

§ 74. Oznaczanie substancji radioaktywnych w stanie stałym na podstawie pomiarów promieniowania α .

Pomiary promieniowania α stanowią bardzo czułą metodę oznaczania radiopierwiastków; w istocie każda przemiana atomowa dostarcza w tym przypadku wielkiej liczby jonów. Metoda używana najczęściej w celu oznaczania promieniotwórczości minerałów lub soli radowych polega na tym, że te substancje umieszcza się w komorze jonizacyjnej i mierzy się prąd nasycenia, pochodzący prawie całkowicie od jonizacyjnego działania promieni α . Pomiary tego rodzaju są bardzo pożyteczne z punktu widzenia praktycznego, nie dają jednak dokładnych wyników z powodu trudności wynikających z częściowej absorpcji promieni α w badanej substancji; prąd jonowy wytwarzany przez daną ilość substancji może przybierać bardzo różne wartości w zależności od tego, czy ta ostatnia jest mniej lub więcej starannie sproszkowana i czy jest rozpostarta na większej lub mniejszej powierzchni. Jeżeli jednak okoliczności powodujące absorpcję są porównywalne, pomiary promieniowania α mogą służyć do przybliżonych oznaczeń.

W tym celu używa się równych ilości substancji sproszkowanej w postaci ziaren określonej grubości i rozpostartej na określonej powierzchni w postaci jednorodnej cienkiej warstwy na środkowej części płaskiego krążka umieszczonego w komorze jonizacyjnej. Zaleca się używanie komory jonizacyjnej, której rozmiary są wystarczające do tego, żeby promienie α wysyłane przez warstwę aktywną kończyły zasięg w powietrzu, nie osiągając elektrody ani ścianek; wynik pomiaru jest wówczas niezależny od gęstości powietrza. Warunek ten może być łatwo spełniony, jeżeli zasięg promieni nie przekracza 3 do 4 cm; do otrzymania prądu nasycenia, którego natężenie nie przekracza kilku jednostek elektrostatycznych, wystarcza różnica potencjału rzędu kilkuset woltów. Jeżeli jednak zasięg wynosi od 7 do 8 cm i jeżeli odległość między elektrodami jest odpowiednio większa, to przy użyciu zwykłych baterij akumulatorów jest znacznie trudniej otrzymać prąd nasycenia.

Zachowując opisane tu ostrożności możemy oznaczyć w jednostkach względnych zawartość substancji promieniotwórczej w substancji pochłaniającej, o której zakładamy, że jest jednakowa we wszystkich doświadczeniach. Pomiar jest tym dokładniejszy, im warstwy aktywne zostały staranniej przyrządzone; jeden z często używanych sposobów polega na utworzeniu w chloroformie zawiesiny drobnego proszku, który następnie osiada powoli na obranej podstawie. Ta metoda bywa np. stosowana w następujących przypadkach: zawartość radu w suchych radonośnych solach barowych, zawartość jonu w tlenku toru, zawartość protaktynu w tlenku tantalu użytym do porywania aktywnych substancji itd. Jeżeli natomiast istnieje niepewność co do jednorodności warstw aktywnych, co do wydzielania emanacyj oraz względnej absorpcji promieniowania w porównywanych substancjach, to pomiary wykonane w ten sposób mogą być traktowane tylko jako pożyteczne wskazówki poprzedzające właściwe oznaczenia.

Zazwyczaj używa się przy tym wzorców utworzonych z tlenku uranowego, drobno sproszkowanego i osadzonego z zawiesiny w cieczy w postaci jednorodnej i zbitej warstwy, złożonej na metalowym krążku lub w bardzo płytkej płaskiej miseczce.

W celu otrzymania wielkiej dokładności oraz wyników dających się łatwo interpretować jest rzeczą niezbędną unikać absorpcji w jakimkolwiek środowisku z wyjątkiem powietrza, w którym jonizacja jest mierzona. Stała substancja promieniotwórcza musi być zatem osadzona w postaci warstwy dostatecznie cienkiej, aby można było zaniedbać absorpcję promieni w tej warstwie. Grubość warstwy konieczna dla zadośćuczynienia temu warunkowi musi być mniejsza od $1/10$ mikrona. Niektóre radiopierwiastki mogą być łatwo otrzymane w postaci niewidocznej warstwy, np. aktywne osady lub polon. W przypadku związków radu lub uranu najlepszy sposób polega na odparowywaniu cieczy, lub na osadzaniu bardzo subtelnej zawiesiny w ciężkiej cieczy; osad składa się wówczas bądź z drobnych kryształków, bądź z ziaren.

Jeżeli promienie α są całkowicie pochłonięte w powietrzu i jeżeli ich źródłem jest niezmiernie cienka płaska warstwa radiopierwiastka, to otrzymany prąd nasycenia i (wyrażany najczęściej w jednostkach es) posiada znaczenie wielkości dobrze określonej, mianowicie: jest to połowa prądu jonowego I wynikającego z całkowitego wykorzystania promieni α wysyłanych przez daną ilość q badanej substancji; pozostała część promieni jest pochłonięta w podstawie.

Na podstawie ekstrapolacji pomiarów tego rodzaju, wykonanych z możliwie cienkimi warstwami związków uranowych, znaleziono, że $I = 1,4 j.es$ na gram U . Podobnie otrzymano $I = 2,4 \cdot 10^6 j.es$ na gram radu w minimum aktywności; liczba ta jest zgodna z obliczeniami teoretycznymi (§ 72). Liczby te stanowią podstawę ilościowych oznaczeń uranu i radu za pomocą pomiarów jonizacji całkowitej, dawanej przez możliwie najcieńsze warstwy.

Znajomość prądu I pozwala wyliczyć masę q pierwiastka, którego ilość jest zbyt mała, aby go można było zważyć. Niech będzie λ stała zaniku, v liczba jonów utworzonych przez jedną cząstkę α . Liczba atomów zawartych w q gramach wynosi qN/A , liczba atomów ulegających przemianie w jednostce czasu, tj. $\lambda qN/A$, równa się liczbie wysyłanych cząstek α ; mamy zatem zależność:

$$I = \lambda q N v e / A$$

(A — ciężar atomowy, N — liczba Avogadro, e — ładunek elementarny). Tak np. w przypadku polonu, którego obliczony ciężar atomowy wynosi 210 (§ 120), znajdujemy, że prąd $I = 1 j.es$ odpowiada ilości $q = 0,83 \cdot 10^{-10} g$. Dla oznaczenia wartości polonu w jednostkach względnych używa się często wartości prądu $I/2 = I'$, zmierzonego w komorze jonizacyjnej. $I' = 1 j.es$ odpowiada ilości $q = 1,66 \cdot 10^{-10} g$ lub $0,74 \cdot 10^{-6}$ curie Po .

W podobny sposób pomiar prądu jonowego I' , dawanej przez

promienie RaC' , pozwala oznaczyć ilość RaC oraz ilość pozostającego z nim w równowadze RaC' w gramach lub w milicurie.

Im jonizacja jest silniejsza, tym trudniej jest osiągnąć prąd nasycenia za pomocą rozporządzalnego napięcia. W tym przypadku należy korzystać z tablic lub krzywych, obejmujących określony przedział wartości napięcia i pozwalających obliczyć niezbędne poprawki. Inny, ogólniejszy sposób polega na tym, że mierzy się prąd i , dawany bądź przez znaną część oznaczanej substancji, bądź przez znany ułamek całkowitego promieniowania. Na tej podstawie są oparte dwie metody oznaczania ilości substancji bardzo różnych co do rzędu wielkości, za pomocą tej samej aparatury elektrometrycznej¹⁾.

1°. Pierwsza z tych metod jest to metoda oznaczania za pomocą kropeł. Badana substancja jest rozpuszczona w znanej ilości wody. Za pomocą cienkiej pipetki pobiera się kroplę roztworu i składa się ją na cienkiej płytce szklanej, umieszczonej na szalce bardzo dokładnej wagi aperiodycznej pozwalającej odczytywać bezpośrednio 0,1 mg. Zważoną kroplę (około 20 mg) odparowuje się na płytce; pozostałość powinna być ledwie widoczna. Następnie umieszcza się płytkę w komorze jonizacyjnej. Aby uniknąć zbytniego rozcieńczania roztworu, sporządzamy najpierw roztwór n razy mniej rozcieńczony, gdzie n jest to liczba całkowita, następnie roztwór ostateczny i krople pobieramy z tego ostatniego. Ta metoda pozwala osiągnąć dokładność do 1%, jeżeli jest starannie wykonana. Jeżeli wystarcza dokładność od 2 do 3%, można zaniechać ważenia kropeł i liczyć na to, że krople spadające z utrzymywanej pionowo i wycechowanej pipety posiadają stały ciężar.

2°. Druga ze wspomnianych metod bywa stosowana w przypadku niezmiernie cienkiej płaskiej aktywnej warstwy, obejmującej niewielkie pole i umieszczonej w próżni. Stożek promieni wychodzących z tej warstwy w kącie bryłowym ω , określonym przez diafragmę D , przechodzi

Rys. 109. Źródło S jest umieszczone na krążku umocowanym na korku R zamykającym rurkę T ; rurka G służy do robienia próżni; pudełko P połączone z ziemią służy jako osłona komory jonizacyjnej AB .

dzi przez folię glinową grubości 3μ , zakrywającą otwór diafragmy i następnie przenika do komory jonizacyjnej utworzonej z płytek A i B ; cząstki kończą zasięg w powietrzu i nie spotykają płytek. Ponieważ

¹⁾ Te metody są stale używane w Paryskim Instytucie Radowym, głównie do oznaczania polonu.

pole jest prostopadłe do kierunku promieni, przeto nasycenie daje się osiągnąć bardzo łatwo. Zmierzony prąd jonowy i mnożymy przez stały współczynnik $k = 2\pi C/\omega$, gdzie C jest to czynnik charakteryzujący zmniejszenie się jonizacji wskutek utraty prędkości cząstek α w glinie. To zmniejszenie jest rzędu 10% i musi być najpierw wyznaczone doświadczalnie. Jak się okazało, opisana metoda daje się stosować do wartości i wynoszących 100000 *j. es* lub nawet więcej. Urządzenie doświadczalne jest przedstawione na rys. 109.

Dla przykładu podajemy, że w przypadku polonu umieszczonego w komorze jonizacyjnej, której płytki są oddalone od siebie o 4 *cm* (promienie wysyłane w kącie bryłowym 2π) i posiadają różnicę potencjałów 1000 woltów, otrzymuje się nasycenie prądu z dokładnością do 0,5%, jeżeli $i = 1$ *j. es*. Przy tym samym napięciu ułamek brakujący do nasycenia wynosi 5%, jeżeli $i = 100$ *j. es*, 12% jeżeli $i = 300$ *j. es* oraz 30%, jeżeli $i = 1000$ *j. es*. Wreszcie gdy i jest rzędu 20000 *j. es* lub jeszcze większe, wówczas przyłożenie wysokiego napięcia może spowodować przejście wyładowania zanim nasycenie zostało osiągnięte.

Pomiar prądu jonowego, wykonywany w celu oznaczenia radio-pierwiastka, może być zastąpiony bezpośrednim liczeniem cząstek α lub pomiarem prądu przenoszenia ładunku; ten ostatni sposób może być stosowany tylko do silnych źródeł. Pomiedzy ilością q oraz prądem ładowania i , zmierzonym w kącie 2π , istnieje zależność: $i = \lambda qF/A$.

§ 75. Promienie δ . Wtórne promienie γ wzbudzone przez promienie α .

Promienie δ . Przyglądając się uważnie torom mgiełkowym cząstek α w wodorze stwierdzamy, że są one najeżone na całej długości krótkimi torami wtórnymi, tworzącymi z głównym torem kąt tym ostrzejszy, im dane odgałęzienie jest dłuższe (tabl. XI, fig. 4). Tory wtórne przypisujemy elektronom uwolnionym z drobin zjonizowanych przez przebiegające cząstki α . Większość utworzonych w ten sposób elektronów posiada zbyt małe prędkości, aby ich zasięg mógł być dostrzeżony w powietrzu lub nawet w wodorze; niektóre posiadają jednak większe prędkości i zasięg ich staje się widoczny wskutek utworzonej jonizacji. To zjawisko otrzymało nazwę promieni δ . Na podstawie długości ich torów wyliczamy prędkość elektronów (§ 16). Z drugiej strony możemy obliczyć teoretycznie prawdopodobieństwo emisji elektronu z daną prędkością, oraz wartość kąta pomiędzy torem tego elektronu i torem cząstki α . Rachunek jest oparty na klasycznej koncepcji przyciągania elektrostatycznego między elektronem i cząstką α (§ 77), przyciągania zgodnego z prawem *Coulomba*. Największa prędkość jaką elektron może uzyskać wynosi $2v$ (v — prędkość cząstki α). Największy zasięg r elektronów wzrasta jak v^4 .

Otrzymany drogą doświadczalną związek pomiędzy r i v oraz zaobserwowana liczba elektronów wyrzucanych z dostateczną prędkością, aby zasięg był widzialny, są zgodne z wnioskami teorii klasycznej. Co

się zaś tyczy rozkładu katowego, to prędkość początkowa jest na ogół tym większa, im mniejszy kąt tworzy kierunek początkowy z kierunkiem cząstki α . Dostrzegamy jednak niekiedy odstępstwa od prawa wymaganego przez teorię, odstępstwa świadczące prawdopodobnie o nagłej zmianie kierunku przy samym początku toru elektronowego. Największy zasięg promieni δ , zmierzony w wodorze pod ciśnieniem około 50 *cm*, wynosi 1 *mm*, jeżeli źródłem promieni δ są promienie α polonu, oraz 2,9 *mm* w przypadku promieni α *ThC'* (*P. Auger*). Promienie δ utworzone przez promienie α *RaC'* osiągają 2 *mm* w wodorze i 0,5 *mm* w powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia.

Emisja powolnych elektronów z drobin lub atomów napotkanych przez cząstki α jest to zjawisko, które zachodzi nie tylko w gazach, lecz również w każdym innym środowisku, w szczególności zaś w metalach. Tak np. powierzchnia folii metalowej, przez którą przechodzą promienie α , jest źródłem emisji elektronów w liczbie 10 do 20 na jedną cząstkę α ; prędkości elektronów są na ogół rzędu kilku elektronowoltów.

Wtórne promienie X. Elektrony wyrzucane z atomów działaniem promieni α pochodzą na ogół z ubogich energetycznie zewnętrznych poziomów atomowych. Może jednak zdarzyć się również, że elektron zostanie wyjęty z głębszego poziomu. W tym przypadku powracaniu atomu do stanu normalnego towarzyszy emisja promieniowania elektromagnetycznego, charakteryzującego wzbudzony atom. Zjawisko to zostało zaobserwowane, jego natężenie jednak jest bardzo małe, ponieważ ułamek liczby atomów wzbudzonych na najgłębszych poziomach jest bardzo nieznaczny. Jak to już wspominaliśmy, w przypadku swobodnego elektronu teoria klasyczna pozwala obliczyć największą ilość energii ω jaką elektron może pobrać od cząstki α danej prędkości. Najprostsze założenie, jakie czynimy w przypadku elektronu związanego, jest następujące: elektron może być wyrwany z danego poziomu, jeżeli energia tego poziomu jest mniejsza od ω ; na tej podstawie możemy obliczyć górną granicę kwantu promieniowania, które cząstka α wzbudza w napotykanym atomach; granica ta wynosi np. około 5000 elektronowoltów w przypadku promieni α polonu, które bardziej od innych nadają się do poszukiwania promieni wtórnych, ponieważ jądrowe promieniowanie γ polonu jest niezmiernie słabe. Wtórne promienie X mogą być wykryte bądź na podstawie jonizacji jaką wytwarzają w powietrzu, bądź za pomocą licznika igłowego. Długość fali tych promieni została wyznaczona drogą pomiaru współczynnika absorpcji masowej μ/ρ . Promienie X były wzbudzane bądź w substancji płytki, na której osadzono polon, bądź w radiatorze, na który padały promienie α . W celu usunięcia efektu promieni *H* (protonów) powstających wskutek rozbijania atomów azotu cząstkami α (§ 108) źródło promieni należy umieszczać w bezwodniku węglowym.

Stwierdzono, że promienie α *Po* powodują emisję promieni X w róż-

nych pierwiastkach, począwszy od liczby atomowej 12 aż do 83; długości fali są zawarte między 10 \AA i 1 \AA (a zatem energia kwantowa pomiędzy 1200 i 13000 elektronowoltów). Promieniowanie wtórne lekkich pierwiastków należy do serii K , cięższych — do serii L i M . Wydajność wyrażona jako liczba fotonów na jedną cząstkę α zmniejsza się szybko wraz z długością fali wzbudzonego promieniowania. Przykład: promieniowanie K cynku, $\lambda = 1,4 \text{ \AA}$, $(\mu/\rho)_{\text{Al}} = 40$, wydajność 24 fotony na 10^4 cząstek α ; promieniowanie L srebra, $\lambda = 4,1 \text{ \AA}$, $(\mu/\rho)_{\text{Al}} = 730$, wydajność 450 fotonów na 10^4 cząstek α (Bethe i Frantz, I. Curie i F. Joliot).

Stwierdzono, że energia kwantowa fotonu X , należącego do tej emisji wtórnej, bywa niekiedy znacznie większa od górnej granicy energii, obliczonej na podstawie rozważań klasycznych, jaką swobodny elektron może przejąć od cząstki; ta sprzeczność jest jeszcze jaskrawsza w przypadku elektronu związanego na poziomie odpowiadającym danej energii. Usiłowano wyjaśnić tę rozbieżność zakładając, że pewną rolę odgrywa własna prędkość elektronów na ich orbicie; inne próby interpretacji były oparte na mechanice falowej.

Promienie α mogą również wzbudzać w lekkich pierwiastkach promieniowanie bardzo przenikliwe (promienie γ i neutrony), pozostające w związku z przemianą jądrową tych pierwiastków. Wydajność tych efektów jest niezmiernie mała (§ 109).

§ 76. Odskok promieniotwórczy.

Emisja cząstki α z atomu początkowo nieruchomego musi być związana z odskokiem atomu powstającego w przemianie. Zgodnie z prawem zachowania pędu musimy mieć $Mv = M'v'$, gdzie M i v są to masa i prędkość cząstki α , M' i v' masa i prędkość utworzonego atomu. Atom wyrzucony w odskoku biegnie w próżni po prostej linii i posiada określony zasięg, który staje się dostrzegalny, gdy ciśnienie jest dostatecznie małe; zachowuje się przeto jak cząstka promieniowania korpuskularnego, tzw. promieniowania odskoku. Powoływaliśmy się już poprzednio (§ 56) na to zjawisko w celu wyjaśnienia niektórych faktów dotyczących aktywowania ciał składnikami osadu aktywnego, powstającymi z radonu zmieszanego z powietrzem.

Masa, energia. Masa M' atomu odskoku równa się masie pierwotnego atomu zmniejszonej o masę M cząstki α . Stosunek M'/M w różnych przemianach α jest zawarty między 50 i 60; w tych samych granicach mieści się stosunek prędkości v/v' oraz energii $Mv^2/M'v'^2$.

Biorąc jako przykład odskok RaB ($M' = 214$) powstającego w przemianie α RaA (prędkość cząstek α , $v = 1,69 \cdot 10^9 \text{ cm/sek}$), znajdujemy $v' = 3,16 \cdot 10^7 \text{ cm/sek}$. Energia kinetyczna atomu wynosi $W' = M'v'^2/2 = 1,76 \cdot 10^{-7} \text{ erg}$, czyli 111000 ew. Atomy odskoku posiadają energię tego samego rzędu wielkości, co promienie kanalikowe, wysyłane pod napięciem rzędu 100000 woltów.

Energia atomu odskoku W' jest tylko małym ułamkiem energii W cząstki α , wysyłanej w tej samej chwili. Energia ta nie może być jednak pomijana w obliczeniach całkowitej energii E wydzielonej w przemianie α . W istocie $E = W + W'$. Tą wielkością E należy posługiwać się we wzorach dotyczących energetycznego związku między promieniami α i jądrowymi promieniami γ (rozdz. XVI). Prędkość i energia atomów odskoku są podane w tablicy VII b Przypisów.

Metody badania. Wydajność. W § 56 opisywaliśmy metodę polegającą na zbieraniu atomów odskoku na płytce umieszczonej nawprost źródła bądź w próżni, bądź w zwykłych warunkach ciśnienia; w pierwszym przypadku atomy trafiają w płytkę z całkowitą prędkością początkową, w drugim przypadku istnieją w postaci jonów i muszą być przenoszone działaniem pola elektrycznego. Ilość substancji promieniotwórczej otrzymanej drogą odskoku może być wyznaczona na podstawie pomiarów promieniowania płytki. To samo doświadczenie wykonane w powietrzu lub w innym gazie pod zmniejszonym ciśnieniem pozwala badać absorpcję odskoku w gazach oraz zdolność jonizacyjną.

Można również obserwować zjawiska odskoku za pomocą metody *Wilsona*; w komorze rozprężen powinno znajdować się rozrzedzone powietrze lub lepiej wodór, oraz emanacja promieniotwórcza, np. radon. W ten sposób można otrzymywać tory mgiełkowe atomów odskoku obok towarzyszących im promieni α . Jeżeli ciśnienie w komorze wynosi po rozprężeniu zaledwie 1 cm słupa rtęci, zasięg atomów odskoku równa się około 7 mm (*F. Joliot*). Z obserwacji wynika, że zjawisko odskoku rzadko występuje w swej najprostszej postaci; często zdarza się, że wybiegający atom odchyła się od pierwotnego kierunku, wprost przeciwnego kierunkowi cząstki α , z punktu zaś początkowego wychodzi tor dodatkowy, należący zapewne do jakiegoś uderzonego atomu. Wzdłuż toru atomu odskoku widać tory odgałęzione; mogą to być również wyrzucone atomy gazu lub tory elektronowe podobne do tych, jakie obserwujemy w przypadku promieni α (§ 75). Na tablicy XII widzimy kilka przykładów zjawiska odskoku, zachodzącego w przemianie aktynonu na AcA oraz AcA na AcB . Ponieważ AcA posiada bardzo krótki czas życia, przeto na kliszy otrzymuje się niekiedy obraz dwóch przemian kolejnych.

Jeżeli substancja promieniotwórcza jest złożona na powierzchni ciała stałego, to każdej cząstce α skierowanej ku podłożu odpowiada atom odskoku, który wybiega na zewnątrz, a zatem może być schwytany. Wydajność odskoku, tj. stosunek liczby atomów wyrzuconych do liczby atomów, które uległy przemianie, wynosi zatem co najwyżej 50%, wydajność jest jednak mniejsza, jeżeli warstwa aktywna posiada pewną grubość lub jeżeli na powierzchni istnieją chropowatości mogące pochłaniać atomy odskoku. Wydajność teoretyczna bywa osiągana tylko wtedy, kiedy źródło tworzy niewidzialną warstwę osadzoną na starannie wypolerowanej powierzchni.

Absorpcja. Zdolność jonizacyjna. Absorpcja odskoku w gazach posiada niektóre cechy analogiczne do absorpcji cząstek α , chociaż jest znacznie większa od tej ostatniej. Tak np. atomy odskoku posiadają dosyć dobrze określony zasięg, odwrotnie proporcjonalny do ciśnienia gazu; fluktuacje zasięgu są jednak stosunkowo większe niż w przypadku cząstek α (§ 78). Zasięg atomów RaB wyrzucanych w przemianie RaA wynosi 0,14 mm w powietrzu i 0,82 mm w wodrze w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury (*L. Wertenstein*). Zasięg wzrasta wraz z prędkością początkową atomów odskoku, tj. wraz z prędkością cząstek α wysyłanych w danej przemianie.

Stwierdzono, że atomy odskoku przenikają nie tylko przez warstwę gazu, lecz również przez ciała stałe. Atomy wyrzucone ku wnętrzu podstawy, na której złożono substancję promieniotwórczą, przenikają do pewnej niewielkiej głębokości, wynoszącej 10 do 20 μ w srebrze, niklu lub miedzi.

Atomy odskoku wytwarzają wzdłuż swego zasięgu jonizację gazu (*L. Wertenstein*); gęstość liniowa tej jonizacji jest na początku drogi nawet większa od gęstości pochodzącej od cząstek α ; wszelako całkowita liczba jonów jest znacznie mniejsza od liczby jonów wytworzonych przez cząstkę α , stosunek zaś obu liczb jest znacznie mniejszy od 2%, co odpowiadałoby stosunkowi energii. Zdolność jonizacyjna atomów odskoku może służyć do wykrywania odskoku atomów niepromieniotwórczych, np. atomów ołowiu wyrzucanych w przemianie polonu; zbieranie atomów na płytce byłoby w tym przypadku bezcelowe, gdyż płytka nie dawałaby żadnego promieniowania.

Ładunek atomów odskoku. Badane w próżni atomy odskoku, np. atomy RaD wyrzucanego w przemianie RaC' , posiadają ładunek dodatni, wskutek czego są odchylane w polu elektrycznym i magnetycznym. Drogą pomiaru tych odchyleń stwierdzono, że ich stosunek e/m charakteryzuje cząstki z pojedynczym ładunkiem dodatnim oraz że masa i prędkość posiadają wartości zgodne z teorią. Z doświadczeń wykonanych w najdalej posuniętej próżni (*L. Wertenstein*) wynika jednak, że w chwili początkowej atomy są elektrycznie obojętne i uzyskują ładunek dodatni wskutek utracenia elektronu w spotkaniu z drobinami gazu.

Następstwem przemiany promieniotwórczej obojętnego atomu, polegającej na emisji cząstek α , powinno być utworzenie się atomu posiadającego podwójny ładunek ujemny. Zjawisko może jednak przybrać inną postać wskutek odłączenia się elektronów peryferycznych. Trudno zatem przewidzieć, jaki powinien być początkowy ładunek atomu odskoku; jest jednak rzeczą prawdopodobną, że ten ładunek jest zależny od powinowactwa elektronowego oraz od własności chemicznych atomu. Wyniki doświadczenia dotyczące tego zagadnienia są jeszcze bardzo szczupłe.

Pod ciśnieniem 0,1 mikrobara atomy odskoku pochodzące od Po (atomy ^{206}Pb) nie są naładowane, natomiast atomy pochodzące od ThC (tj. atomy ThC'' , izotopu talu) posiadają ładunek dodatni.

W przypadku *RaA* badano aktywację płytek kondensatora umieszczonego w powietrzu zawierającym radon i bardzo silnie rozrzedzonym. Między płytkami istniało pole elektryczne odchylające atomy *RaA*, posiadające prędkość nadaną w chwili emisji. Na podstawie różnicy aktywności obu płytek ustalono, że każdy atom *RaA* posiada przeciętnie podwójny ładunek dodatni, z czego wynikałoby, że emisja cząstek α radonu powoduje oddzielenie się 4 elektronów peryferycznych (*W. Mund*).

Pozorne parowanie. Zjawisko odskoku stwarza w niektórych przypadkach pozory lotności substancji promieniotwórczej; tak np. w doświadczeniach dotyczących odskoku *RaB* z płytki pokrytej *RaA*, *RaB* dyfunduje częściowo w powietrzu w pobliżu płytki, a zatem zachowuje się tak, jak gdyby ulatniał się w zwykłej temperaturze. W niektórych przypadkach atomy promieniotwórcze tworzą niejako skupienia na podłożu, na którym jest umieszczona substancja promieniotwórcza (§ 102, 118); jak się wydaje, taki konglomerat może być wyrzucony bądź w całości, bądź częściowo wskutek odskoku lub pędu udzielonego przez cząstkę α . Te zjawiska zakłócają niekiedy pomiary, których celem jest wyznaczenie stałych zaniku, i są często obserwowane w przypadku preparatów polonu.

§ 77. Teoria przechodzenia cząstek α przez materię.

Pomiędzy cząstką α przebiegającą wewnątrz atomu oraz składnikami atomu, mianowicie jądrem i elektronami, działają zgodnie z prawem *Coulomba* siły przyciągania i odpychania elektrycznego. Działanie każdego indywidualnego ładunku daje wyraźny skutek tylko w bezpośrednim sąsiedztwie tego ostatniego; natomiast całkowity efekt wywołany na cząstkę wynika z dodawania się działań indywidualnych. Musimy zatem zająć się rozważaniem działań zachodzących między cząstką α posiadającą masę M , ładunek E , prędkość v oraz cząstką znajdującą się początkowo w spoczynku i posiadającą masę M' i ładunek E' . Cząstki odpychają się, jeżeli ich ładunki są jednoimienne, przyciągają się, jeżeli są różnoimienne. Ponieważ prędkości wchodzące w grę są niewielkie, możemy uważać obie masy za niezmiennie. Zagadnienie może być rozwiązane za pomocą mechaniki klasycznej. Rozważymy kolejno kilka przypadków szczególnych:

a) *Działanie ciężkiego jądra na cząstkę α .* Jądro posiadające dostatecznie wielką masę pozostaje, praktycznie biorąc, w spoczynku podczas spotkania z cząstką α . Niechaj b będzie odległość między tym nieruchomym punktem materialnym F oraz prostą przechodzącą przez kierunek prędkości początkowej v_0 cząstki α (rys. 110). Tor opisywany przez cząstkę w polu sił odpychających, pochodzących tylko od jądra, jest to łuk hiperboli, której ognisko znajduje się w jądrze i której asymptoty są to kierunki prędkości początkowej oraz prędkości końcowej po zde-

zeniu. Ponieważ energia nie została przekazana jądru, przeto prędkość końcowa jest liczbowo równa prędkości początkowej v_0 ; następstwem zderzenia jest tylko odchylenie cząstki α o pewien kąt θ wyrażony wzorem:

$$\operatorname{tg} \theta/2 = EE'/b v_0^2 M \quad (E \text{ i } E' \text{ w j.es}).$$

Odległość pomiędzy jądrem a cząstką α osiąga najmniejszą wartość D w chwili, kiedy cząstka przechodzi przez wierzchołek hiperboli; mamy wówczas:

$$D = b(1 + \sin \theta/2) / \cos \theta/2.$$

Jeżeli $\theta = 0$, D równa się b . Jeżeli $\theta = \pi$, D dąży do wartości granicznej równej

$$2EE'/v_0^2 M.$$

Widzimy zatem, że jeżeli wartość b jest dana, odchylenie θ jest tym większe, im prędkość cząstki jest mniejsza i im ładunek $E = Ze$ odpychającego jądra jest większy (Z —liczba atomowa, e —ładunek elementarny). Z drugiej strony $\theta/2$ zmienia się od 0 do $\pi/2$, θ od 0 do π , gdy b zmniejsza się od stosunkowo znacznej wartości aż do 0. W pierwszym przypadku cząstka α przechodzi zbyt daleko od jądra, aby odchylenie było dostrzegalne; w rzeczywistości jednak odległość b , w której wpływ jądra znika, jest bardzo mała. Tak np. cząstka α RaC' , przebiegająca w pobliżu jądra złota ($Z = 79$), odchyła się o zaledwie setną część stopnia, jeżeli $b = 2 \cdot 10^{-8}$ cm, a zatem jest rzędu wielkości rozmiarów atomowych. Odchylenie o 1° ma miejsce dopiero wtedy, kiedy cząstka α przechodzi 100 razy bliżej jądra, a zatem trafia w środkową część budowli atomowej. Jeżeli zderzenie jest centralne,



Rys. 110.

¹⁾ Rachunki prowadzące do tego wzoru znajdują się we wszystkich podręcznikach mechaniki. Zakładamy, że tor jest to łuk hiperboli, którego ognisko zewnętrzne znajduje się w jądrze. Niechaj P będzie to wierzchołek hiperboli, v —prędkość cząstki α w tym punkcie. Na podstawie zasady zachowania energii oraz twierdzenia o zachowaniu momentu pędu mamy równania:

$$v_0 b = v D; \quad M(v_0^2 - v^2) = 2EE'/D,$$

gdzie

$$D = \overline{FP},$$

skąd otrzymujemy:

$$M v_0^2 D^2 - 2EE' D - M v_0^2 b^2 = 0.$$

Z własności geometrycznych hiperboli wynika, że jej oś urojona równa się $2b$. Jeżeli \overline{OP} jest to półos ogniskowa i jeżeli $\overline{OF} = c$, mamy:

$$a = b \operatorname{tg} \theta/2; \quad c = b / \cos \theta/2; \quad D = a + c = b(1 + \sin \theta/2) / \cos \theta/2.$$

Podstawiając w poprzednim równaniu tę wartość na D , znajdujemy po dokonaniu redukcji:

$$\operatorname{tg} \theta/2 = EE' / M v_0^2 b; \quad a = EE' / m v_0^2.$$

$b = 0, 2\theta = \pi$, cząstka α zawraca w biegu; prawdopodobieństwo takiego zderzenia jest niezmiernie małe. Wyniki doświadczalne, dotyczące zderzeń między cząstkami α i ciężkimi jądrami, są opisane w § 79.

b) *Wzajemne oddziaływania cząstki α i lekkiego jądra.* Jeżeli zderzenie zachodzi między cząstką α i lekkim jądrem, wówczas to jądro zostaje wprawione w ruch. W tym przypadku rozpatrujemy zazwyczaj względny ruch obu cząstek dookoła wspólnego środka masy G , poruszającego się w kierunku początkowej prędkości cząstki α z prędkością $v_0 M / (M + M')$. W tym ruchu względnym cząstka α oraz jądro opisują łuki hiperbol, których ognisko znajduje się w G . Względne odchylenie φ cząstki α od kierunku pierwotnego może być obliczone na podstawie praw mechaniki i prawa *Coulomba*; otrzymany wzór jest podobny do poprzedniego:

$$(1) \quad \operatorname{tg} \varphi / 2 = EE' (M + M') / b v_0^2 M M'.$$

Rys. 111.

Niechaj θ i θ' będą to kąty między kierunkiem prędkości początkowej v_0 oraz kierunkami bezwzględnych prędkości końcowych cząstki α i uderzonego jądra. Te dwa kierunki tworzą *widły*, których wierzchołek znajduje się w miejscu zderzenia (rys. 111); kąt między ramionami wideł wynosi $\phi = \theta + \theta'$. Niechaj v i v' będą to prędkości końcowe. Pomiedzy $\varphi, \theta, \theta', v, v', M$ i M' istnieją związki, które można otrzymać na podstawie samych tylko zasad zachowania pędu i energii niezależnie od tego, jakie jest prawo sił. Te zasady wyrażają się równaniami:

$$(2) \quad \begin{aligned} M v_0 &= M v \cos \theta + M' v' \cos \theta', \\ 0 &= M v \sin \theta + M' v' \sin \theta', \\ M v_0^2 &= M v^2 + M' v'^2. \end{aligned}$$

Z tego układu równań wynikają następujące związki między różnymi zmiennymi:

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} \cos 2\theta + \cot \theta \sin 2\theta' &= \frac{M}{M'} \\ \operatorname{tg} \theta' &= \frac{M' \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}}{(M + M') \sin \theta} \\ \frac{\operatorname{tg}(\theta + \theta')}{\operatorname{tg} \theta'} &= \frac{M + M'}{M - M'} \end{aligned} \right.$$

$$(4) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{v}{v_0} &= \frac{M \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}}{M + M'} \\ \frac{v'}{v_0} &= \frac{2 M \cos \theta'}{M + M'} \\ \frac{W'}{W_0} &= \frac{M' v'^2}{M v_0^2} = \frac{4 M M'}{(M + M')^2} \cos^2 \theta'. \end{aligned} \right.$$

Jeżeli $M' > M$, przed pierwiastkiem powinien być tylko znak +; jeżeli $M' < M$ (przypadek wodoru), możliwe są oba znaki.

W ruchu względnym dookoła środka masy G kąty odchylenia φ i φ' , liczone od kierunku prędkości U punktu G , wyrażają się jak następuje:

$$(5) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\nu \sin \theta}{\nu \cos \theta - U}, \quad \operatorname{tg} \varphi' = \frac{\nu' \sin \theta'}{\nu' \cos \theta' - U}.$$

Na podstawie równań $(M + M')U = M\nu_0$ i $M\nu \sin \theta = M'\nu' \sin \theta'$ można dowieść, że $\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' = 0$, co znaczy, że w układzie odpowiadającym ruchowi względnemu, kierunki prędkości końcowych są wprost przeciwne sobie. Ponadto równania (2) oraz równania następne prowadzą do wniosku, że $\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} 2\theta'$, czyli $\varphi + 2\theta' = \pi$. Stąd wynika, że odchylenie bezwzględne θ i θ' oraz energia W' pobrana przez jądro wyrażają się w zależności od kąta względnego odchylenia φ w następujący sposób:

$$(6) \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{M' \sin \varphi}{M + M' \cos \varphi}; \quad \theta' = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}; \quad W'/W_0 = 4MM'(\sin^2 \varphi/2)/(M + M')^2.$$

Jeżeli b zmniejsza się od wartości stosunkowo znacznej do 0, kąt $\varphi/2$ wzrasta od 0 do $\pi/2$, φ od 0 do π , kąt θ' zmienia się od $\pi/2$ do 0. Innymi słowy, w zderzeniu, które prawie wcale nie zmienia kierunku cząstki α , jądro zostaje odrzucone pod prostym kątem do kierunku pierwotnego, w zderzeniu zaś centralnym uzyskuje prędkość właśnie w tym kierunku. We wszystkich przypadkach kierunek prędkości nabytej przez jądro tworzy ostry kąt z kierunkiem prędkości początkowej cząstki α .

Natomiast granice, w jakich jest zawarte odchylenie θ , zależą od stosunku mas M i M' . Jeżeli $M' < M$, co ma miejsce tylko wtedy, gdy M jest to masa protonu (lub deuteronu), odchylenie θ , równe 0 w przypadku dużego b , przechodzi przez maximum, gdy b maleje i staje się równe 0 w zderzeniu centralnym, $b = 0$. Największa wartość θ odpowiada wartości φ danej równaniem $M \cos \varphi + M' = 0$. Kładąc $M/M' = 4,0/1,008$ znajdujemy $\theta_{\max} = 14,5^\circ$. Jest to zatem największe odchylenie, jakiego może doznać cząstka α w zderzeniu z protonem. Ponieważ $\operatorname{tg} \theta' > 0$ i $M > M'$, mamy również $\operatorname{tg} \psi > 0$; innymi słowy, kąt między ramionami wideł jest ostry lub co najwyżej prosty.

Jeżeli $M = M'$, tj. cząstka α zderza się z jądrem helu, wówczas $\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} \varphi/2 = 2E^2/b\nu^2M$. Odchylenie jest wówczas zawarte między 0 i $\pi/2$, kąt zaś rozwartości wideł jest zawsze prosty.

Jeżeli $M < M'$, mamy najczęstszy przypadek zderzenia cząstki α z jądrem pierwiastka cięższego od helu. Kąt θ wzrasta wówczas w sposób ciągły od 0 do π , gdy b maleje; w zderzeniu centralnym, $b = 0$, cząstka α zawraca wstecz. Kąt między ramionami wideł jest zawsze rozwarty.

Ułamek energii W'/W_0 , przekazany jądru w następstwie zderzenia, wzrasta wraz z $\varphi/2$, tj. w miarę jak b maleje; ułamek ten jest największy w zderzeniu centralnym. Z drugiej strony, przy danym φ , W' przechodzi przez maximum, gdy $M' = M$ i następnie zmniejsza się stale,

gdy M' wzrasta. Ułamki energii przekazane w zderzeniach centralnych z jądrami różnych pierwiastków są podane w następującej tabeli:

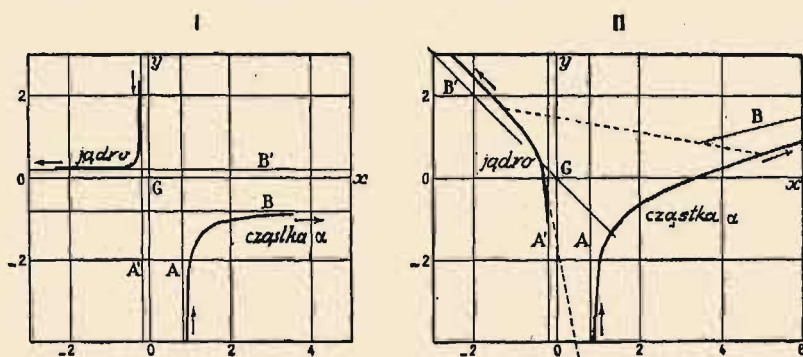
Jądro . . .	H	He	C	O	A	Fe	Au
W'/W_0 . . .	0,64	1	0,75	0,64	0,33	0,25	0,085

Spośród podanych wzorów tylko wzór (1) zawiera prawo siły. Wzory (2)—(6) są oparte tylko na prawach zderzeń sprężystych.

Rys. 112 przedstawia tory obliczone na podstawie prawa *Coulomba* w szczególnym przypadku zderzenia cząstki α z jądrem helu, mianowicie $\varphi/2 = 45^\circ$, co odpowiada parametrowi $b = 1,9 \cdot 10^{-13}$ cm, jeżeli $v_0 = 1,92 \cdot 10^9$ cm/sek (promienie α *RaC'*).

Wyniki doświadczalne, dotyczące zderzeń między cząstkami α i lekkimi jądrami, są podane w § 80.

c) *Działanie cząstki α na elektron*. Weźmy teraz pod uwagę spotkanie między cząstką α i elektronem swobodnym o masie M' i ładunku E' . W tym przypadku mamy do czynienia z przyciąganiem się cząstek, otrzymane wzory są jednak zupełnie podobne do wzorów podanych w poprzednim ustępie, należy tylko zmienić znak kątów φ , φ' , θ i θ' ; ponie-



Rys. 112. Odległości są wyrażone w wielokrotnościach parametru b . Strzałki wskazują kierunek ruchu. I: tory ruchu względnego dookoła środka bezwładności G ; A i A' — asymptoty początkowe; B i B' — asymptoty końcowe. II: tory bezwzględne; A i A' — asymptoty początkowe, B i B' — kierunki asymptotyczne końcowe; linie kreskowane oznaczają jednocześnie położenia obu cząstek.

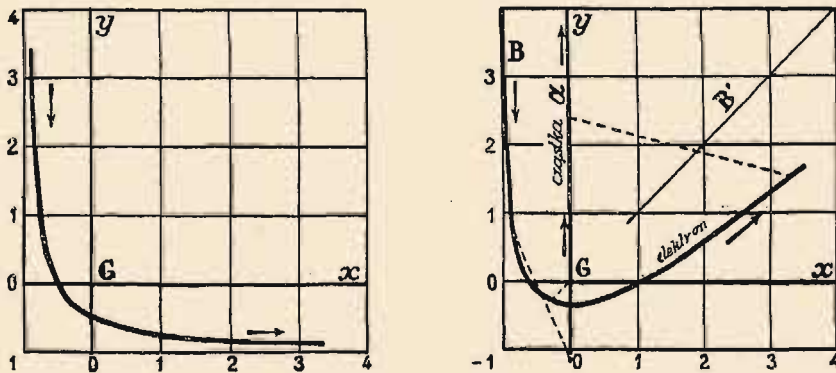
waż cząstka α posiada masę bardzo wielką wobec masy elektronu, przeto jej prędkość nie zmienia się w zderzeniu w dostrzegalny sposób ani co do wielkości, ani co do kierunku. Natomiast elektron zostaje wprowadzony w ruch; tor ruchu odniesionego do osi związanych z cząstką α jest to łuk hiperboli z cząstką α w ognisku, ku któremu krzywa zwraca się wklęsłą stroną. Ruch bezwzględny może być opisany w następujący sposób: elektron najpierw zbliża się ku cząstce α i osiąga najmniejszą odległość poza tą cząstką; kierunek prędkości końcowej tworzy z kierunkiem cząstki α kąt ostry $\theta' = \pi/2 - \varphi/2$, przy czym $\tan \varphi/2$ wyraża się wzorem (1). Elektrony spotykane w stosunkowo znacznej odległości od

cząstki α są odrzucane pod prostym kątem do jej toru, elektrony bardziej zbliżone wybiegają ku przodowi; o sposobie obserwowania ich torów była mowa poprzednio (promienie δ , § 75). Energia przekazana elektronowi przez cząstkę α oblicza się w ten sam sposób, co w zagadnieniu zderzenia między cząstką α i jądrem atomowym. Prędkość końcowa elektronu wynosi $v' = 2v_0 \cos \theta'$ (zaniedbujemy M' względem M), jest przeto co najwyżej dwa razy większa od prędkości początkowej cząstki α . Jeżeli $v_0 = 1.9 \cdot 10^9$ cm/sek (promienie α RaC'), największa wartość $v' = 3,8 \cdot 10^9$ cm/sek, co odpowiada energii $W' = 2M'v_0^2 = 4200$ elektronowoltów (zderzenie centralne).

Rys. 113 przedstawia bezwzględny oraz względny tor elektronu w przypadku $\varphi/2 = 45^\circ$, co odpowiada $b = 1,3 \cdot 10^{-10}$ cm, jeżeli $v_0 = 1,9 \cdot 10^9$ cm/sek.

d) *Strata prędkości cząstek α w przejściu przez materię.* W zagadnieniu hamowania cząstek α przez materię oraz wytwarzanej przez nie jonizacji bierzemy pod uwagę szereg kolejnych zderzeń między cząstką α oraz jądrami i elektronami. Szczegóły zjawiska są bardzo zawiłe i nie mogą być wyjaśnione bez znajomości sił wiążących elektrony z atomami.

Jeżeli materia, w której biegną cząstki, składa się z atomów określonego rodzaju, których koncentracja wynosi n , to cząstka α spotyka wzdłuż jednostki długości drogi $2\pi b n d b$ jąder, oraz $2\pi b n Z d b$ elektronów



Rys. 113. Odległości są wyrażone w wielokrotnościach parametru b ; strzałki wskazują kierunek ruchu. I — tor względnego ruchu elektronu dookoła środka bezwładności, tj. w przybliżeniu punktu, w którym znajduje się cząstka α . Asymptota początkowa $x = -b$, asymptota końcowa $y = -b$. II — tory bezwzględne. Cząstka α porusza się wzdłuż osi y . Asymptota początkowa toru elektronu B , kierunek asymptotyczny końcowy B' . Linie kreskowane oznaczają jednocześnie położenia obu cząstek.

(Z —liczba atomowa) w początkowej odległości od jej toru—zawartej między b i $b + db$. Innymi słowy, $2\pi b d b$ jest to *przekrój czynny*, charakteryzujący wymiany energii w przypadku, gdy parametr zderzenia jest zawarty między b i $b + db$. Zmiana energii W cząstki α na długości dx ,

spowodowana zderzeniami z elektronami, które w tym przybliżeniu traktujemy jako swobodne, wyraża się wzorem:

$$\frac{dW}{dx} = - \int_0^{\infty} W \frac{4MM'}{(M+M')^2} \sin^2 \varphi/2 \times 2\pi b n Z db.$$

Podstawiając na $\sin \varphi/2$ wartość z wzoru (1) mamy:

$$Mv^2/2 \times 4MM'/(M+M')^2 \times \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 2E^2 E'^2/M' v^2 (a^2 + b^2),$$

gdzie

$$a = EE'(M+M')/v^2 MM'.$$

Położmy $E = ze$ ($z = 2$ w przypadku cząstki α), $E' = e$, $M' = m$; będziemy mieli:

$$\frac{dW}{dx} = - 4\pi z^2 e^4 Z n / m v^2 \times \int_0^{\infty} \frac{b db}{b^2 + a^2} = - 2\pi z^2 e^4 Z n / m v^2 \times \int_0^{2m v^2} \frac{dq}{q}.$$

Ta całka posiada wartość nieskończenie wielką, co dowodzi, iż jest rzeczą konieczną wziąć pod uwagę siły wewnątrzatomowe, ograniczające zdolność przekazywania energii elektronom. Co się tyczy jąder, można dowieść, że energia, jaką uzyskują kosztem cząstek α , może być zaniedbana wobec energii pobranej przez elektrony; po pierwsze jądra są mniej liczne niż elektrony¹⁾, po wtóre jądro uzyskuje energię w dostrzegalnym stopniu tylko w bardzo rzadko zdarzających się spotkaniach, wyróżniających się małą wartością parametru b .

W teorii *Bohra*, ogłoszonej przed istnieniem teorii kwantowych, traktujemy elektron jako związany z atomem siłą niby sprężystą, pod której działaniem elektron wykonywa drgania z częstością ν . Im ta częstość jest większa, tym bardziej jest ograniczona możność przekazywania energii elektronowi. Z niektórymi zastrzeżeniami rachunek sprowadza się do tego, że górną granicę całkowania $b = \infty$ zastępujemy skończoną granicą $b = K\nu/2\pi\nu$, gdzie $K = 1,123$. Jeżeli w atomie istnieją elektrony wykonywające drgania z różnymi częstościami ν_i , $\frac{dW}{dx}$ przybiera postać:

$$\frac{dW}{dx} = - 4\pi z^2 e^4 Z n / m v^2 \times \ln(Km\nu^3/2\pi\nu ze^2),$$

gdzie ν jest to średnia geometryczna wszystkich elektronowych częstości atomu. Zastrzeżenia ograniczające zakres stosowania wzoru sprawiają, że teoria powinna zgadzać się z doświadczeniem tym lepiej, im prędkość cząstek α jest większa i im atomy pochłaniające mają mniejszą masę; jest przeto rzeczą interesującą, że teoria potwierdza się w przybliżeniu w przypadku wodoru i helu, jeżeli na częstości drgań obieramy wartości używane w teorii klasycznej w celu zdania sprawy

¹⁾ Z wyjątkiem jąder wodoru.

z dyspersji światła w tych gazach; wartości te różnią się zresztą nieznacznie od wartości obliczonych na podstawie potencjałów jonizacyjnych i związanych z nimi poziomów energetycznych. Natomiast teoria stosuje się gorzej do glinu, jeszcze zaś gorzej do pierwiastków cięższych od glinu. Bardziej zadowalająca jest zgodność jakościowa teorii z doświadczeniem. Mianowicie znajdujemy, że bezwzględna wartość $d\nu/dx$ istotnie wzrasta, gdy ν maleje i że strata prędkości w ekranach o stałej gęstości powierzchniowej jest tym mniejsza, im Z jest większe; w istocie liczba elektronów jest w takich ekranach w przybliżeniu jednakowa; ekran jednak, którego Z jest większe, zawiera więcej elektronów silnie związanych, które nie są w stanie pobrać tyle energii od cząstki α , co elektrony swobodne.

Jeżeli wartość ν jest tak wielka, że można zaniedbać zmienność logarytmicznego wyrazu we wzorze *Bohra*, to wzór ten możemy scałkować i otrzymujemy:

$$\nu_0^4 - \nu^4 = Ax,$$

gdzie A jest to stała, w przybliżeniu proporcjonalna do gęstości materii pochłaniającej. Widzimy zatem, że ten wzór, przedstawiający w przybliżeniu przebieg hamowania promieni katodowych (§ 16), znajduje uzasadnienie w klasycznej teorii *Bohra*, która stosuje się zarówno do promieni β , jak i do promieni α w założeniu, że wolno zaniedbać zmienność masy. W przypadkach, kiedy to nie jest możliwe, do teorii należy wprowadzić zmiany (§ 85).

Pierwsza teoria posługująca się pojęciami kwantowymi została opracowana przez *Hendersona* i następnie udoskonalona przez *Fowlera*. Podstawowe założenie tej teorii polega na tym, że elektron może przejąć energię od cząstki α lub β tylko w przypadku, gdy ta energia, obliczona w ten sam sposób co dla elektronu swobodnego, osiąga wartość odpowiadającą potencjałowi jonizacyjnemu, lub rezonansowemu. Jednakże prawdopodobieństwo procesów przenoszenia energii obliczone na tej podstawie jest mniejsze, zwłaszcza w przypadku wodoru, od wartości otrzymanej drogą doświadczalną. Prawdopodobieństwo przekazania energii w zderzeniach oraz odpowiadający tym zderzeniom przekrój czynny obliczają się w zupełnie inny sposób w mechanice falowej. Stosując te metody *Bethe* otrzymał następujące wzory:

$$dW/dx = -4\pi z^2 e^4 Z n / m \nu^2 \cdot \ln(2m\nu^2 / \bar{W})$$

w przypadku niezbyt wielkich prędkości, tj. stałej wartości m oraz

$$dW/dx = -4\pi z^2 e^4 Z n / m \nu^2 \left[\ln 2m\nu^2 / \bar{W} - \frac{1}{2} \ln(1 - \beta)^2 - \frac{\beta^2}{2} \right],$$

jeżeli bierzemy pod uwagę zmienność masy. W tych wzorach \bar{W} jest to średnia geometryczna energii wzbudzenia i jonizacji atomu¹⁾.

¹⁾ Według *F. Blocha* należy w nawiasie dodać niektóre małe wyrazy, które znikają, jeżeli ν jest dostatecznie wielkie.

Wzory te zdają sprawę w sposób zadowalający z absorpcji promieni α w wodorze, jeżeli kładziemy $\bar{W} = 15 \text{ ew}$. W gazach o większym Z zgodność z doświadczeniem jest również dosyć dobra, należy jednak dobrać wartość \bar{W} w sposób empiryczny (*Mano*).

e) *Zasięg. Fluktuacje zasięgu i kierunku*. Podane wzory, dotyczące utraty energii cząstek α , nie stosują się do końcowej części zasięgu i dlatego nie mogą być użyte jako podstawa do obliczania długości zasięgu; długość tę oceniamy w przybliżeniu drogą ekstrapolacji krzywej przedstawiającej prędkość jako funkcję drogi przebytej w materii. Natomiast jest rzeczą możliwą ująć matematycznie zagadnienie *fluktuacji zasięgu* cząstek α , których prędkość początkowa jest dana. *Bohr* wykazał, że źródłem fluktuacji zasięgu są tylko zderzenia cząstek α z elektronami. Wzór dający wielkość fluktuacji jest podany w § 78¹⁾; ten wzór został sprawdzony doświadczalnie.

Oprócz fluktuacji zasięgu, wynikających z przypadkowości zderzeń, w których energia jest przekazywana elektronom, istnieją także fluktuacje kierunku. Pomijając wielkie odchylenia oddzielnych cząstek, zdarzające się stosunkowo rzadko i będące następstwem bezpośredniego spotkania z jądrem, stwierdzamy, że wiązka początkowo dobrze określona rozszerza się wskutek sumowania się małych odchylen w skomplikowanym polu sił wywieranych przez jądro i elektrony w atomie. Zjawisko to nosi nazwę *rozproszenia złożonego*, jego wielkość wyraża się wzorem analogicznym do prawa błędów:

$$dy = d\Omega / 2\pi\lambda^2 \cdot e^{-\Omega^2/2\lambda} \text{ (Bothe),}$$

gdzie y jest to liczba cząstek, których kierunek końcowy tworzy z kierunkiem pierwotnym kąt zawarty między θ i $\theta + d\theta$, $d\Omega$ — kąt bryłowy odpowiadający przedziałowi $(\theta, \theta + d\theta)$, λ — odchylenie prawdopodobne, proporcjonalne jak to wynika z teorii do Z/\sqrt{nx} (Z — liczba atomowa, n — liczba atomów w jednostce objętości, x — grubość ekranu). Wzór ten stosuje się do ekranów, których grubość x jest dostatecznie mała, aby rozszerzenie wiązki nie było znaczne. W celu sprawdzenia teorii liczy się scyntylacje powstające na ekranie z siarczku cynku w różnych odległościach od osi wiązki pierwotnej (*H. Geiger*). W przypadku promieni α *RaC'*, przechodzących przez folię złotą grubości 4μ , otrzymujemy $\lambda = 2,9^\circ$; folia glinowa grubości 10μ , posiadająca ten sam równoważnik powietrzny, mianowicie $1,5 \text{ cm}$, daje $\lambda = 0,9^\circ$. Widzimy zatem, że ekrany pochłaniające w tym samym stopniu rozpraszają tym silniej, im większa jest liczba atomowa substancji, z której są zrobione. Porówny-

¹⁾ *Flamm* wykazał, że w zagadnieniu fluktuacji można pominąć siły wewnątrzatomowe. W istocie elektrony umieszczone w znacznej odległości od toru są zbyt liczne, aby powodować fluktuacje zasięgu, jakkolwiek pobrana przez nie ilość energii wcale nie jest mała; fluktuacje pochodzą tylko od elektronów położonych w pobliżu toru, które możemy traktować jako swobodne.

wając cząstki α różnej prędkości stwierdzamy, że kąt λ jest odwrotnie proporcjonalny do v^2 .

f) *Zdolność jonizacyjna*. Jonizacja wytworzona bezpośrednio przez promienie α (lub promienie β) może być obliczona w założeniu, że liczba q par jonów powstających na jednostce długości toru równa się liczbie zderzeń jonizujących, tj. takich, w których elektron uzyskuje energię co najmniej równą energii W , potrzebnej do oderwania elektronu od atomu (*J. J. Thomson, Bohr*). W wyraża się tą samą liczbą, co potencjał jonizacyjny.

Zderzenia tego typu charakteryzują się tym, że parametr b musi być mniejszy od pewnej wartości b_i , wynikającej z wzorów:

$$a^2 + b_i^2 = 2E^2 E'^2 / M' W_i v^2; \quad a = EE' (M + M') / v^2 MM'.$$

Liczba elektronów uwolnionych na jednostce długości wynosi zatem $\pi b^2 n n_i$, gdzie n jest to liczba atomów w jednostce objętości, n_i — liczba elektronów w atomie, których potencjał jonizacyjny jest równy W_i . Ponieważ rozpatrujemy tu zderzenia cząstki α z elektronami, możemy zaniedbać M' wobec M , mamy przeto $a = EE' / M' v^2$. Kładąc $E = 2E' = 2e$, $M' = m$ znajdujemy, że pierwotna zdolność jonizacyjna równa się:

$$q = 8\pi n e^4 / m v^2 \cdot \sum n_i (1/W_i - 1/2 m v^2).$$

Suma musi być rozciągnięta na wszystkie elektrony w atomie.

Wartość q nie obejmuje *jonizacji wtórnej*, pochodzącej od uwolnionych elektronów (promienie δ , patrz § 75), której znajomość jest potrzebna dla obliczenia *jonizacji całkowitej* Q^1) (*Bohr, Fowler*). Rachunek wskazuje, że stosunek Q/q w wodorze, tlenie i powietrzu waha się od 2 do 4 w przypadku promieni α *RaC'* w początkowej części zasięgu.

Wartości Q obliczone teoretycznie zgadzają się z doświadczeniem tylko co do rzędu wielkości; odchylenia są dość znaczne.

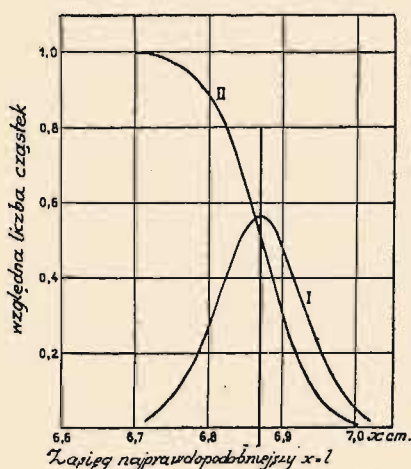
Mechanika kwantowa daje wyniki różniące się nieznacznie od wyników mechaniki klasycznej; we wzorach dotyczących zdolności jonizacyjnej podobnie jak i w zagadnieniu utraty energii mamy do czynienia ze współczynnikami, których wartości liczbowe nie są jeszcze zupełnie pewne.

§ 78. Fluktuacja zasięgu.

Zasięg cząstek α danej grupy jest dobrze określony (§ 66), istnieją jednak małe wahania zasięgów indywidualnych; amplituda tych wartości osiąga w powietrzu 2 do 3 *mm* (tabl. VII i VIII). Zjawisko to nosi nazwę *fluktuacji zasięgu* (po angielsku «straggling»).

¹ Według *Bohra* przybliżona wartość Q jest: $8\pi n e^4 / m v^2 \cdot \sum n_i \ln(2m v^2 / W_i) / W_i$; według *Fowlera* wyraz ten należy pomnożyć jeszcze przez $3/4$. Stosując ten wzór do elektronów określonej grupy znajdujemy, że zarówno Q , jak i q najpierw wzrastają wraz z v , przechodzą przez maximum, a potem zmniejszają się stopniowo, gdy v wzrasta nadal. Jakościowo zgadza się to z doświadczeniem.

Stopniowe zmniejszanie się liczby cząstek należących do wiązki badano najpierw drogą liczenia scyntylacji powstających na ekranie z siarczku cynku, umieszczonym prostopadle do równoległej wiązki, której źródłem jest bardzo cienka warstwa substancji aktywnej. Oddalając ekran od źródła stwierdzono, że liczba cząstek pozostaje bez zmiany na stosunkowo znacznej części zasięgu i zmniejsza się dopiero na końcowym odcinku długości około 1 cm, najpierw powoli, później zaś bardzo szybko. Doświadczenia wykonane za pomocą metody torów mgielkowych Wilsona (*Irena Curie*) prowadzą jednak do wniosku, że te wyniki są częściowo zależne od sposobu obserwacji, gdyż cząstki α , których pozostały zasięg jest mały, dają scyntylacje słabe i często niewidoczne. Fotografie podobne do tych, jakie widzimy na tablicach VII i VIII, pozwalają zmierzyć długości promieni wychodzących z bardzo małego źródła i wpadających do komory w postaci płaskiego wachlarza; odkładając długości x liczone od źródła jako odcięte, liczby zaś N promieni o długości większej niż x — jako rzędne, otrzymujemy krzywą, na której widać, że różnice między zasięgami cząstek α *RaC'* nie przekraczają 3 mm (rys. 114, II).



Rys. 114. Rozkład zasięgów cząstek α *RaC'* w powietrzu pod ciśnieniem normalnym i w temperaturze 15° (*Irena Curie* i *A. Mercier*). I — względna liczba promieni o długości zawartej między x i $x+dx$; odcięte wartości x ; skala rzędnych jest dobrana w ten sposób, że największa rzędna jest równa $1/\sqrt{\pi}$; najbardziej prawdopodobny zasięg l jest równy 6,87 cm. II — liczba promieni o długości większej od x ; różnice między długościami oddzielnych promieni są mniejsze od 3 mm.

Względna liczba vdx cząstek, których długość zasięgu jest zawarta między x i $x+dx$, przechodzi przez maximum odpowiadające wartości $x=l$, gdzie l jest to zasięg najbardziej prawdopodobny; niechaj $\varepsilon = \frac{x-l}{l}$ będzie to odchylenie względne od tej wartości zasięgu; prawdopodobieństwo $Pd\varepsilon$ odchylenia zawartego między ε i $\varepsilon+d\varepsilon$ wyraża się wzorem:

$$Pd\varepsilon = e^{-\varepsilon^2/\rho^2} d\varepsilon/\rho\sqrt{\pi}.$$

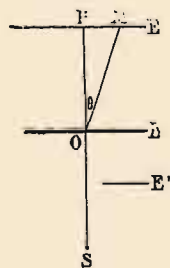
ρ jest to parametr charakteryzujący jednoznacznie jednorodną grupę cząstek α oraz naturę gazu, w którym te cząstki się rozchodzą; ρ jest niezależne od gęstości, natomiast l jest odwrotnie proporcjonalne do gęstości. Długość l jest nieco mniejsza od długości zasięgu ekstrapolowanego na podstawie krzywej *Bragga*. Z wzoru wynika, że średnie odchylenie względne $\bar{\varepsilon}$ równa się zero, średnie odchylenie kwadratowe względne $\sqrt{\bar{\varepsilon}^2}$ równa się $\rho/\sqrt{2}$; krzywa rozkładu długości jest zatem tym bardziej zwężona, im ρ jest mniejsze.

Prawo rozkładu zasięgów zostało sprawdzone doświadczalnie najpierw w przypadku promieni α polonu (tabl. VIII, fig. 1), następnie zaś w kilku innych przypadkach; najlepsze wyniki otrzymano z promieniami α RaA i RaC' , użytych w postaci warstwy niezmiernie cienkiej i nie wywierającej żadnej absorpcji (Tabl. VIII, fig. 2). Otrzymano $\rho_{RaC'} = 1,1 \cdot 10^{-2}$ $\rho_{RaA} = 1,25 \cdot 10^{-2}$ w dobrej zgodności z wartościami teoretycznymi. Dla przykładu podamy, że 90% liczby cząstek α RaC' posiada zasięgi w powietrzu w temperaturze 15° i pod ciśnieniem normalnym, różniące się między sobą o mniej niż $1,8 \text{ mm}$; w przypadku RaA te rozbieżności są mniejsze i w analogicznych warunkach sięgają tylko $1,4 \text{ mm}$. Rozkład długości zasięgów RaC' jest przedstawiony na rys. 114, I.

Ponieważ fluktuacje zasięgów są stosunkowo nieznaczne, przeto zdolność jonizacyjna pojedynczej cząstki, traktowana jako funkcja przebytej drogi, może być przedstawiona dosyć dokładnie za pomocą krzywej jonizacji otrzymanej z wiązką równoległą.

§ 79. Rozproszenie cząstek α . Zderzenia wyjątkowe. Wyznaczanie ładunków jąder atomowych.

Wysmukła wiązka promieni α wychodzących ze źródła S przechodzi przez cienki ekran L bez dostrzegalnej zmiany kierunku (rys. 115) i pada na ekran E z siarczku cynku w punkcie P . Na ekranie dostrzegamy jednak scyntylacje pochodzące od promieni skośnych, np. od promienia OM tworzącego kąt θ z wiązką pierwotną. Liczba cząstek rozproszonych w ten sposób jest tym mniejsza, im kąt θ jest większy; jeżeli jednak folia L jest wyrobiona z ciężkiego metalu, to można widzieć scyntylacje świadczące o tym, że kąt rozproszenia osiąga, a nawet przekracza 90° . W tym ostatnim przypadku cząstki α są odrzucane w kierunku wstecznym, toteż ekran ZnS musi być umieszczony w położeniu E' .



Rys. 115.

Te wielkie odchylenia, zauważone po raz pierwszy przez *Geigera* i *Marsdena*, znalazły interpretację teoretyczną w hipotezie *E. Rutherforda*, zgodnie z którą wielkie odchylenia mogą być następstwem jednego zderzenia cząstki α z atomem. Jest to możliwe, jeżeli atom posiada pewną określoną budowę, mianowicie składa się z dodatnio naładowanego jądra oraz z elektronów rozmieszczonych dookoła jądra. W normalnym stanie atomu suma ładunków wszystkich elektronów równa się liczbowo ładunkowi jądra. Rozmiary jądra są bardzo małe wobec rozmiarów układu elektronowego, masa zaś jądra jest skupiona prawie całkowicie w jądrze, ponieważ masa elektronu jest niezmiernie mała w porównaniu z masą atomu. Atom posiada przeto budowę, w której jest znacznie więcej pustej przestrzeni niż pełnej, podobnie jak w układzie planetarnym; zarówno masa jak i ładunek elektryczny zajmują ele-

menty tego obszaru znikomo małe wobec rozmiarów całości. Wspominaliśmy poprzednio, w jaki sposób ta koncepcja atomu została rozwinięta przez *Bohra* (§ 34).

Cząstka α doznaje wielkiego odchylenia, jeżeli przebiega przez atom w bardzo małej odległości od jądra; mamy wówczas prawie wyłącznie do czynienia z siłami wywieranymi przez jądro; odchylenie może być obliczone na podstawie praw odpychania elektrostatycznego (§ 77). Prawdopodobieństwo takiego przejścia jest niewielkie i dlatego zderzenia prowadzące do wielkich odchyżeń nazywamy zderzeniami wyjątkowymi. Jak to widzieliśmy poprzednio, kąt θ między końcowym i pierwotnym kierunkiem cząstki α wyraża się wzorem:

$$\operatorname{tg}(\theta/2) = EE'/b\nu^2M = 2Ze^2/b\nu^2M,$$

jeżeli wolno zaniedbać ruch udzielony jądru. E i M są to ładunek i masa cząstki α , ν —jej prędkość początkowa, b —parametr zderzenia, E' —ładunek jądra, e —ładunek elementarny, Z —liczba atomowa. Jeżeli cienka równoległa wiązka cząstek α przechodzi przez warstewkę materii prostopadłą do kierunku wiązki i zawierającą n atomów w jednostce objętości, to prawdopodobieństwo p odchylenia o kąt większy od θ wynosi $\pi b^2 n l$; mamy zatem:

$$p = 4\pi n l Z^2 e^4 / M^2 \nu^4 \operatorname{tg}^2(\theta/2).$$

Na podstawie tego wzoru można wyliczyć prawdopodobieństwo odchylenia o kąt zawarty między θ i $\theta + d\theta$ lub, co na jedno wychodzi, względną liczbę cząstek rozproszonych w tym kierunku.

Doświadczenia podjęte w celu porównania teorii z doświadczeniem polegały na liczeniu scyntylacyj wytworzonych na ekranie z siarczku cynku, umieszczonym w różnych odległościach od osi cienkiej wiązki cząstek α . Zgodność była zupełnie zadowalająca w przypadku wszystkich jąder, których pęd uzyskany w zderzeniu jest nieznaczny. Odchylenia były badane w granicach między $\theta = 5^\circ$ i $\theta = 150^\circ$.

Dla przykładu podamy, że względną liczbę cząstek α *RaC'*, odchylonych o kąt większy od prostego po przejściu przez folię złotą grubości 1μ , wynosi około $3 \cdot 10^{-5}$.

Ta zgodność teorii z doświadczeniem dowodzi, że prawo *Coulomba* wystarcza do opisanie zderzeń między cząstką α i ciężkim jądrem, zderzeń, w których cząstka α zbliża się do jądra na niezmiernie małą odległość, wynoszącą około $7 \cdot 10^{-12}$ cm.

Dokładne zbadanie rozkładu przestrzennego cząstek α , rozproszonych przez cienkie folie metalowe, stało się podstawą doświadczalnej metody wyznaczania ładunku jądrowego Ze (*J. Chadwick*). W ten sposób znaleziono, że ładunek jądra miedzi wynosi $29e$, jądra srebra $47e$, jądra platyny $78e$ w zupełnej zgodności z teorią, według której ładunek jądra równa się iloczynowi ładunku elementarnego e przez liczbę atomową Z , tj. przez numer kolejny danego pierwiastka w układzie periodycznym.

Wzory dotyczące rozpraszania cząstek α w pojedynczych zderzeniach z lekkimi jądrami różnią się nieco od wzorów poprzednich, ponieważ ruch lekkiego jądra po zderzeniu nie może być zaniedbany. Również i w tej dziedzinie teoria zderzeń wyjątkowych potwierdza się w wielu przypadkach, musi być jednak uzupełniona rozważaniami innego rodzaju (§ 80).

§ 80. Cząstki wodorowe i odskok lekkich atomów.

Jeżeli cząstka α biegnie w pobliżu jądra lekkiego atomu, mamy podobnie jak w spotkaniu z ciężkim atomem do czynienia ze zderzeniem wyjątkowym, zależnym tylko od sił wywieranych przez jądro, jednakże ruch udzielony jądru musi być wzięty pod uwagę. Kierunki obu torów tworzą ramiona wideł; kąty θ i θ' między tymi ramionami i kierunkiem pierwotnym mogą być obliczone, jeżeli parametr b jest znany (§ 77) i jeżeli można założyć, że obie cząstki odpychają się zgodnie z prawem *Coulomba*. Istnieją jednak wzory niezależne od rodzaju sił czynnych, wyrażające niektóre zależności między prędkościami, masami i kątami i stosujące się do każdego zderzenia sprężystego, tj. takiego, w którym całkowita energia kinetyczna oraz pęd zachowują wartość niezmienną (patrz § 77, układy wzorów (3), (4)). Za pomocą jednego z wzorów (3), np. $\operatorname{tg}(\theta + \theta')/\operatorname{tg}\theta' = (1 + M'/M)/(1 - M'/M)$, można obliczyć stosunek M'/M , jeżeli kąty θ i θ' zostały zmierzone. Przypominamy, że jeżeli $M' < M$ (zderzenie z jądrem wodoru), kąt $\theta + \theta'$ między ramionami wideł jest ostry, θ zaś jest mniejsze od $14,5^\circ$; jeżeli $M' = M$, kąt $(\theta + \theta')$ jest prosty (zderzenie z jądrem helu), wreszcie kąt ten jest rozwarty, jeżeli $M' > M$, tj. M' jest to masa jądra dowolnego atomu, różnego od wodoru lub helu¹⁾.

Metoda rozprężeń *Wilsona* pozwala bezpośrednio obserwować wspomniane rozwidlenia powstające w gazach; otrzymane zdjęcia pokazują, że po zderzeniu obie cząstki posiadają dobrze określone zasięgi oraz tory w przybliżeniu prostoliniowe. Widły muszą być fotografowane w dwóch odpowiednio dobranych płaszczyznach i dopiero na podstawie dwóch takich zdjęć można obliczyć kąty θ i θ' , oraz kąt między ramionami wideł. W ten sposób zbadano odskok jąder wodoru, helu, azotu, tlenu i argonu. Otrzymane wyniki są zgodne z prawami zderzeń sprężystych (*Blackett, F. Perrin i Auger*).

Zasięg cząstki α po zderzeniu jest tym krótszy od zasięgu, który cząstka zdołałaby przebiec bez zderzenia, im strata energii jest większa; zasięg uderzonego jądra jest tym większy, im prędkość początkowa cząstki jest większa. Jeżeli prędkości są znaczne, zasięgi w powietrzu są proporcjonalne do sześciannu prędkości, natomiast w przedziale ma-

¹⁾ Oraz deuterium (*L. W.*)

łych prędkości zasięg jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalny do prędkości. Zgodnie z wzorem (4) prędkości v i v' po zderzeniu są:

$$v'/v_0 = 2M \cos \theta' / (M + M'); v/v_0 = (M \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}) / (M + M').$$

Widzimy, że zasięg jąder określonego rodzaju ma postać $R' = R_0 f(\cos \theta')$, gdzie R_0 jest to największy zasięg, jaki jądro może uzyskać w zderzeniu centralnym z cząstką danej prędkości, $f(\cos \theta')$ zaś jest to wzrastająca funkcja $\cos \theta'$. Jeżeli $\theta' = \pi/2$, mamy $v' = 0$, $R' = 0$, jeżeli zatem jądro jest odrzucone pod kątem zbliżonym do kąta prostego, to widły są niewidoczne, dostrzega się tylko załamane toru cząstki α , której całkowity zasięg nie różni się dostrzegalnie od normalnego.

Na tablicy XII widzimy zdjęcia rozwidleń otrzymanych w zderzeniach cząstek α z jądrami wodoru (fig. 1). To ostatnie zdjęcie jest pokazane w dwóch płaszczyznach, co pozwala wyliczyć kąty: $\theta = 76^\circ 6'$, $\theta' = 45^\circ 12'$, $\theta + \theta' = 121^\circ 18'$, $v'/v_0 = 0,28$, $v/v_0 = 0,82^1$.

Ponieważ rozwidlenia powstają najczęściej w pobliżu końca zasięgu cząstek α , przeto wartości R i R' są na ogół niewielkie²⁾.

Na ogół $R' < R$, ponieważ prędkość udzielona jądro jest najczęściej mniejsza od końcowej prędkości cząstki α i może być większa od tej ostatniej tylko w przypadku zderzeń z jądrem wodoru (lub deuterium). Teoria przenikania naładowanych cząstek przez materię jest jeszcze daleka od doskonałości, toteż nie posiadamy zadowalających sposobów teoretycznego obliczania zasięgów, a sprawa komplikuje się jeszcze wskutek tego, że odrzucone jądra tlenu lub argonu najprawdopodobniej są tylko częściowo pozbawione należącego do nich zespołu elektronów. Natomiast w wodorze mamy niewątpliwie do czynienia z protonami.

Dla porównania doświadczeń z obliczeniami opartymi na prawie *Coulomba* jest rzeczą konieczną oznaczyć względną liczbę zderzeń, których następstwem jest odchylenie cząstki α o dany kąt θ , oraz odskok lekkiego jądra w kierunku tworzącym dany kąt θ' z początkowym kierunkiem cząstki α . W istocie ta liczba zależy od parametru b (§ 77), który obliczamy na podstawie znajomości kątów θ i θ' w założeniu, że prawo sił jest dane. Badanie cząstek wodorowych przyczyniło się do wyjaśnienia tego zagadnienia.

Cząstki H. Spośród «promieni» korpuskularnych, powstających wskutek zderzeń cząstek α z lekkimi atomami, najlepiej zostały zbadane promienie wytwarzane w wodorze, ponieważ ich zasięgi są największe. Są to atomy wodoru pozbawione elektronu, czyli protony; zazwyczaj ozna-

¹⁾ To rozwidlenie odpowiada w przybliżeniu przypadkowi przedstawionemu na wykresie rys. 112.

²⁾ W celu łatwiejszego obserwowania zasięgów jąder O , N i A komorę rozprężeń należy napełnić mieszaniną jednego z tych gazów z wodorem, w którym wszystkie zasięgi są znacznie dłuższe.

TABLICA XII.

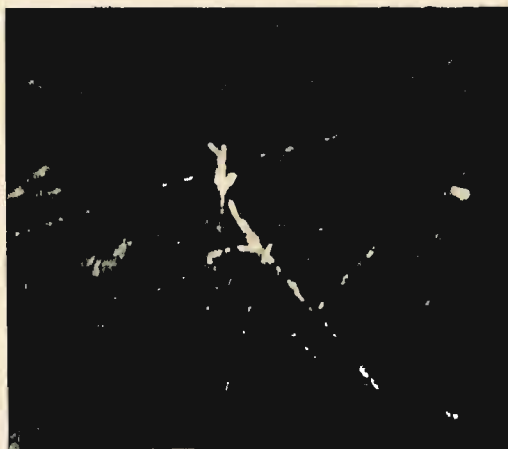
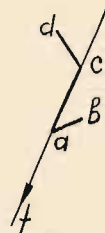


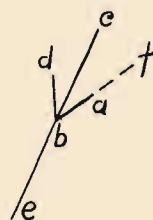
Fig. 1.



af - cząstka α ; $abcd$ - atomy tlenu; ace - atom ThA w odskoku.



Fig. 2.

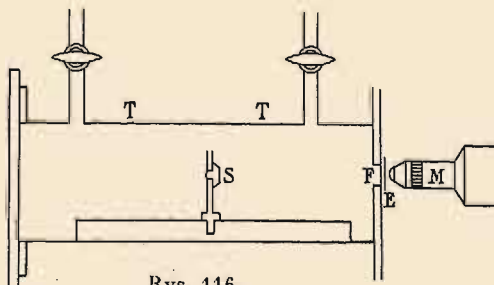


ab atom AcA
 bc atom AcB
 bd atom tlenu
 af, be - cząstki α

czamy je symbolem H . Zgodnie z podanym poprzednio wzorem największa prędkość cząstki H wynosi (str. 210, (4)) $v' = 1,6 v_0$. Zagadnienie zasięgu protonów jest stosunkowo łatwe; można dowiedzieć, że zasięgi protonów i cząstek α , mających jednakową prędkość, powinny być w danym gazie w przybliżeniu jednakowe. Jeżeli zasięg jest proporcjonalny do v^3 , to najszybsze cząstki H , których kąt $\theta' = 0$, powinny posiadać zasięg 4 razy dłuższy od zasięgu odpowiadających im cząstek α ; biorąc ogólnie, $R' = R'_0 \cos^3 \theta'$, gdzie θ' jest to kąt między kierunkiem prędkości cząstki H i kierunkiem początkowym cząstki α ¹⁾.

Jeżeli kąt θ' jest mniejszy od 50° , zasięg cząstki H jest większy od zasięgu cząstki α , która dała początek cząstce H .

W celu obserwowania cząstek H posługiwano się dawniej własnością, którą te cząstki posiadają na równi z cząstkami α , a mianowicie zdolnością wytwarzania scyntylacji na ekranie z siarczku cynku. Jedno z urządzeń opartych na tej zasadzie jest przedstawione na rys. 116.



Rys. 116.

Źródło S jest to silny preparat RaC' , ThC' lub Po , złożony na małym krążku, który może być przesuwany w rurze T , zawierającej wodór pod odpowiednio dobranym ciśnieniem. Podstawa rury posiada otwór zamknięty cienką folią metalową F , zatrzymującą cząstki α , lecz przepuszczającą cząstki H dużego zasięgu, powstające w wodorze wskutek zderzeń z cząstkami α wychodzącymi ze źródła. Mikroskop M służy do obserwowania scyntylacji na ekranie z siarczku cynku E . W celu zbadania przenikliwości cząstek H umieszcza się dodatkowe ekrany pomiędzy oknem F i ekranem E . Jeżeli źródło wysyła promienie β i γ , aparat należy umieścić w silnym polu magnetycznym, które usuwa promienie β powodujące równomierną jasność ekranu. Ponieważ promienie γ nie są odchylone, przeto jest rzeczą korzystną używać Po jako źródła promieni; promienie α Po posiadają wprawdzie mniejszą prędkość niż promienie RaC' lub ThC' , ale promieniowanie β i γ jest znikomo małe.

Zamiast wodoru można używać jako źródła cząstek H jakiejkolwiek substancji obfitującej w wodór, np. parafiny. W tym przypadku umieszcza się najczęściej cieniutką warstwę parafiny wprost na źródle. Rurkę T można opróżnić lub też wprowadzać do niej różne gazy pochłaniające promieniowanie; warunki geometryczne są w tej metodzie lepiej określone niż w poprzedniej.

¹⁾ W rzeczywistości związek pomiędzy R' i v' , a zatem również między R' i θ' jest bardziej skomplikowany. W Przypisach znajduje się tablica prędkości i zasięgów obliczonych na podstawie teorii *Bethego*.

Pomimo trudności wynikających z tego, że prędkości cząstek H nie są jednakowe, zdołano dowieść, że cząstki te są pochłaniane zgodnie z prawami bardzo podobnymi do praw absorpcji cząstek α . W szczególności ekrany równoważne pod względem absorpcji cząstek α pochłaniają również cząstki H w jednakowym stopniu. Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi stosunek zasięgu najszybszych cząstek H do zasięgu cząstek α , które są ich źródłem, jest zbliżony do 4 w powietrzu i w wodrze. Tak np. promieniom α RaC' , posiadającym zasięg 7 cm w powietrzu, odpowiadają cząstki H , których największy zasięg w powietrzu jest zbliżony do 30 cm, w wodrze zaś do 120 cm, gdy tymczasem zasięg cząstek α RaC' w wodrze wynosi 32 cm. Podobnie promieniom α Po odpowiadają cząstki H , których największy zasięg w powietrzu jest zbliżony do 16 cm.

Scyntyłacje wytworzone przez cząstki H są słabsze niż scyntyłacje pochodzące od cząstek α , ponieważ nawet najszybsze cząstki H unoszą zaledwie 64% energii cząstek α .

Inna metoda obserwowania cząstek H polega na wytwarzaniu torów mgiełkowych; mówiliśmy już poprzednio o zastosowaniu tej metody do badania rozwidleń. Metoda ta pozwala również badać rozkład długości zasięgów cząstek H ; oczywiście może to dotyczyć tylko cząstek, których zasięg jest dłuższy od zasięgu czynnych w tym procesie cząstek α .

Tablica XIII, fig. 5 przedstawia zdjęcie wiązki cząstek H wychodzących z cienkiej warstwy celofanu, bombardowanej przez promienie α wysyłane przez bardzo mały preparat polonu; promienie α są absorbowane w celofanie, natomiast wytworzone cząstki H przechodzą przez ekran i przenikają do komory rozprężeń.

Istnieje wreszcie metoda oparta na zdolności jonizacyjnej cząstek H i polegająca na liczeniu tych cząstek za pomocą licznika igłowego (§ 72), podobnie jak to się czyni w przypadku cząstek α .

Znaleziono, że zdolność jonizacyjna cząstek H jest w przybliżeniu cztery razy mniejsza niż zdolność jonizacyjna cząstek α posiadających tę samą prędkość (*Blau i Rona*).

Promienie H są odchylane w polu magnetycznym i w polu elektrycznym w sposób zupełnie analogiczny do promieni α (§ 69). Jeżeli odchylenia z i y są małe, można przyjąć, że z jest proporcjonalne do $E'/M'v'$, y zaś do $E'/M'v'^2$. Stosunek E'/M' protonu jest dwa razy większy od stosunku E/M cząstki α ; jeżeli zatem prędkości są jednakowe, wartości z i y powinny być dwa razy większe dla cząstek H . Ponieważ największa wartość v'/v_0 wynosi 1,6, przeto odpowiadające tej największej prędkości wartości z i y wynoszą $1,25z_\alpha$ i $0,78y_\alpha$, gdzie z_α i y_α są to wartości otrzymywane z cząstkami α . Te wnioski zostały sprawdzone doświadczalnie w sposób przybliżony za pomocą metody scyntyłacyj; używano wiązek promieni H , ograniczonych za pomocą odpowiednich diafragm i obserwowano przesuwanie się pasma scyntyłacyj pod wpływem pola. Na pod-



Fig. 1.



Fig. 2.

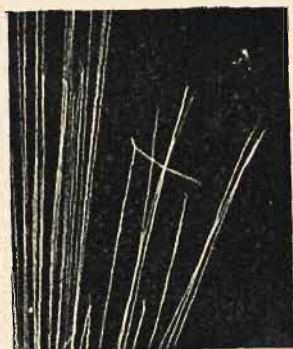


Fig. 3.



Fig. 4.



Fig. 5.

Zderzenia sprężyste cząstek α z jądrami.

- Fig. 1. Zderzenie cząstki α z atomem wodoru. Odskok protonu (tor cienki) (Blackett i Lees).
 Fig. 2. Zderzenie z jądrem azotu. Odbita cząstka α tworzy kąt 142° z kierunkiem pierwotnym (Blackett i Lees).
 Fig. 3. Zderzenie z jądrem argonu; widoczny krótki tor odskoku (Blackett i Lees).
 Fig. 4. Zderzenie z jądrem tlenu. Fotografia w dwóch płaszczyznach (Blackett).
 Fig. 5. Naturalne cząstki H powstające w przejściu cząstek α przez celofan (S. Gorodetzky).

TABLICA XIV.

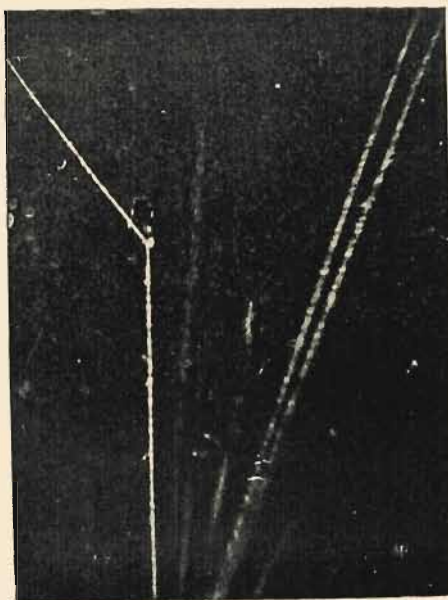


Fig. 1.

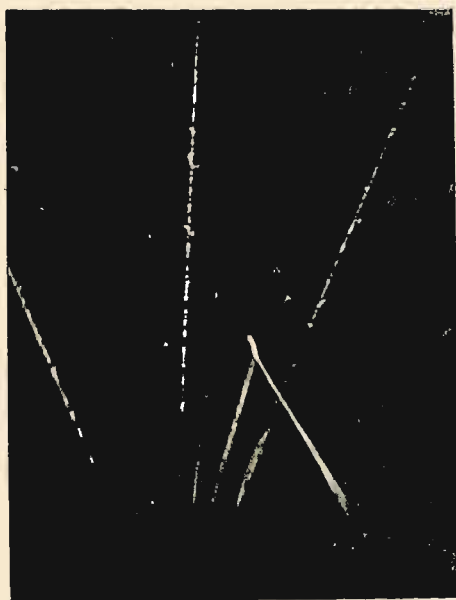
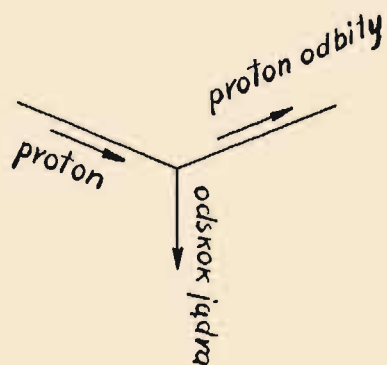
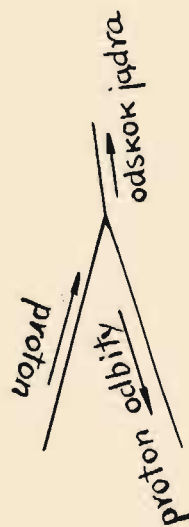


Fig. 2.



stawie tych doświadczeń znaleziono, że wartość E'/M' jest zbliżona do 10^3 j.em, największa zaś wartość v' jest zbliżona do $1,6 v$ (Rutherford). Ponadto zdołano zidentyfikować cząstki H jako protony za pomocą metody podobnej do metody spektrografii mas (Stetter).

Cząstki H mogą doznawać zderzeń wyjątkowych z jądrami atomowymi. Na tablicy XIV widzimy zdjęcia torów cząstek H , otrzymanych za pomocą metody rozprężeń. Jeden z tych torów jest załamany, drugi zaś zakończony rozwidleniem; jest rzeczą prawdopodobną, że w obu przypadkach mamy do czynienia ze zderzeniem między cząstką H i jądrem azotu lub tlenu.

§ 81. Anormalne rozproszenie cząstek α .

Doniosłe wyniki otrzymano w doświadczeniach dotyczących rozkładu kąтового cząstek H . Jak wiemy, prawdopodobieństwo, że przedłużenie początkowego toru cząstki α leży w mniejszej niż b odległości od jądra, równa się $\pi b^2 n l$ w przypadku, gdy promienie przechodzą przez bardzo cienką warstwę grubości l , zawierającą n jąder w jednostce objętości. Każdemu zderzeniu spełniającemu ten warunek odpowiada cząstka H odchylona o kąt mniejszy od kąta θ' , którego zależność od parametru b jest dana na podstawie prawa *Coulomba* (patrz § 77) jako

$$\cot \theta' = EE'(M + M')/b v^2 MM'.$$

Wszystkie te cząstki H posiadają zasięg większy niż $R' = R_0 f(\theta')$, gdzie R_0 jest to zasięg maksymalny.

Na tej podstawie wyliczamy, że liczba q cząstek H , posiadających zasięg większy od R' i wytworzonych przez Q cząstek α przechodzących z prędkością v przez 1 cm wodoru w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury, wynosi:

$$q/Q = K \tan^2 \theta', \text{ gdzie } K = 4\pi n e^4 (M + M')^2 / v^4 M^2 M'^2.$$

Kładąc $n = 2,7 \cdot 10^{19}$; $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ j.es, $v = 1,92 \cdot 10^9$ cm/sek (promienie α RaC'), $M = 6,60 \cdot 10^{-24}$ g, $M' = 1,66 \cdot 10^{-24}$ g, znajdujemy $K = 1,46 \cdot 10^{-6}$.

Doświadczenie polega na tym, że liczymy cząstki H wysłane w kącie bryłowym $d\omega$ i w kierunku θ' , posiadające zasięg odpowiadający θ' . Teoria daje w tym przypadku:

$$q/Q = 4 n l e^4 (M + M')^2 d\omega / v^4 M^2 M'^2 \cos^3 \theta'.$$

Doświadczenie daje wyniki niezgodne z teorią (Rutherford, Chadwick i Bieler). Jeżeli liczymy za pomocą metody scyntylacyjnej cząstki H , wysłane przez cienką warstwę parafiny w kierunku tworzącym kąt zawarty między 20° i 30° z cząstkami α padającymi na ekran, znajdujemy, że stosunek q/Q , należący do pewnego kąta θ' , posiada wartość w przybliżeniu teoretyczną w przypadku, gdy promienie α posiadają zasięg wy-

noszący tylko 2 cm; jeżeli jednak cząstki α mają większą prędkość, stosunek ten jest większy od teoretycznego, odchylenie zaś od teorii jest tym większe, im prędkość jest większa. Tak np. liczba cząstek H obserwowanych w kierunku $\theta' = 30^\circ$ i wytworzonych przez cząstki α o zasięgu $R = 2,9$ cm jest cztery razy większa od liczby teoretycznej, cząstki zaś o zasięgu $R = 6,6$ cm wytwarzają 30 razy więcej cząstek biegnących w kierunku $\theta' = 30^\circ$ niżby to wynikało z podanego wzoru. Jeżeli $R = 8,2$ cm, to w kierunku $\theta' = 30^\circ$ znajdujemy 100 razy więcej cząstek H niż tego chce teoria.

Ponieważ cząstka α biegnąca po torze, którego parametr b jest dany, tym bardziej zbliża się do jądra wodoru, im jej prędkość początkowa jest większa, przeto *Rutherford* założył, że prawo *Coulomba* przestaje się stosować, gdy odległość między cząstkami jest dostatecznie mała. Skoro rozkład prędkich cząstek H w zależności od kąta θ' jest niezgodny z teorią, to ta sama niezgodność musi dotyczyć również kąтового rozkładu cząstek α rozproszonych w zderzeniach. To rozproszenie, nie dające się obliczyć na podstawie prawa *Coulomba*, otrzymało nazwę *rozproszenia anormalnego*.

Anormalne rozproszenie cząstek α zostało zaobserwowane nie tylko w wodorze, ale również w helu, a nawet w glinie lub magnezie; w tych dwóch ostatnich przypadkach bada się rozproszenie cząstek α , przechodzących przez cienką warstwę glinu lub magnezu. Liczba cząstek rozproszonych jest większa od liczby teoretycznej, jeżeli kąt rozproszenia oraz prędkość są zawarte w pewnych określonych granicach; w innych przedziałach prędkości i kątów rozproszenia liczba ta jest mniejsza od teoretycznej. W przypadku *Al* stosunek liczby cząstek α , posiadających małą prędkość i rozproszonych pod kątem $\theta = 135^\circ$, do liczby teoretycznej jest równy 1, staje się mniejszy od 1, gdy prędkość wzrasta, następnie przechodzi przez minimum, po czym znowu wzrasta. We wszystkich przypadkach mamy do czynienia z rozproszeniem normalnym, jeżeli na podstawie prawa *Coulomba* możemy wnosić, że cząstka α nie zbliża się zbyt do jądra, np. jeżeli w przypadku glinu najmniejsza odległość od jądra wynosi co najmniej $13 \cdot 10^{-13}$ cm.

W celu wyjaśnienia tych zjawisk jest rzeczą niezbędną wziąć pod uwagę budowę jądra. Jeżeli dwa jądra znajdują się bardzo blisko siebie, to ich wzajemne działanie nie może być opisane jako odpychanie się dwóch ładunków punktowych według prawa *Coulomba*.

Możemy scharakteryzować odstępstwo od prawa *Coulomba* dodając do zwykłego wyrazu siły odpychającej wyraz przedstawiający przyciąganie, pojawiający się wtedy, gdy r jest bardzo małe, i odwrotnie proporcjonalny do r^n , gdzie $n > 2$. Wyraz tego rodzaju otrzymujemy zakładając, że jądro może być spolaryzowane w polu elektrycznym, wytworzonym przez cząstkę α zgodnie z prawem *Coulomba* (*Debye* i *Hardmeier*).

Stosując metody mechaniki falowej, otrzymujemy wynik podobny do

klasycznego: mianowicie w granicach stosowalności prawa *Coulomba* rozproszenie powinno być normalne (*Mott*). Musimy zatem założyć, że w bliskości jądra panuje pole różne od pola *Coulomba*, np. zgodne z krzywą energii potencjalnej podaną przez *Gamow*a (§ 114 i 115). Założenia tego rodzaju pozwalają wytłumaczyć rozproszenie anormalne na gruncie mechaniki falowej.

Widzimy zatem, że w przypadku lekkich atomów cząstka α może podejść tak blisko do jądra, że obserwowane zjawiska stają się zależne od rozmiarów i odległości obu cząstek; odległości są wówczas rzędu $4 \cdot 10^{-13}$ cm. Natomiast w przypadku jąder miedzi, srebra i złota rozproszenie cząstek α pozostaje normalne, gdy najmniejsza odległość od tych jąder wynosi odpowiednio $1,2 \cdot 10^{-12}$ cm, $2 \cdot 10^{-12}$ cm oraz $3,1 \cdot 10^{-12}$ cm; rozmiary tych jąder muszą być przeto mniejsze od tych wartości.
