

ROZDZIAŁ XXI

WIADOMOŚCI O BUDOWIE ATOMÓW

§ 113. Składniki budowy. Trwałość. Próby klasyfikacji.

Zgodnie z teorią jedności materii (§ 21) musimy traktować jako podstawowe składniki budowy proton i elektron, których masy wynoszą $1,6 \cdot 10^{-24}$ i $9,0 \cdot 10^{-28}$ g. Rozważania, na podstawie których przypisywaliśmy elektronowi promień $1,9 \cdot 10^{-13}$ cm, prowadzą do wniosku, że proton powinien posiadać promień rzędu 10^{-16} cm (por. § 33). Z doświadczeń dotyczących rozproszenia cząstek α wynika, że rozmiary jąder wahają się od 10^{-13} do 10^{-11} cm. Natomiast rozmiary atomu jako całości są rzędu 10^{-8} cm, tak iż objętość zajęta przez składniki budowy jądra jest niezmiernie mała w porównaniu z objętością atomu.

Niech będzie P liczba protonowa, tj. liczba całkowita zbliżona do ciężaru atomowego A czystego izotopu o liczbie atomowej Z . Różnica $n = P - Z$ mogłaby być interpretowana jako liczba elektronów zawartych w jądrze¹⁾. Pomijając przypadek wodoru, stosunek n/P jest zawarty pomiędzy najmniejszą wartością 0,5, spotykaną często wśród lekkich pierwiastków, oraz wartością 0,61 charakteryzującą uran. Protony i elektrony, traktowane jako pierwotne składniki budowy, znajdują się prawdopodobnie w jądrach w postaci ugrupowań bardziej złożonych. Okoliczność, że radiopierwiastki wysyłają cząstki α , nasuwa przypuszczenie, że cząstka α jest składnikiem budowy jądra. Emisja neutronów w doświadczalnych przemianach prowadzi do analogicznego wniosku, dotyczącego obecności neutronów w jądrze. Należy również wziąć pod uwagę jądrową emisję elektronów dodatknych.

Znamy szereg faktów, które każą powątpiewać o obecności elektronów w jądrach w stanie swobodnym. Jeżeli neutron jest utworzony z protonu i z elektronu, to jest rzeczą możliwą, że wszystkie ujemne elektrony jądrowe są niejako zamaskowane w neutronach. Można jednak również założyć, że neutron jest to cząstka elementarna, proton zaś

¹⁾ Ten rozdział był pisany w czasie, kiedy sądzono, że elektron i proton są to jedyne składniki budowy materii. Obecnie poglądy są inne (patrz. Uzupełnienia) (L. W.).

jest utworzony z neutronu i dodatniego elektronu; gdyby tak było, masa protonu powinna być mniejsza, nie zaś większa od masy neutronu. Cząstka α może być rozpatrywana jako połączenie dwóch protonów i dwóch neutronów.

Obecnie przeważa pogląd, zgodnie z którym jądro składa się z neutronów i protonów (*Heisenberg*), zarówno zaś neutron jak i proton są to dwie cząstki elementarne, zdolne do przekształcania się jedna w drugą. Możliwe są zarówno przemiany $\text{neutron} \rightarrow \text{proton}$, jak i $\text{proton} \rightarrow \text{neutron}$.

Każdej cząstce, należącej do budowy jądra, przypisujemy określoną wartość momentu obrotowego (spinu) (§ 34) oraz czynimy hipotezy co do rodzaju prawa statystycznego, rządzącego cząstkami danego typu (§ 35). Rozważania te nie są jeszcze oparte na zupełnie pewnych podstawach. Jak się wydaje, do cząstek α należy stosować statystykę *Bo-sego — Einsteina*.

Doświadczenie wykazuje, że niektóre pierwiastki są trwałe, gdy tymczasem inne ulegają samorzutnie przemianie. Ponadto niektóre pierwiastki, trwałe w zwykłych warunkach, mogą doznać przemiany wskutek zderzenia z cząstkami α , protonami lub deutronami. Stąd wynika, że każdy dany układ elementów strukturalnych jądra jest trwały tylko w pewnych granicach.

Pierwiastki o wielkim ciężarze atomowym, z których ostatni jest to uran ($Z=92$, $A=238,14$), są wszystkie promieniotwórcze. Wydaje się zatem, że jądro przestaje być trwałe, gdy zawiera zbyt wielką liczbę składników.

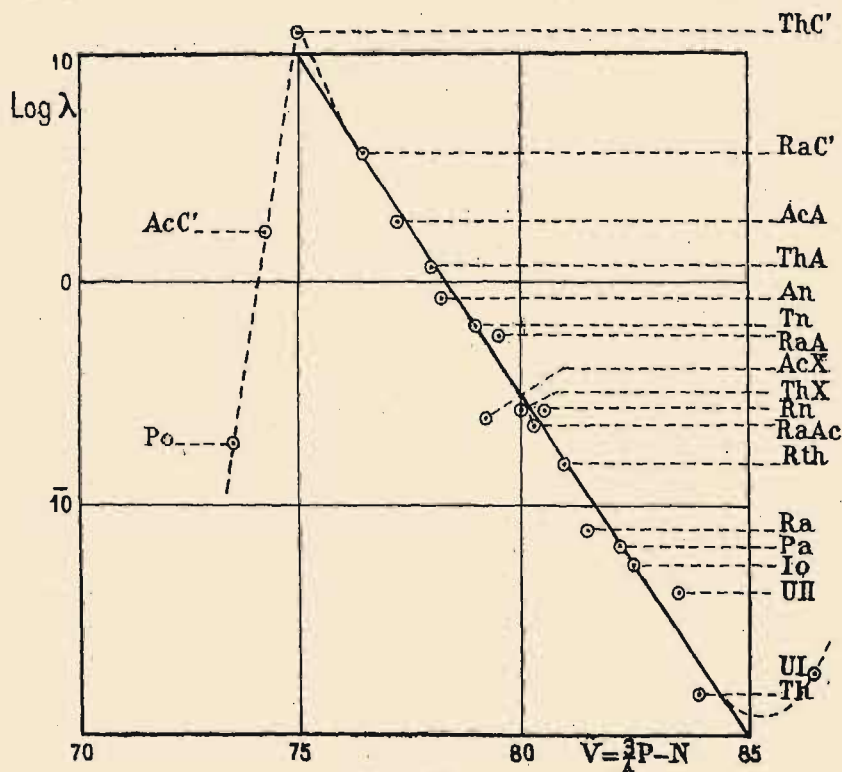
Prawo głoszące, że energia jest proporcjonalna do masy, daje możliwość doświadczalnego badania trwałości atomów, gdyż trwałość pierwiastka powinna być tym większa, im większa jest strata energii wewnętrznej, towarzysząca jego powstawaniu lub, innymi słowy, im większa jest strata masy.

Tak np. powstawaniu jądra helu z dwóch protonów i dwóch neutronów towarzyszy bardzo znaczna strata masy (por. § 21). *Energia wiązania* cząstki α (około 28.10^8 eV) jest większa od energii kinetycznej najszybszych cząstek α , z czego wynika, że jądro helu nie może ulec rozbiciu wskutek zderzenia cząstki α z inną cząstką lub jądrem.

Masa protonu zawartego w jądrze dowolnego atomu (z wyjątkiem atomu wodoru) jest, średnio biorąc, znacznie bardziej zbliżona do 1 niż masa swobodnego protonu. Wszystkie zatem atomy utworzone z protonów i neutronów powstają w następstwie zjawiska wydzielającego znaczną ilość energii.

Z drugiej strony, jeżeli powstawanie atomów *He* stanowi pierwszy etap genezy pierwiastków i jeżeli cięższe jądra są zbudowane przynajmniej w znacznej części z cząstek α , to energia wydzielona w tym następnym stadium jest znacznie mniejsza niż w pierwszym. Fakt ten pozostaje niewątpliwie w związku z tym, że w przemianach promieniotwórczych mamy do czynienia z emisją cząstek α , nigdy zaś protonów.

Dane statystyczne prowadzą do niektórych wniosków, dotyczących trwałości pierwiastków. Nie każda liczba całkowita, zawarta między 1 i 238, jest reprezentowana przez ciężar atomowy jakiegoś izotopu; jak się wydaje, niektóre ciężary atomowe należą do pierwiastków, których prawdopodobieństwo istnienia jest niezmiernie małe lub równe zero. Parzyste wartości liczby n elektronów jądrowych¹⁾ spotykają się znacznie częściej niż liczby nieparzyste wśród ogółu izotopów. Również uprzywilejowana jest parzysta liczba atomowa Z , mianowicie pierwiastki o liczbie pa-



Rys. 155.

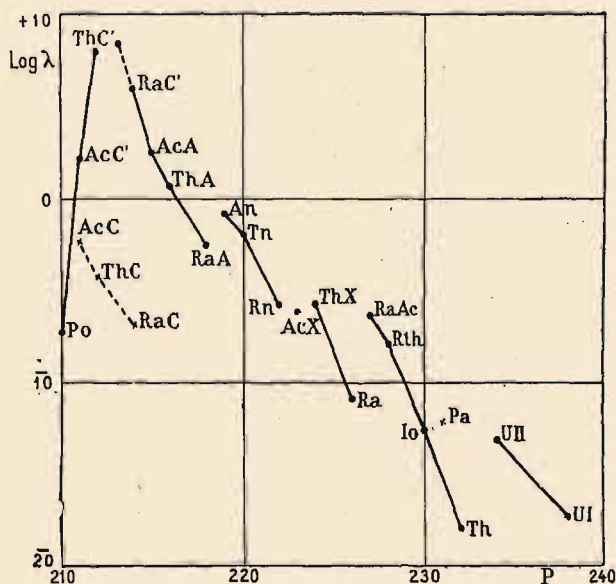
rzystej posiadają większą liczbę izotopów. Ta wyróżniona rola parzystych wartości Z i n daje się również zauważyć wśród radiopierwiastków; należy przy tym zaznaczyć, że nie znamy dotąd przedstawicieli typu $Z = 85$ i $Z = 87$.

Inne wnioski, dotyczące większej lub mniejszej trwałości pierwiastków o różnych liczbach atomowych, możemy wysnuć na podstawie obfitości występowania pierwiastków w przyrodzie. *Harkins* zestawiał wyniki badania wielkiej liczby skał i gleb oraz meteorytów. W pierwszym przy-

¹⁾ Zgodnie z dzisiejszymi poglądami zamiast «elektronów jądrowych» należałoby powiedzieć «neutronów» (*L. W.*).

padku względna zawartość atomów z liczbą Z parzystą wynosi 90%, w drugim przypadku 98%; tlen zaś jest to pierwiastek reprezentowany znacznie obficie niż wszystkie inne.

Niektórzy autorowie usiłowali odnaleźć związki istniejące między P i Z . Można np. utworzyć funkcję tych wielkości $U = 3P/4 - Z$, która posiada następującą ciekawą własność: U zmniejsza się o 1, gdy atom doznaje przemiany radioaktywnej, związanej bądź z emisją cząstki α , bądź cząstki β (*G. Fournier*). Prędkość promieni α różnych radiopierwiastków daje się z niezlicznymi wyjątkami wyrazić jako w przybliżeniu



Rys. 156.

liniowa funkcja U : $\rho = 0,082 (100 - U) \cdot 10^9 \text{ cm/sek}$. Stała zaniku λ radiopierwiastków wysyłających promienie α , rozpatrywana jako funkcja U , może być również wyrażona za pomocą z gruba przybliżonego wzoru $\ln \lambda = 235 - 3U$, od którego wyraźnie odbiegają tylko nieliczne pierwiastki (*Maria Curie* i *G. Fournier*) (rys. 155). Oznaczałoby to, że wielkość U nadaje się do scharakteryzowania zależności między prawdopodobieństwem emisji cząstki α oraz masą i ładunkiem jądra¹⁾. Żadnej prawidłowości tego rodzaju nie zdołano wykryć wśród pierwiastków wysyłających promieniowanie β , których stałe zaniku wahają się w znacznie węższych granicach.

¹⁾ Podane powyżej prawo liniowe stanowi prawdopodobnie szczególny przypadek prawa bardziej skomplikowanego, zapewne periodycznego. Trwałość pierwiastków, których $U < 73$ i nieobecność pierwiastków z $U > 87$ wskazują, że $\ln \lambda$ zmniejsza się wraz z wzrostem U tylko w odstępach od 75 do 85, w przedziałach zaś $U < 75$ i $U > 85$ wzrasta wraz z U . Okoliczność, że okres Po jest znacznie większy od okresu RaC' , okres zaś uranu mniejszy od okresu toru przemawia za słusznością tego przypuszczenia.

Rodziny uranowo-radowa, aktynowa i torowa należą do typów $P=4p+2$, $P=4p+3$, $P=4p$ (p — liczba całkowita). Z tego wynika, że na ogół nie istnieją różne radiopierwiastki wysyłające promienie α i posiadające jednakową wartość P ; wyjątek stanowią tylko ciała C osadów promieniotwórczych, których P jest takie samo jak analogicznych ciał C . Krzywa przedstawiająca $\ln \lambda$ radiopierwiastków wysyłających promienie α w zależności od P ma postać periodyczną (rys. 156)¹⁾.

Istnieją liczne próby klasyfikacji pierwiastków na podstawie ich budowy jądrowej, klasyfikacji obejmującej wszystkie izotopy, zarówno aktywne jak i nieaktywne. Ideą przewodnią niektórych prób tego rodzaju jest założenie, że rodziny promieniotwórcze posiadają dalszy ciąg w dziedzinie pierwiastków zwykłych i przenikają cały układ periodyczny, chociaż zjawiska przemiany nie zachodzą w przedłużeniach rodzin. Bierzemy zatem pod uwagę 4 serie postaci: $P=4p$, $P=4p+1$, $P=4p+2$, $P=4p+3$, gdzie p jest to liczba całkowita i zakładamy, że jądro zawiera największą możliwą liczbę cząstek α oraz ponadto 0, 1, 2 lub 3 protony, i $P-Z-2p$ elektronów jądrowych. Zgodnie z innymi poglądami, elektrony tracą w jądrze wszelkie cechy indywidualne i jądro zachowuje się, jak gdyby było utworzone z cząstek α , neutronów i protonów.

Warunki, w których byłoby możliwe powstawanie lub zanikanie większości pierwiastków, nie są spełnione na ziemi, niewątpliwie jednak istniały kiedyś warunki, w których te pierwiastki się tworzyły; jest rzeczą możliwą, że dzieje się to obecnie w innych częściach wszechświata, jak to wynika z rozważań dotyczących pochodzenia promieni kosmicznych.

§ 114. Samorzutne przemiany promieniotwórcze.

Natura czynnika, od którego zależą przemiany promieniotwórcze, jest nieznana; jest rzeczą prawdopodobną, że tego czynnika należy doszukiwać się w wewnętrznej budowie jądra, ponieważ działania zewnętrzne nie mają żadnego wpływu na przebieg przemian promieniotwórczych.

Jądro składa się z cząstek dodatnich i ujemnych²⁾, których zbiór zachowuje się pod względem działań elektrycznych zewnętrznych jak ładunek punktowy Ze , wytwarzający pole elektryczne zgodnie z prawem *Coulomba*. Należy jednak założyć, że cząstki znajdujące się wewnątrz jądra wywierają na siebie siły przyciągania zasadniczo różne od sił *Coulomba*, mianowicie czynne tylko w bardzo małej odległości i decydujące o spójności jądra. Te siły ujawniają się w zjawisku anormalnego rozproszenia (§ 81).

¹⁾ W przypadku RaC , AcC i ThC podano stałe częściowe, tj. dotyczące tylko przemiany α .

²⁾ Obecnie powiedzielibyśmy zamiast «ujemnych» «obojetnych» (*L. W.*).

W modelu podanym przez *Gamow* jądro nie posiada podobnie rzadkiej budowy jak atom, lecz jest raczej analogiczne do kropelki wody, której każda drobina znajdująca się w głębszych warstwach doznaje stosunkowo słabych sił, gdy tymczasem siły te wzrastają nader szybko w miarę zbliżania się drobiny ku powierzchni.

Posługując się tym obrazem jądra rozpatrzmy krzywą przedstawiającą energię potencjalną U cząstki α , którą w wyobraźni oddzielamy od reszty jądra i umieszczamy w odległości r od jego środka (rys. 157). W części środkowej, aż do $r = r_0$, istnieje obszar, w którym potencjał posiada wartość najmniejszą i w przybliżeniu stałą U_0 . W pobliżu r_0 , U wzrasta bardzo szybko, przechodzi przez maximum, po czym zmniejsza się zgodnie z prawem przybierającym postać prawa *Coulomba*. Energia potencjalna cząstki α względem pozostałej części jądra posiada wówczas postać:

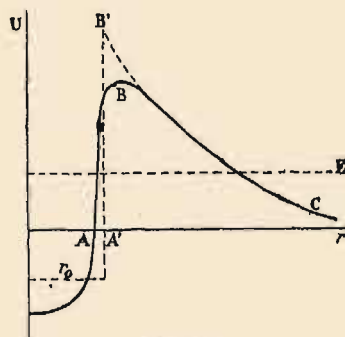
$$U(r) = 2(Z - 2)e^2/r,$$

gdzie Z jest to liczba atomowa całkowitego jądra, e — ładunek elementarny. Można zatem scharakteryzować każde jądro wartością r_0 , czyli «promienia» oraz wartością progu U_m , czyli otaczającej jądro «bariery potencjału». Przyjmujemy, że objętość jądra jest w przybliżeniu proporcjonalna do jego masy; U_0 wzrasta również wraz z masą; toteż normalny poziom cząstki α wewnątrz jądra znajduje się coraz wyżej. Jeżeli energia tego poziomu E jest dodatnia, to w zewnętrznej okolicy jądra poziom jest nietrwały; jednakże rozumując na podstawie mechaniki klasycznej moglibyśmy sądzić, że cząstka jest uwięziona w jądrze wskutek istnienia bariery potencjału. Z punktu widzenia mechaniki falowej istnieje jednak określone prawdopodobieństwo przejścia cząstki α z punktu wewnętrznego obszaru do punktu leżącego na zewnątrz, któremu odpowiada ta sama wartość energii. To prawdopodobieństwo jest tym większe, im E jest bardziej zbliżone do progu U_m .

W teoretycznym ujęciu tego zagadnienia posługujemy się układem funkcji falowych, przedstawiających stan cząstki w polu sił jądrowych (*Gamow*). Jeżeli krzywej ABC nadajemy uproszczoną postać $A'B'C'$, to otrzymujemy następujący wzór na λ :

$$\lambda = \frac{h}{4mr_0^2} e^{-(Z-2)\pi^2 e^2 \sqrt{2m}/h \sqrt{E} + 16\pi e^2 \sqrt{(Z-2)m} r_0/h},$$

gdzie m jest to masa cząstki α , E — energia wyzwolona w przemianie. Ta zależność między λ i E jest podobna do prawa *Geigera-Nuttalla*, z tą jednak różnicą, że λ zależy nie tylko od E , lecz również od Z i r_0 .



Rys. 157.

(w założeniu, że masa m jest stała). Na podstawie znanych wartości E i λ wyliczamy r_0 i znajdujemy, że jądra radiopierwiastków należących do trzech rodzin i wysyłających promienie α posiadają «promienie» zawarte między 6.10^{-13} cm i $9.5.10^{-13}$ cm. Pomijając niektóre wyjątki, te promienie wzrastają w każdej rodzinie wraz z ciężarem atomowym.

Poprzednio wspominaliśmy, że cząstki α zajmują w jądrze poziomy energetyczne, które wyznaczamy na podstawie subtelnej budowy widm magnetycznych (rozdz. XVI). Jest rzeczą możliwą, że wszystkie cząstki znajdują się na normalnym poziomie, zdarza się jednak również, że jedna z cząstek zajmuje przejściowo jeden z wyższych poziomów. Próbowano przypisywać cząstkom α liczby kwantowe podobnie jak elektronom pozajądrowym, wiadomości jednak, jakie posiadamy w tym przedmiocie, są jeszcze bardzo nikłe. Jeżeli cząstka α znajduje się na poziomie jądrowym wyższym od normalnego, to mówimy o stanie *wzbudzenia* jądra. Jądro wzbudzone może powrócić do stanu normalnego bądź drogą emisji promieni γ , bądź cząstek α długiego zasięgu, bądź wreszcie elektronu pozajądrowego, któremu została przekazana bezpośrednio energia wzbudzenia. Prawdopodobieństwa tych różnych procesów były przedmiotem rozważań teoretycznych, którymi nie będziemy się tutaj zajmowali.

Przemiana promieniotwórcza, której towarzyszy emisja promieni β (lub, mówiąc krócej, przemiana β), jest to zjawisko bardziej skomplikowane od przemiany α , gdyż promienie β towarzyszące dezintegracji radiopierwiastka posiadają prędkości rozmieszczone w sposób ciągły w pewnym przedziale. Można zadać sobie pytanie czy zasada zachowania energii stosuje się do przemian β ; jeżeli tak jest istotnie, to wynikałoby z tego, że atomy powstające z atomów identycznych powinny posiadać masy różne i zawarte w określonych granicach (nie przekraczających ułamka 0,003 jednostki masy atomowej). To założenie zmienności masy atomów tego samego rodzaju nastrocza jednak liczne trudności, zarówno z punktu widzenia eksperymentalnego jak teoretycznego.

Zakładamy obecnie, że energia wydzielona w przemianie β lub pozytonowej (por. § 112) równa się energii najszybszych elektronów, jeżeli zaś zachodzi również emisja promieni γ , należy dodać energię tego promieniowania. Wyobrażamy sobie, że emisji każdego elektronu towarzyszy emisja innej cząstki, która otrzymała nazwę *neutrino* (Pauli), suma zaś energii obu cząstek równa się zawsze górnej granicy energii widma ciągłego; innymi słowy, neutrino pobiera tym mniej energii, im elektron wybiegający jednocześnie posiada jej więcej. Przypisujemy neutrino ładunek 0 i spin $1/2$; istnieją również podstawy do twierdzenia, że jego masa spoczynkowa jest niezmiernie mała, a nawet równa zeru (F. Perrin). Usiłowano wykryć działania neutrino, jak dotąd bez powodzenia: jest rzeczą możliwą, że są one niedostępne dla obserwacji wskutek niezmiernie wielkiej przenikliwości neutrino.

W założeniu, że jądra składają się z neutronów i protonów, możemy traktować promieniotwórczość typu β jako następstwo przemiany jednego z neutronów jądrowych w proton, promieniotwórczość zaś typu pozytonowego jako wynik przemiany protonu w neutron. W zależności od tego czy jądro posiada nadmiar neutronów, czy protonów w stosunku do proporcji czyniącej zadość warunkom trwałości, mamy do czynienia z promieniotwórczością, której towarzyszy w pierwszym przypadku emisja elektronów, w drugim pozytonów.

Przemiana β nie daje bezpośrednich informacji o poziomach jądrowych. Jeżeli jednak natychmiast po niej następuje przemiana α , podczas której oprócz zwykłych cząstek α jest wysyłana niewielka ilość cząstek α długiego zasięgu, to można wyznaczyć schemat poziomów jądrowych na podstawie teorii podanej przez Gamow'a (§ 98). Te rozważania zostały dotąd zastosowane tylko do *RaC'*.

Promieniowanie γ radiopierwiastków jest częściowo pochodzenia pierwotnego, tj. jądrowego, częściowo zaś jest wtórne (rozdział XV). Pierwotne promienie γ , będące następstwem przemiany atomu, są wysyłane w początkowej chwili życia atomu utworzonego w przemianie i wyrzucają elektrony z jego zewnętrznych poziomów energetycznych. To zjawisko fotoelektryczne, zwane konwersją wewnętrzną, jest związane z emisją wtórnych promieni β . Jądrowe promieniowanie γ składa się z jednorodnych grup, odpowiadających różnym jądrowym poziomom energii.

Emisja fotonu jądrowego jest związana z przejściem jednej z cząstek jądra: cząstki α , protonu lub neutronu z jednego poziomu jądrowego na inny. Prawdopodobieństwo przejścia może być obliczone na podstawie mechaniki falowej, przy czym zakłada się, że pole promieniowania jest równoważne polu drgającego tzw. «dipola» elektrycznego. Wszelako stosunki symetrii w jądrze są niekiedy tego rodzaju, że dipol znika, i w tym przypadku należy wziąć pod uwagę wyrazy zwykle zaniedbywane, w szczególności zaś tzw. wyraz «kwadrupolowy». Na podstawie badania współczynników konwersji wewnętrznej zakładamy, że radiopierwiastki wysyłają zarówno dipolowe jak i kwadrupolowe promieniowanie γ (*Taylor i Mott*). Według mechaniki falowej promieniowanie dipolowe odpowiada zmianie azymutalnej liczby kwantowej l o 1, promieniowanie zaś kwadrupolowe o 2 lub 0.

§ 115. Sztuczne przemiany jądrowe.

Rozmieszczenie cząstek α , neutronów i protonów na poziomach energetycznych jądra stanowi zagadnienie, którego rozwiązanie dopiero zaczyna się zarysowywać. Badanie sztucznych przemian dowiodło, że jest rzeczą możliwą spowodować bądź wymianę pomiędzy jedną z cząstek należących do jądra i obcą cząstką innego rodzaju, wpadającą do jądra z wielką energią, bądź syntezę cząstki α wewnątrz jądra za pomocą

cząstek mniejszej masy, i następnie odłączenie się cząstki α od jądra. Przemiana jest możliwa tylko wtedy, gdy całkowity bilans energii daje zysk energii kinetycznej. Na podstawie badania bilansów tego rodzaju można przewidywać, że niektórym przemianom powinno towarzyszyć promieniowanie γ .

Okoliczności, w jakich cząstka może przeniknąć do jądra lub wyjść z niego, są zależne od wielkości bariery potencjału i od poziomów rezonansowych.

1^o Jeżeli cząstka posiada energię E większą od wartości progu U_m i jeżeli jest skierowana wprost ku jądru, to przenika bez trudności.

2^o Jeżeli $E < U_m$, to cząstka musi przejść przez barierę potencjału; prawdopodobieństwo tego przejścia oblicza się za pomocą wzorów zupełnie podobnych do tych, które w teorii *Gamowa* służą do opisanie samorzutnej emisji cząstki α . Bariera potencjału danego pierwiastka jest łatwiej dostępna dla protonu niż dla cząstki α , ponieważ ładunek i masa protonu są mniejsze niż cząstki α .

3^o Szczególnie łatwo przenikają przez barierę potencjału cząstki, których energia E odpowiada energii rezonansowego poziomu jądra. Te wnioski teoretyczne zostały sprawdzone drogą doświadczalną.

W przypadku lekkich jąder zdołano oznaczyć rząd wielkości barier potencjałów. Dane doświadczalne wynikają z doświadczeń dotyczących anormalnej dyspersji cząstek α oraz sztucznej transmutacji. Anormalna dyspersja występuje wtedy, gdy cząstka α zbliża się tak znacznie do jądra, że prawo *Coulomba* przestaje się stosować (§ 81); cząstka α przenika zatem poprzez barierę potencjału. Traktując zagadnienie za pomocą metod mechaniki falowej otrzymujemy szereg wiadomości o tej barierze; z drugiej strony można wyróżnić poziomy rezonansowe i również oznaczyć wielkość bariery drogą liczenia protonów transmutacyjnych w zależności od energii cząstek α . W poniższej tabelicy podane są niektóre wyniki według prac *J. Chadwicka*:

	${}^9_4\text{Be}$	${}^{10}_5\text{B}$	${}^{11}_5\text{B}$	${}^{14}_7\text{N}$	${}^{19}_9\text{F}$	${}^{24}_{12}\text{Mg}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$
Energia bariery w 10^6 eV (dolna granica)	3,5	3,7	3,7	4,1	5	6,5	6,8

Jak się wydaje, najczęstszy typ reakcji jądrowej, w której obca cząstka przenika do jądra, polega na tym, że cząstka ta zostaje schwytana, natomiast wybiega jedna z cząstek jądrowych. Niech będzie W energia kinetyczna przybiegającej cząstki, E — energia poziomu, na którym ta cząstka jest schwytana, E' — energia poziomu, z którego jest wyjęta wybiegająca cząstka, W' — energia kinetyczna tej ostatniej. Mamy wówczas:

$$W' + W'' = W - E + E'$$

gdzie W'' jest to energia kinetyczna jądra po przemianie. W atomach trwałych energie normalnych poziomów są ujemne (dodatnia energia oderwania), transmutacja jest ułatwiona, jeżeli $E < E'$ (poziom E głębszy

od poziomu E'). Obca cząstka może być jednak schwymana również na wyżej położonym poziomie E_n , wartość W' jest wówczas mniejsza. Wyrzucane cząstki składają się zatem z grup określonej prędkości, z których najszybsza odpowiada schwymaniu obcej cząstki na poziomie normalnym. Jest to ogólny przypadek emisji protonu wskutek schwymania cząstki α . Emisji każdej z grup protonowych z wyjątkiem najszybszej musi towarzyszyć emisja promieniowania γ unoszącego brakującą energię; brak jednak dotąd jeszcze danych doświadczalnych, dotyczących tego zagadnienia.

Należy zaznaczyć, że chociaż prędkość wyrzucanej cząstki *względem jądra* jest zupełnie dokładnie określona w założeniu, że znamy prędkość cząstki schwymane, to jednak prędkości bezwzględne są zależne od ruchu udzielonego jądra; mianowicie cząstki wyrzucane ku przodowi posiadają większą prędkość niż cząstki wyrzucane w kierunku wstecznym względem ruchu nadbiegającej cząstki.

Znane dotąd przypadki transmutacji wskutek zderzenia z neutronami interpretują się w podobny sposób, mianowicie jako wynik schwymania neutronu oraz wyrzucenia cząstki α . Ujęcie teoretyczne tego procesu jest również analogiczne.

Wreszcie w zbadanych dotąd transmutacjach, w których zostaje schwymany proton lub deutron, powstaje nietrwałe jądro, które następnie rozpada się na pewną liczbę cząstek α .

Jeżeli następstwem transmutacji, w której obca cząstka zostaje schwymana, jest emisja cząstek z jądra, to te cząstki tworzą kilka grup izokinetycznych (widmo prążkowe); natomiast w przypadku, gdy transmutacja odbywa się bez schwymania obcej cząstki, rozkład prędkości wyrzuconych cząstek powinien być ciągły (widmo ciągłe); całkowita energia wydzielona w procesach tego rodzaju, tj. suma energii lekkiej cząstki i energii utworzonego jądra, powinna być zawarta między 0 i $W + E'$ w zależności od energii pobranej kosztem obcej cząstki. Otrzymane widmo ciągłe można by zatem scharakteryzować istnieniem określonej górnej granicy. Nie znamy dotąd żadnego przykładu tego rodzaju przemiany, której prawdopodobieństwo jest zresztą bardzo małe.

Z punktu widzenia teoretycznego istnieje również możliwość wzbudzenia jądra wskutek zderzenia z cząstką, która nie zostaje schwymana i nie powoduje transmutacji. Jak się zdaje, emisja promieni γ z litu bombardowanego cząstkami α należy do zjawisk tego typu.

Anormalna absorpcja promieni γ wielkiej energii w ciężkich jądrach może pozostawać również w związku ze zjawiskami transmutacji. Jest jednak rzeczą możliwą, że anormalna absorpcja tłumaczy się w wystarczający sposób na podstawie zjawiska materializacji, tj. zastąpienia fotonu parą elektronów, dodatniego i ujemnego, i że jądro pochłaniające foton pozostaje nietknięte.

Jak się wydaje, promienie kosmiczne są również zdolne do wywołania

transmutacji. Byłoby jednak rzeczą przedwczesną zajmować się szczegółowo tą sprawą, ponieważ natura promieni wywołujących to zjawisko nie jest dotąd znana (§ 151).

O znaczeniu rozważań energetycznych w zagadnieniach sztucznych przemian świadczy fakt, że do podjęcia prób transmutacji *Li* za pomocą zderzeń z protonami przyczyniły się w znacznej mierze obliczenia teoretyczne, z których wynikało, że jądro *Li*, które wchłonęłoby proton, mogłoby dostarczyć znacznej ilości energii drogą podziału utworzonego nietrwałego jądra na dwie cząstki α .

Jeżeli masy atomów biorących udział w reakcji jądrowej są znane z wielką dokładnością, to bilans energetyczny daje cenne wskazówki o prawdopodobieństwie przemian. Odwrotnie, jeżeli znamy dokładnie energię wydzieloną w transmutacji danego typu, to na podstawie tej wartości możemy wyliczyć niektóre masy jąder uczestniczących w reakcji, co jest zwłaszcza pożyteczne w przypadku, gdy są to jądra pierwiastków istniejących w zbyt małych ilościach, by można było badać je bezpośrednio (np. $^{17}_8\text{O}$, $^{13}_6\text{C}$ itd.).
