niewielkie długości fal demonstrują w wielu eksperymentach naturę korpuskularną. Gdy spojrzymy na Rys. 5.3., możemy zorientować się, że nie jesteśmy w stanie przewidzieć miejsca oddziaływania z detektorem kolejnego elektronu, natomiast opis falowy przewiduje precyzyjnie rozkład gęstości prawdopodobieństwa trafienia elektronu w odpowiedni punkt detektora.

Bibliografia

- [1]. H.A. Enge, M.R. Wehr, J.A. Richards, Wstęp do fizyki Atomowej, PWN Warszawa 1983
- [2]. A.K. Wróblewski, J.A. Zakrzewski, Wstęp do fizyki, PWN Warszawa 1984
- [3]. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, Podstawy fizyki, tom 5, PWN Warszawa 2003
- [4]. E. Skrzypczak, Z. Szepliński, Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych, PWN Warszawa 2002
- [5]. E.H. Wichman, Fizyka kwantowa, Berkleyowski kurs fizyki), PWN Warszawa 1973
- [6]. T. Mayer-Kuckuck Fizyka jądrowa, PWN Warszawa 1987
- [7]. A.Z. Hryniewicz i E. Rokita (redakcja), PWN Warszawa 2000
- [8] A. Strzałkowski, Wstęp do fizyki jądra atomowego, PWN Warszawa 1978
- [9]. J. Norwood, Fizyka współczesna, PWN Warszawa 1982