

Cezary Pawłowski.

Badania nad własnościami promieniowań H .

Recherches sur les propriétés des rayonnements H .

Sommaire.

Dans ce travail l'auteur a présenté les résultats de ses recherches effectuées dans les derniers ans en partie à l'Institut du Radium à Paris, en partie à l'Institut de Physique expérimentale de l'Université de Varsovie; la plupart de ces résultats ont été déjà publiés dans les divers journaux français.

La première partie de ce travail comprend l'étude de rayons H naturels, extraits de la paraffine, de la cellophane, du collodion et de l'hydrogène gazeux, par les rayons α du polonium. L'auteur a entrepris des recherches sur les rayons H naturels pour étudier l'influence des conditions expérimentales sur le nombre particules observées. La difficulté principale de ces recherches consiste dans la réalisation de bonnes conditions théoriques. On a soumis à l'examen l'influence des facteurs suivants sur le nombre des particules H observées: 1) canalisation des rayons α ; 2) réduction du parcours des rayons α ; 3) épaisseur de la couche de substance émettant les rayons H ; 4) quantité d'hydrogène dans la substance utilisée pour la production des rayons H . Les recherches ont été faites à l'aide de différentes méthodes: la méthode de scintillations, la méthode de condensation de Wilson et la méthode du compteur à pointe. Les principaux résultats fournis par ces recherches peuvent se résumer de la manière suivante:

1) La loi d'un parcours maximum des rayons H naturels: $R_H^{(max)} = 4,1 \cdot R_\alpha$ se vérifie dans tous les cas examinés. Il en résulte donc que des rayons H naturels prennent naissance dans les substances hydrogénées grâce à la collision élastique d'une particule α et d'un noyau d'hydrogène.

2) D'après les expériences effectuées sur les rayons H émis par une couche de paraffine de l'épaisseur de 1 cm d'air sous l'action des rayons α' d'un parcours de 3,5 cm, l'auteur a obtenu que le nombre relatif $\frac{N_H}{n_\alpha}$

des particules H , dont les parcours sont supérieurs à 6 cm, dépasse 8 fois le nombre théorique.

En général, les nombres expérimentaux des particules H dépendent de la méthode d'observation, de la manière dont sont produits les rayons H , ainsi que de l'épaisseur de la couche émettant des rayons H .

3) Quand la vitesse des rayons α générateurs décroît, le nombre des rayons H diminue au lieu d'augmenter comme l'exige la théorie.

4) Le nombre des particules H émises par une substance dépend de sa teneur en hydrogène. La présence des autres atomes dans les molécules de cette substance ne modifie pas la production des rayons H ; chaque atome d'hydrogène se comporte comme unité indépendante des atomes voisins.

La seconde partie contient des résultats 1) de l'étude de la désintégration de l'aluminium, effectuée par la méthode directe et 2) des recherches sur la désintégration de quelques éléments faites par la méthode rétrograde. Dans ces deux cas on a employé la méthode de scintillations pour la numération des particules H .

Les résultats obtenus pour l'aluminium à l'aide de la méthode directe sont suivants: 1. Les rayons α du polonium sont capables de produire la désintégration de l'aluminium, ainsi que l'a montré Schmidt; les rayons H_{Al} peuvent être produits non seulement par les rayons d'un parcours 3,9 cm, mais aussi par ceux d'un parcours 2,4 cm.

2. Le parcours maximum des rayons H_{Al} excités par les rayons α de polonium ne dépasse pas 48 cm. Pour les rayons α d'un parcours de 2,4 cm on a obtenu le parcours maximum des rayons H atteignant 25,4 cm. (Voir les résultats d'un travail ultérieur de Pose).

Les recherches sur quelques substances effectuées par la méthode rétrograde ont été entreprises en vue de contrôler l'existence de nombreuses particules H de désintégrations de faibles parcours, signalée plusieurs fois par certains auteurs (Kirsch, Pettersson et Schmidt). Les expériences ont été faites avec un appareil qui permet d'observer dans le vide les rayons H de désintégration émis par une substance dans une direction faisant 130° avec les rayons α incidents. On a constaté la présence des particules de désintégration pour les éléments: C , Mg , Al , Si et S . Les autres éléments examinés: Fe , Zn , Ag et Pb se sont montrés réfractaires à la désintégration. Les résultats obtenus maintiennent les résultats de Vienne relatifs à l'existence des rayons de désintégration de faibles parcours et la possibilité de désagréger sous l'influence de rayons α les éléments dont le poids atomique est le multiple de quatre. Pourtant, le nombre de particules observées à Vienne est généralement 10 fois plus élevé par rapport à l'effet observé par l'auteur.

Au cours de ces expériences principales l'auteur a aperçu quelques phénomènes, produites dans les couches minces de diverses substances par l'action des rayons α . Les essais de pellicules minces de collodion, de cellophane, de paraffine et des lames mica ont révélé une forte altération de leurs régions attaquées par les particules α . L'action des particules α sur la cellophane, le collodion et le mica s'est manifestée par une tache de couleur jaune foncée reproduisant la forme de la source radioactive.

La coloration de la pellicule du collodion et de cellophane est due probablement au passage de l'eau, qui se trouve toujours dans ces substances, de l'état de dispersion moléculaire à l'état colloïdal sous l'influence de l'action d'ionisation des rayons α . On peut constater la formation de boules de gaz dans les endroits de la pellicule attaqués par les rayons α , par leur examen au microscope. La formation de gaz dans le collodion s'explique par la décomposition graduelle de l'eau accumulée dans les gouttelettes disséminées dans ce milieu solide.

Une lame de mica s'est creusée dans la région radiée par les rayons α . Un radiogramme de L a u e de la région altérée démontre un fort astérisme provenant de la déformation du réseau cristallin du mica. On peut donc admettre que la coloration du mica est produite par les ions délivrés des liaisons de réseau.

La paraffine, impressionnée par des rayons α , subit une transformation considérable, qui s'accompagne d'une formation des cristaux d'une structure modifiée.

Manuscrit reçu le 18 septembre 1931.

W s t ę p.

W pracy niniejszej podaję w ogólnych zarysach dane z szeregu badań, wykonanych przezemnie w ostatnich latach. Badania te dotyczyły głównie sztucznego rozkładu jądra atomowego i warunków powstawania naturalnych promieni H . W czasie prowadzenia tych badań udało się stwierdzić szereg nowych zjawisk, związanych ze zmianami wewnętrznej budowy ciał, wywołanymi przez działanie promieni α . Wyniki otrzymane zostały już częściowo ogłoszone w różnych czasopismach francuskich.

I. Naturalne promienie H .¹⁾

Naturalnymi promieniami wodorowymi nazywamy protony, wyrzucane pod działaniem promieni α z czystego wodoru lub z ośrodka złożo-

¹⁾ C. P a w ł o w s k i. Sur les propriétés des rayons H naturels. Ann. de Phys. 16, 151. 1931.

nego z cząsteczek, zawierających atomy wodoru. Cząstka α przy zderzeniu z protonami oddaje im mniejszą lub większą część swojej energii. D a r w i n, zakładając, że do tego zderzenia stosują się zasady zachowania pędu i energii, wyprowadził wzór na prędkość cząstki H :

$$v_H = 2 v_\alpha \cdot \frac{m_\alpha}{m_H + m_\alpha} \cdot \cos \theta_H. \quad (1)$$

W tym wzorze m_α i m_H oznaczają masy cząstki α i atomu wodoru, v_α prędkość cząstki α przed zderzeniem, a θ_H kąt odchylenia toru cząstki H w stosunku do początkowego kierunku cząstki α . Ze wzoru powyższego można wnioskować, że prędkość protonów zależy od wielkości kąta emisji θ_H i osiąga największą wartość

$$v_H^{(max.)} = 1,6 v_\alpha \quad \text{przy kącie } \theta_H = 0^\circ, \quad (2)$$

najmniejszą wartość

$$v_H^{(min.)} = 0 \quad \text{przy kącie } \theta_H = 90^\circ. \quad (3)$$

Wynika stąd, że żaden proton nie może być wyrzucony przez cząstkę α pod kątem θ_H większym od kąta 90° , czyli że nie można obserwować naturalnych promieni H w kierunkach wstecznych. Na zasadzie prawa G e i g e r a $R = a \cdot v^3$ ze wzoru (1) wynika wzór na zasięg promieni H :

$$R_H = R_H^{(max.)} \cdot \cos^3 \theta_H, \quad (4)$$

gdzie

$$R^{(max.)} = 4,1 R_\alpha. \quad (5)$$

Ostatnie równanie, wyprowadzone przez D a r w i n a, wyraża prawo największego zasięgu naturalnych promieni H .

Wzór (4), jak również i wzór (5) pozwalają łatwo sprawdzić stosowność teorii zderzenia sprężystego do cząstek α i H , ponieważ pomiar zasięgów tych cząstek nie napotyka na trudności doświadczalne. Poza tym ze wzoru (5) wynika, że energia protonu przy najbardziej efektywnym uderzeniu cząstki α nie przewyższa 64 % energii początkowej tej cząstki, czyli że

$$E_H^{(max.)} = 0,64 E_\alpha.$$

Bardzo ważnym z punktu widzenia teorii jest wyznaczenie drogą doświadczalną wydajności promieniowania wodorowego czyli stosunku $\frac{N_H}{n_\alpha}$, a więc stosunku liczby protonów wysyłanych przez ciało zawierające wodór do całkowitej liczby cząstek α padających na powierzchnię tego ciała. Według statystycznych rozważań D a r w i n a

$$\frac{N_H}{n_\alpha} = \pi Q \beta^2 \tan^2 \theta_H, \quad (6)$$

przyczem Q jest liczbą atomów wodoru w 1 cm³, a $\beta = \frac{e E}{v_n^2} \left(\frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_H} \right)$.

Wartości doświadczalne stosunku $\frac{N_H}{n}$ dają możliwość obliczyć wymiary protonu; podług obliczeń Rutherforda średnica protonu jest rzędu 10⁻¹³ cm.

Wartości liczbowe stosunku $\frac{N_H}{n}$ otrzymane przez różnych badaczy naturalnych promieni *H* są bardzo rozbieżne. Nieporównywalność tych liczb wynikała z niejednakowych warunków, w jakich doświadczenia były wykonane. Przy pomiarach wydajności naturalnego promieniowania wchodzi w grę tyle różnych czynników doświadczalnych, że trudno jest przeprowadzić je w warunkach, odpowiadających teorii.

Jako główne zadanie mojej pracy nad naturalnymi promieniami *H* obrałem więc zbadanie wpływu różnych warunków doświadczalnych na wydajność promieniowania *H*. W tym celu zbadałem wpływ: 1. rodzaju stosowanej do doświadczeń wiązki promieni α , 2. energii początkowej cząstek α , 3. grubości warstwy promieniującej cząstki *H*, i 4. zawartości wodoru w ciałach używanych jako źródła promieniowania *H*.

Badania były początkowo wykonane nad czystym wodorem; warstwa wodoru o grubości 1 cm była poddana działaniu promieni α preparatu polonowego o natężeniu odpowiadającemu prądowi jonizacyjnemu 1340 j. e.-s. Wodór był wprowadzony przez kran do małego szczelnie zamykającego się pudełka o dość grubych ścianach. Protony wyrzucane z warstewki wodoru wychodziły nazewnątrz pudełka przez cienkie okienko mikowe. Ten mały przyrząd wypełniony wodorem, zawierający źródło promieni α i wyrzucający nazewnątrz protony, będziemy nazywali wodorowym radiatorem promieniowania *H*. Małe wymiary radiatora pozwalały umieszczać go bądź w komorze Wilsonowskiej, bądź w przyrządzie służącym do obserwacji scyntylacyj. Na zasadzie liczby scyntylacyj, obserwowanych dla różnych grubości ekranów absorbcyjnych, wstawianych pomiędzy okienkiem mikowym radiatora a ekranem z siarczku cynku, otrzymałem krzywą absorbcji promieni *H*, z której można było wyprowadzić następujące wnioski: 1. promienie *H*, wyrzucane z radiatora wodorowego, posiadały zasięgi o różnych długościach; 2. promienie o dłuższych zasięgach występują znacznie rzadziej niż promienie krótkie; 3. dla zasięgów promieni *H* istnieje pewna granica górna, poza którą żadna cząstka *H* nie może być obserwowana. Wyznaczając długość największego zasięgu promieni *H* z obliczeń równoważników powietrznych grubości ekranów absorbcyjnych, otrzymałem dla tej długości wartość, która odpowiadała wartości teoretycznej wynikającej ze wzoru Darwina (5).

Dla otrzymania wartości względnej liczby $\frac{N_H}{n_\alpha}$ cząstek H , musimy wiedzieć, jaka część całkowitej liczby promieni α , wysyłanych przez źródło polonu, przechodzi przez warstwę wodorową, wyrzucającą protony. Licząc scyntylacje $n_\alpha^{(s)}$ dawane przez słabe źródło, którego natężenie promieniowania $I_f = 0,009$ j. e.-s., obliczyłem ilość cząstek α , wysyłanych w tym samym kącie bryłowym, przez silne źródło o natężeniu $I_f = 1340$ j. e.-s. na podstawie wzoru następującego:

$$n_\alpha = \frac{n_\alpha^{(s)} I_f}{I_f}$$

Jeśli uwzględnimy, że wszystkie promienie wodorowe, wychodzące z radiatora, padały na ekran ZnS , możemy na podstawie obserwowanych liczb scyntylacji wyznaczyć wartości stosunku $\frac{N_H}{n_\alpha}$. Według wykonanych obliczeń warstewka wodoru o grubości 1,2 cm, poddana działaniu promieni α o zasięgu 3,5 cm wyrzuca 4,4 protony na 10^5 cząstek α .

Metoda scyntylacyjna daje nam możliwość obserwowania cząstek H tylko przez ślad, który one pozostawiają na ekranie ZnS w postaci silnego błysku. Przez obserwacje scyntylacji możemy wysnuwać tylko pośrednie wnioski o kierunku i o długości promieni H . Pod tym względem znacznie większe zalety posiada metoda Wilsonowska. Badając promieniowanie H , wysyłane przez radiator wodorowy, otrzymałem fotografie, które uwidoczniły po raz pierwszy najdłuższe tory cząstek H .

Metoda Wilsonowska była już parokrotnie stosowana do obserwacji promieni H przed rozpoczęciem moich badań. Pierwsze próby w tym kierunku były przedsięwzięte przez Mac Lennana i Mercera,¹⁾ jednak zakończyły się wynikiem ujemnym, którego przyczynę ci autorowie upatrywali w zbyt małej zdolności jonizacyjnej cząstek H . Praca Bose'go²⁾, ogłoszona w krótkim czasie po otrzymaniu tego wyniku, obaliła przypuszczenia Mac Lennana i Mercera. Bose zaobserwował tworzenie się promieni H w komorze jonizacyjnej, wypełnionej wodorem nasyconym parą wodną. Promienie H obserwowane przez niego powstawały przeważnie na końcach zasięgów cząstek α , przeważnie były bardzo krótkie i osiągały zaledwie długość kilku centymetrów. Doświadczenia, wykonane sposobem Bose'go posiadają pierwszorzędne znaczenie, jeśli chodzi o zbadanie mechanizmu powstawania promieni H .

1) Mac Lennan i Mercer. Phil. Mag. 30, 676, 1915.

2) Bose, Phys. ZS. 17, 388, 1916; ZS. f. Phys. 12, 207, 1923.

Tym samym sposobem były wykonane doświadczenia Augera i F. Perrina,¹⁾ mające na celu sprawdzenie stosowności teorii Darwina do zderzenia cząstki α z protonem.

Używając metody Wilsonowskiej do badań nad promieniami H , dążyłem do otrzymania możliwie silnej wiązki promieni H , aby móc w sposób prosty a przekonywający zbadać własności tego wtórnego promieniowania. Jednak zastosowanie radiatora wodorowego nawet przy użyciu bardzo silnych źródeł polonu nie dało pożądanego wyniku, albowiem przy każdym rozprężeniu w komorze Wilsonowskiej występowało tylko kilka promieni wodorowych. Trudno więc było w tym przypadku zastosować metodę Wilsonowską do wyznaczenia wydajności promieniowania wodorowego, jak również do otrzymania rzeczywistego obrazu przestrzennego rozkładu promieni H .

Znacznie lepsze wyniki otrzymałem, posługując się cienką warstewką parafiny. Ponieważ grubość błonek parafinowych wynosiła zaledwie kilka mikronów, można było radiatorowi parafinowemu nadać postać dogodną dla doświadczeń, a samą warstewkę parafiny umieścić tuż przy źródle promieni α i w ten sposób wykorzystać całkowicie promieniowanie preparatu polonowego. Radiator parafinowy składał się z rurki szklanej, której jeden koniec był zamknięty cienką blaszką mikową z otworem o średnicy 3 mm. Otwór ten był przykryty błonką parafinową i cienkim listkiem mikowym. Wewnątrz rurki szklanej umieszczano źródło promieniowania α o natężeniu 2400 j. e.-s. Warstewka parafiny była bardzo cienka i pod względem pochłaniania była równoważną 1,2 cm powietrza. Przy takiej grubości parafiny można było otrzymać w komorze Wilsonowskiej obok promieni H również i promienie α .

Uwidocznienie torów cząstek H w komorze rozprężen jest bez porównania trudniejsze, niż otrzymanie torów cząstek α ; a tem bardziej trudnem jest otrzymanie naraz dwóch wiązek promieni α i H , ze względu na różną zdolność jonizacyjną tych dwóch rodzajów cząstek. Według pomiarów Greinachera²⁾ i Renelta³⁾ zdolność jonizacyjna promieni H jest prawie czterokrotnie mniejsza od tejże zdolności promieni α . Przy jednoczesnem występowaniu w kamerze obydwu promieniowań para nasycona skrapla się w obszarach przez które przechodzą promienie α ; dla cząstek H pozostanie bardzo mała część tej pary. Dla skroplenia pary również i na torach cząstek H należałoby użyć silniejszych rozprężen. Jednak stosowanie silnych ekspansyj nie jest wskazane ze względu na tworzenie

1) P. Auger i F. Perrin, C. R. 175, 340, 1922; 180, 1742, 1925; 183, 277, 1926.

2) Greinacher, ZS. f. Phys., 44, 319, 1927.

3) Renelt, ZS. f. Phys., 46, 871, 1928.

się gwałtownych wirów powietrznych, które rozrywają na części dłuższe tory cząstek H .

Podczas pierwszych prób zastosowania metody Wilsonowskiej do badań nad promieniami H nasyciałem komorę jonizacyjną parą wodną. Ale już po pierwszych kilku doświadczeniach przekonałem się, iż w tych warunkach nie osiągnę należącego wyniku. Przy rozprężeniach 1,3, a nawet 1,4, które stosują się zwykle dla otrzymania torów cząstek α , występowały zaledwie nikłe ślady promieni H . Wprowadzenie do komory pewnej ilości alkoholu znacznie polepszyło warunki doświadczalne. Rozprężenia, przy których już bardzo wyraźnie zaznaczały się promienie H , rozpoczynały się od 1,25. Przy tak słabych rozprężeniach działanie wirów było znacznie osłabione, a przez wprowadzenie gliceryny do uszczelnień tłokowych uniknąłem całkowicie tworzenia się ich. Zastosowanie alkoholu do nasycenia obszaru rozprężeń miało jeszcze tę zaletę, że tory wytwarzane w atmosferze pary tej cieczy miały budowę o wiele subtelniejszą niż w przypadku pary wodnej i dawały na kliszach fotograficznych bardzo ostre obrazy promieni H . Subtelność budowy torów cząstek H w parze alkoholu da się łatwo wytłumaczyć, gdy weźmiemy pod uwagę, że tory te są utworzone z szeregu kropeł; a wiadomo¹⁾ przecież, że przy rozprężeniach, wykonanych w jednakowych warunkach, krople, powstające w parze alkoholu, mają wymiary o wiele mniejsze od kropeł wodnych.

Wytwarzanie promieni H w komorze Wilsonowskiej przez cząstki wyrzucane z parafiny było zaobserwowane już dawniej przez Meitner i Freitaga,²⁾ jak również przez Holoubek.³⁾ Jednak autorowie ci nie mieli na celu dokładnego zbadania własności naturalnych promieni H . W doświadczeniach Meitnerówny i Freitaga, w których chodziło głównie o wyznaczenie metodą Wilsonowską zasięgów promieni α wysyłanych przez $ThC' + ThC''$, występowało zaledwie kilka nikłych śladów promieni H . Fotografje Wilsonowskie, otrzymane przez Holoubek, nie dawały wiązek promieni H , lecz tylko kilka krótkich torów cząstek H . Holoubek posługiwał się naturalnymi promieniami H do wypróbowania komory Wilsonowskiej, zbudowanej przez niego do badań nad promieniowaniem dezynTEGRACYJNEM pierwiastków.

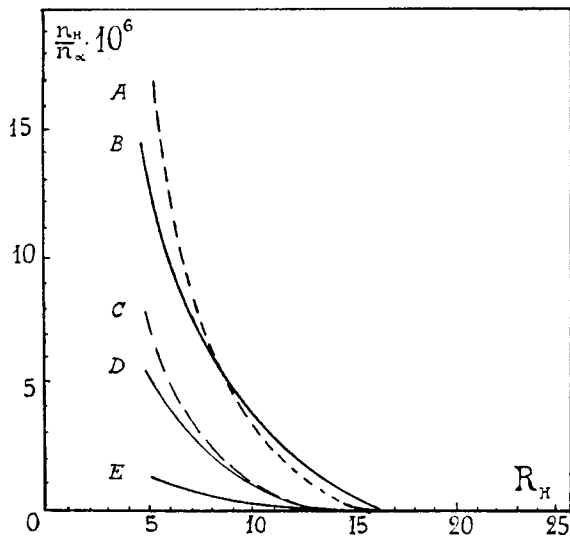
Warunki, w jakich stosowałem metodę Wilsona do badań naturalnych promieni H , przyczyniły się do znacznie lepszych wyników. Przy każdym rozprężeniu otrzymywano znaczną liczbę promieni wodo-

1) Pawłowski, Spraw. i Pr. Pol. Tow. Fiz., zes. VI, 45, 1926.

2) Meitner i Freitag, ZS. f. Phys., 37, 481, 1926.

3) Holoubek, ZS. f. Phys. 42, 705, 1927.

rowych: od 15 do 30. Na niektórych fotografiach były widoczne promienie H o najdłuższym zasięgu. Badania Wilsonowskie były przeprowadzone dla różnych grubości warstw parafinowych, oraz przy zachowaniu tej samej grubości parafiny, dla różnych prędkości cząstek α . Przy stosowaniu cienkich warstw parafiny otrzymywałem w komorze jonizacyjnej obok wiązki promieni H intensywne promieniowanie α ; przy grubościach warstwy całkowicie pochłaniających promienie α w komorze występowała tylko wiązka promieni H . Obrazy promieniowania, otrzymane na fotografiach w tych dwóch przypadkach, są bardzo różne. Znaczna liczba cząstek H , występujących podczas każdego rozprężenia pozwalała sądzić o przestrzennym rozkładzie promieniowania H .



Rys. 1

Korzystając z fotografii otrzymanych w tych samych warunkach dla warstewki parafinowej o grubości równoważnej 1,2 cm powietrza, dokonałem obliczeń cząstek, przypadających na poszczególne przedziały (R_H , $R_H + 1$), w których leżały końce zasięgów tych cząstek. W tym celu na każdej kliszy był zakreslony szereg krzywych współśrodkowych około punktu emisji promieni H w odstępach równych długości równoważnej 1 cm powietrza. W ten sposób na każdej kliszy otrzymałem 15 przedziałów w postaci pasów kolistych. Dla każdego takiego pasa liczono tylko te promienie, które w nim kończyły swój bieg. Przez zestawienie wyników obliczeń, wykonanych dla każdej kliszy, wyznaczyłem przeciętną liczbę $n_H^{(t)}$ cząstek H przypadających na każdy poszczególne przedział zasięgów (R_H , $R_H + 1$) w czasie t . Czas trwania rozprężenia

t według pomiarów, wykonanych zapomocą bardzo słabego źródła o wiadomej aktywności, wynosił $\frac{1}{85}$ sek. Względna liczba $\frac{n_H}{n_\alpha}$ cząstek H , odpowiadająca przedziałowi zasięgów ($R_H, R_H + 1$) była obliczona na podstawie wzoru

$$\frac{n_H}{n_\alpha} = \frac{n_\alpha^{(t)}}{n'_\alpha \cdot t \cdot I_F},$$

gdzie n'_α jest liczbą cząstek α wysyłanych w przeciągu 1 sek. przez źródło polonu o aktywności, równoważnej prądowi nasycenia 1 j. e.-s. Otrzymany metodą Wilsonowską rozkład liczby cząstek H w zależności od ich zasięgu jest podany na rys. 1 przez krzywą A . Przy wykreślaniu tej krzywej wzięto oczywiście pod uwagę absorbcje promieni H w warstewkach parafiny i miki. Otrzymana krzywa nie daje zupełnej pewności co do liczb cząstek odpowiadających określonym wartościom zasięgów R_H ; co się tyczy zaś całkowitej liczby cząstek H obserwowanych, to one nie nasuwają żadnych wątpliwości.

Dla sprawdzenia tych wyników wykonałem pomiary scyntylicyjne dla tego samego radiatora wodorowego, używając przyrządu I. Curie i N. Yamada¹⁾, w którym pochłaniania promieni H można było dokonać przez stopniowe zwiększanie ciśnienia CO_2 . Z tych pomiarów otrzymałem scyntylicyjną krzywą B pochłaniania promieni H (rys. 1).

Porównując krzywe A i B , wynikające z pomiarów wykonanych różnymi metodami, możemy zauważyć, że metoda scyntylicyjna dała większą liczbę cząstek o długich zasięgach, niż metoda Wilsonowska; przeciwnie, dla cząstek H o małych zasięgach otrzymano większe liczby metodą Wilsonowską. Rozbieżność w wynikach pomiarów, wykonanych dwiema różnymi metodami, należy prawdopodobnie przypisać niedokładności, z jaką można było wymierzyć zasięgi promieni H na podstawie otrzymanych fotografii Wilsonowskich.

Wyznaczenie liczby cząstek H napotyka na wielkie trudności doświadczalne ze względu na małą wydajność $\frac{N_H}{n_\alpha}$ promieniowania wodorowego. Pomiar liczby cząstek jest tem łatwiejszy i pewniejszy, im intensywniejsze mamy promieniowanie, a więc im więcej cząstek H możemy obserwować w określonym czasie, np. 1 minuty. Ze wzoru (6) wynika, że liczba protonów wyrzucanych przez warstwę wodoru będzie tem większa, im więcej cząstek α trafia do niej. Z tego względu, gdy ma się do dyspozycji źródła promieni α o średniej aktywności, należy z konieczności dążyć, jak to uczyniłem w poprzednich badaniach, do całkowitego wykorzystania promieniowania α . Ale w tym przypadku stosuje się do pomia-

¹⁾ I. Curie i N. Yamada, Jour. de Phys. 6, 370, 1925.

rów rozbieżne wiązki promieni α ; a więc cząstki α przy użyciu tego rodzaju wiązki przechodzą przez warstwę naświetlaną w najrozmaitszych kierunkach, mając różne drogi do przebycia. W tych warunkach nic określonego nie możemy powiedzieć ani o zasięgu promieni α ani o ich kierunku, o dwóch czynnikach wywierających znaczny wpływ na wydajność promieniowania H .

Wyprowadzenie wzoru na wydajność promieniowania wodorowego $\frac{N_H}{n_\alpha}$ przy zastosowaniu rozbieżnej wiązki jest bardzo skomplikowane i prawie niemożliwe. Teorja, natomiast, daje prosty i łatwy do zastosowania wzór, gdy zakładamy, iż wiązka promieni α jest równoległą. Wówczas otrzymujemy:

$$\frac{N_H}{n_\alpha} = 1,46 \cdot 10^{-6} \left(\frac{R_{RaC}}{R_\alpha} \right)^{4/3} \left(\sqrt{\frac{R_H^{max}}{R_H}} - 1 \right) \quad (7)$$

gdzie R_{RaC} oznacza zasięg promieni α wysyłanych przez rad C' . Wydzielenie wąskiej wiązki promieni równoległych znacznie zmniejsza skuteczne działanie źródła promieniowania α . Z tego powodu przy stosowaniu wiązek równoległych promieni α koniecznym jest użycie bardzo silnych preparatów promieniotwórczych.

Dla porównania wartości stosunku $\frac{N_H}{n_\alpha}$, obliczonej na podstawie wyżej podanego wzoru, z wydajnością promieniowania wodorowego, wynikającą z pomiarów doświadczalnych, wykonałem szereg obserwacji w warunkach, zbliżonych do założeń, w jakich został wyprowadzony przez Rutherforda¹⁾ wzór (7). Rutherford zakładał, że promienie α wzbudzające promieniowanie H , przechodzą przez warstwę wodoru o grubości 1 cm. W doświadczeniach moich stosowałem błony parafinowe o grubości 15 μ , która jest równoważna 1,2 cm powietrza; łatwo się przekonać, iż promienie α , przechodząc przez warstwę parafiny o wskazanej grubości powinny spotkać taką samą ilość atomów wodorowych, jak przy przejściu przez warstwę czystego wodoru o grubości 1 cm.

Warstewka parafiny była poddana działaniu wiązki równoległych promieni α . Radiator parafinowy w tym przypadku składał się ze szklanej rurki, zamkniętej z jednej strony dotartym korkiem szklanym, a posiadającej na drugim końcu płaski szlif mosiężny, przykrywany przytartym krążkiem również mosiężnym z otworkiem o średnicy 2 mm lub 4 mm. Krążek ten miał od strony zwróconej do szlifowania kilku-milimetrowe zagłębienie, do którego wkładano przesłone mikową z małym otworkiem zamkniętym błoną parafinową. Zewnętrzna strona krążka była zaklejona

¹⁾ Rutherford, Phil. Mag. 37. 537. 1919.

listkiem mikowym. W odległości 4,5 cm było umieszczone silne źródło polonu na pręcie mosiężnym, który można było obracać z zewnątrz za pomocą szlifi. Wnętrze rurki było połączone z pompą olejną lub z bombą z CO_2 i z manometrem rtęciowym. Przesłona mikowa wycinała z wiązki promieni α , wysyłanych przez źródło polonu, wiązkę promieni równoległych, która, przechodząc przez warstwę parafiny, wytwarzała w niej rozbieżną wiązkę promieni wodorowych, ograniczoną przez kąt bryłowy 2π .

Pomiary nad liczbami cząstek wodorowych, wysyłanych przez radiator parafinowy z równoległymi promieniami α , były wykonane metodą scyntylicyjną i metodą licznika elektrycznego. Nie będę tu podawał wszystkich szczegółów wykonanych doświadczeń, których opis można znaleźć w wyżej wspomnianej pracy, zaznaczę tylko, że przy używaniu licznika Geigera wzmacniałem prąd jonizacyjny czterostopniowym amplifikatorem lampkowym o niskiej częstotliwości, który był połączony z głośnikiem i galwanometrem strunowym. Odchylenia struny galwanometru były zapisywane za pomocą układu optycznego.

Wyniki otrzymane metodą scyntylicyjną i metodą licznika elektrycznego są przedstawione na rys. 1 przez krzywe C i D. Krzywe te nie nakładają się na siebie; otrzymanie dobrej zgodności jest rzeczą niemożliwą ze względu na różne trudności doświadczalne, które napotykamy przy stosowaniu każdej z tych metod.

Postępując się wzorem (7), obliczyłem dla różnych wartości zasięgów:

$$R_H = 5,6, \dots, 16 \text{ cm}$$

względne liczby cząstek H , wyrzucanych przez warstwę parafiny pod działaniem promieni α o zasięgu $R_\alpha = 3,5$ cm. Przez kolejne odejmowanie wartości liczb otrzymanych dla różnych przedziałów zasięgów (R_H, R_H^{max}) wyznaczyłem liczbę cząstek H przypadającą na przedziały zasięgów ($R_H, R_H + \tau$). Na podstawie tych liczb wykreśliłem krzywą E rozkładu względnej liczby cząstek H na poszczególne przedziały zasięgów (rys. 1). Krzywa ta posiada ten sam przebieg co i krzywe doświadczalne A, B, C i D; jednak liczby cząstek $\frac{n_H}{n_\alpha}$ teoretycznie obliczone są znacznie mniejsze niż liczby doświadczalne.

Wartości względnych liczb cząstek H , obliczonych na podstawie wzoru (7) i wynikających z doświadczeń, są zestawione w tablicy 1-ej. Przez dodanie do siebie liczb, znajdujących się w każdej kolumnie, otrzymałem względne liczby cząstek H , których zasięgi przekraczają 5 cm. Z porównania liczb umieszczonych u dołu tablicy, widzimy, że dla wiązki równoległej stosunek $\frac{N_H}{n}$ jest dwukrotnie mniejszy niż dla wiązki

rozbieżnej. Tak wielką różnicę pomiędzy temi wartościami prawdopodobnie należy przypisać stosowaniu w dwóch przypadkach promieni α o różnych zasięgach 3,5 i 3,9 cm. Prócz tego przy użyciu rozbieżnej wiązki może również wchodzić w grę ukośność kierunku rozchodzenia się promieni α w warstwie parafiny, wskutek czego tory cząstek α w cienkiej błonie parafinowej znacznie są powiększone.

Tablica 1.

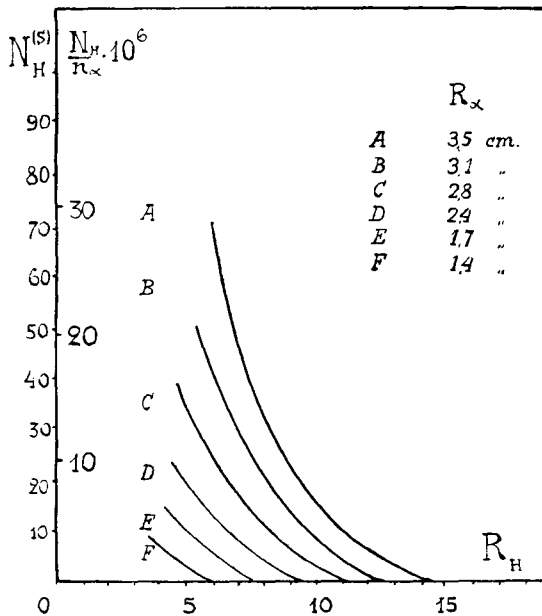
Przedział zasięgów promieni H	Względne liczby $\frac{N_H}{n_\alpha}$ cząstek H .		
	teoretyczne		doświadczalne
	Równoległa wiązka promieni α o zasięgu 3,5 cm	Równoległa wiązka promieni α o zasięgu 3,5 cm	Rozbieżna wiązka promieni α o zasięgu 3,9 cm
5—6 cm	0,65 · 10 ⁻⁶	6,6 · 10 ⁻⁶	15,5 · 10 ⁻⁶
6—7 „	0,53 „	4,7 „	8,8 „
7—8 „	0,43 „	3,4 „	7,5 „
8—9 „	0,32 „	2,6 „	5,2 „
9—10 „	0,25 „	1,8 „	3,7 „
10—11 „	0,17 „	1,2 „	2,9 „
11—12 „	0,11 „	0,7 „	2,3 „
12—13 „	0,06 „	0,4 „	1,8 „
13—14 „	0,03 „	0,05 „	1,2 „
14—15 „	0,01 „	0,02 „	0,6 „
15—16 „	0,00 „	0,00 „	0,2 „
Całkowita liczba cząstek H . . . $\frac{N_H}{n_\alpha}$	2,56 · 10 ⁻⁶	21,47 · 10 ⁻⁶	49,7 · 10 ⁻⁶

Z dwóch wykresów przestrzennego rozkładu zasięgów promieni H , wykonanych na podstawie wzoru (4) dla rozbieżnej i równoległej wiązek promieni α , przekonałem się, iż względna liczba cząstek H w pierwszym przypadku, naogół powinna być mniejsza. Natomiast przy stosowaniu bardzo cienkich warstw, jak to miało miejsce w moich doświadczeniach, rozbieżna wiązka może dawać większą liczbę cząstek H , niż wiązka równoległych promieni α .

Wartości stosunku $\frac{N_H}{n_\alpha}$, wynikające z teoretycznych obliczeń, mogą być porównane tylko z wynikami doświadczeń wykonanych zapomocą

równoległej wiązki promieni α . Dla takiej wiązki stwierdziłem, iż względna liczba cząstek $\frac{N_H}{n_\alpha}$ jest rzędu $21,4 \cdot 10^{-6}$, z obliczeń zaś mamy, że $\frac{N_H}{n_\alpha} = 2,56 \cdot 10^{-6}$. Niezgodność wyników teoretycznych z wynikami doświadczalnymi tkwi prawdopodobnie w nieściśłości założeń teoretycznych, dotyczących własności sił działających pomiędzy cząstką α a protonem w chwili zderzenia.

Chadwick i Bieler,¹⁾ opierając się na teoretycznych rozważaniach Darwina, przyszedli do wniosku, że cząstka α w pobliżu jądra wodorowego silnie się odkształca, i w tem odkształceniu szukają przyczyny rozbieżności wyników doświadczalnych i teoretycznych.



Rys. 2

Omawiając poprzednio wyniki otrzymane przy użyciu różnych wiązek promieni α , nadmieniałem, iż wystąpienie różnicy w liczbach cząstek H w dwóch zbadanych przypadkach było spowodowane przez stosowanie promieni α o dwóch różnych zasięgach. Aby zbadać dokładniej wpływ zasięgu promieni α na wydajność promieniowania wodorowego, wykonałem szereg pomiarów scyntylacyjnych, używając radiatora parafinowego, w którym promieniowanie H było wzbudzone przez równo-

¹⁾ Chadwick i Bieler, Phil. Mag., 42, 923, 1921.

ległą wiązkę promieni α . Wnętrze radiatora było wypełnione dwutlenkiem węgla pod ciśnieniem atmosferycznym. Obniżając w różnym stopniu ciśnienie tego gazu, zmieniałem przez to zdolność absorbcyjną warstwy znajdującej się pomiędzy źródłem promieniowania α a błoną parafinową. Przy całkowitem usunięciu CO_2 z radiatora absorbcja promieni α spadała do zera. Badania nad emisją cząstek H przez parafinę były wykonane dla następujących zasięgów promieni α :

$$R_\alpha = 1,2; 1,4; 1,7; 2,8; 3,1; 3,5 \text{ cm.}$$

Dla każdego zasięgu promieni α otrzymałem krzywą absorbcji promieni H , która wyznacza liczbę cząstek H w zależności od grubości ekranów absorbcyjnych. Do pochłaniania promieni wodorowych używałem cienkich listków aluminiowych, które były wstawiane pomiędzy radiatorem a ekranem ZnS . Wyniki pomiarów są podane przez krzywe A, B, C, D, E i F na rys. 2. Każda z tych krzywych daje określoną wartość dla największego zasięgu $R_H^{(max)}$ promieni H . W tablicy II mamy zestawienie doświadczalnych i teoretycznych wartości największych zasięgów promieni H , obliczonych ze wzoru *D a r w i n a* (5). Pomiedzy temi wartościami występują pewne nieznaczne odchylenia.

Z pomiarów moich wynikało, że nawet cząstki α o zasięgu 1,2 cm mogą wywołać emisję promieni H . *R u t h e r f o r d* przypuszczał, że istnieje pewna dolna granica dla zasięgu promieni α , zdolnych do pobudzenia promieniowania H .

Z krzywych doświadczalnych jest rzeczą widoczną, że względna liczba cząstek H maleje przy zmniejszaniu zasięgu promieni α . Podobny wynik otrzymałem, posługując się metodą *Wilsonowską*. Fotografje promieni H wykazały wyraźną różnicę w intensywnościach promieniowań, wzbudzonych przez cząstki α o zasięgach 3,9 i 2,7 cm.

Tablica II.

Zasięg promieni α	Największy zasięg promieni H	
	obserwowany	obliczony
3,5 cm	14,6 cm	14,35 cm
3,1 „	12,3 „	12,71 „
2,8 „	11,6 „	11,76 „
2,4 „	9,5 „	9,75 „
1,8 „	7,8 „	7,25 „
1,4 „	5,6 „	5,74 „

Według teorii Darwina, przeciwnie, należałoby spodziewać się wzrostu liczby cząstek H przy zmniejszeniu zasięgu promieni α , ponieważ, jak wynika ze wzoru (6) liczba cząstek H powinna być odwrotnie proporcjonalna do v_α^4 . Istnienie tej niezgodności pomiędzy wynikami teoretycznymi a doświadczalnymi było również stwierdzone przez Chadwicka i Bielera. Autorowie ci wyznaczyli wpływ zasięgu promieni α na liczbę cząstek H , wyrzucanych pod kątami Θ_H , których wartości były ograniczone kątami $21,4^\circ$ i $31,3^\circ$.

Dla porównania wyników moich pomiarów z wynikami Chadwicka i Bielera wyznaczyłem ze wzoru (4) zasięgi R_H , odpowiadające kątom $21,4^\circ$ i $31,1^\circ$, dla wszystkich zasięgów R_α , które były użyte do doświadczeń. Korzystając z krzywych doświadczalnych (rys. 2) wyznaczyłem liczby cząstek H , przypadających na przedziały zasięgów R_H , wyznaczone w sposób wskazany powyżej. Liczby te są podane w tablicy III. Gdy porównamy je z liczbami, otrzymanymi przez Chadwicka i Bielera, przekonamy się, że one są tego samego rzędu wielkości.

T a b l i c a III.

Krzywa	Zasięg promieni α	Kąt bryłowy	Przedział zasięgów promieni H	Liczba cząstek H
A	3,5	$31,3^\circ$ — $21,4^\circ$	8,8—11,3	$5,8 \cdot 10^{-6}$
B	3,5	$31,3^\circ$ — $21,4^\circ$	7,9—10,3	4,8 „
C	2,5	$31,3^\circ$ — $21,4^\circ$	7,3— 9,4	3,3 „
D	2,4	$31,3^\circ$ — $21,4^\circ$	6,1— 7,9	2,9 „
E	1,8	$31,3^\circ$ — $21,4^\circ$	4,8— 5,8	1,6 „

Badając wydajność promieniowania wodorowego błonek parafinowych o różnej grubości, stwierdziłem, że względna liczba cząstek H wzrasta, ale nie w stosunku proporcjonalnym do grubości warstwy, przenikanej przez promienie α . Przy dwukrotnym powiększeniu grubości warstewki parafiny liczba cząstek nie podwaja się, lecz wzrasta zaledwie o 30% tej liczby, jaką dała pierwsza warstwa.

Prócz wodoru i parafiny używałem jako radiatorów naturalnego promieniowania H jeszcze kilku innych substancyj. Okazało się, że wydajność promieniowania naturalnego $\frac{N_H}{n_\alpha}$ u różnych związków wodorowych ściśle zależy od zawartości w nich czystego wodoru. Z faktu doświadczalnego, że długość największego zasięgu promieni H dla wszystkich zbadanych ciał była jednakową, wnioskujemy, iż największa energia,

jaką proton może nabyć od cząstki α , nie zależy od tego, czy swobodnie porusza się on w czystym wodorze, czy też jest uwięziony w cząsteczce związku wodorowego. Widocznie wpływ innych atomów na proton w związkach jest znikomo mały w porównaniu z siłą, z jaką cząstka α działa na proton. Główną rolę tu odgrywają, oczywiście, odległości; cząstka α w chwili zderzenia zbliża się do jądra wodorowego na odległość 10^{-13} cm, wówczas gdy odległości pomiędzy atomami są rzędu 10^{-8} cm.

II. Promieniowanie H dezynTEGRACYJNE.

Powszechnie znane doświadczenia Rutherforda i jego uczniów z Chadwickiem na czele stwierdziły, że cząstki α o znacznych prędkościach, uderzając o jądro lekkich pierwiastków, są zdolne do wykonania zasadniczych zmian we wnętrzu jądra trafionego, których następstwem jest emisja protonu. Z tych doświadczeń wynikało, że atomy wodorowe stanowią jedną z podstawowych części budowy jądra atomowego. Protony wyrzucane z jąder atomowych różnych pierwiastków pod działaniem cząstek α tworzą promienie materjalne, które nazwano promieniami H dezynTEGRACYJnymi.

Energja tych protonów jest niekiedy znacznie większa od energii dostarczonej przez cząstkę α , z czego wynika, iż w pewnych przypadkach protony otrzymują część energii nagromadzonej wewnątrz jądra atomowego. Szczególnie wyraźnie zaznacza się wydatek nazewnątrż energii jądrowej u glinu, który pod wpływem naświetlania promieniami α może wysyłać protony, posiadające energję o 45% większą od energii cząstek α .

Gruntowne zmiany w ustroju jądra atomowego są spowodowane przenikaniem cząstek α do jego wnętrza. Cząstka α trafiając do jądra, może być tam uwięziona, jak to wykazały dla azotu doświadczenia Blacketta i Harkinsa. Na możliwość takiej syntezy atomowej, po której następuje emisja protonu, zwrócił po raz pierwszy uwagę Perrin. Masa atomów, które zatrzymują cząstkę α , a wypromieniowują jeden proton, zmniejsza się o 3. Dla wielu innych pierwiastków stwierdzono, iż cząstka α , trafiając do jądra, za chwilę porzuca je wraz z protonem.

Pomiary nad sztucznem rozbijaniem pierwiastków są zazwyczaj prowadzone w kierunku wyznaczenia zasięgu cząstek H i wydajności promieniowania wodorowego $\frac{N_H}{n_\alpha}$ w zależności od energii promieni α .

Protony pochodzące z dezynTEGRACJI atomów są wypromieniowane we wszystkich kierunkach. Kąty emisji θ_H tych promieni mogą dosięgać 180° . Wsteczny kierunek promieni H w stosunku do promie-

ni α padających przedstawia osobliwą cechę promieni dezynTEGRACYJNYCH, którą różnią się one od promieni H naturalnych. Gdy promienie H dezynTEGRACYJNE są obserwowane dla małych kątów emisji θ_H , wówczas stwierdzenie ich istnienia jest możliwe tylko w tym przypadku, kiedy zasięgi tych promieni przekraczają zasięgi naturalnych promieni H . Promienie dezynTEGRACYJNE o zasięgach mniejszych od maksymalnego zasięgu promieni naturalnych nie mogą być w żaden sposób odróżnione od tych promieni. Z tego właśnie powodu Rutherford i Chadwick, posługując się metodą prostą, która, jak wiadomo, jest oparta na obserwacji promieni H , posiadających kierunek zbliżony do kierunku promieni α , uważali za rozbijalne tylko te pierwiastki, które dają cząstki H o zasięgach większych niż maksymalny zasięg naturalnych promieni H .

Ze wszystkich pierwiastków, których rozbijalność jest bezsprzecznie stwierdzona, najwięcej zbadanym jest glin, prawdopodobnie z tego względu, że daje on promienie dezynTEGRACYJNE o największej energii. Jednak nawet i dla tego pierwiastka można było stwierdzić wielką rozbieżność w wynikach dawniejszych prac. Z tych prac, wykonanych metodą prostą, zasługują na największą uwagę badania Rutherforda i Chadwicka¹⁾ i Schmidta²⁾. Rutherford i Chadwick pierwsi dokonali sztucznego rozkładu jądra atomu glinu zapomocą promieni α wysyłanych przez ThC' i RaC' ; przyczem pod działaniem ThC' otrzymali promienie dezynTEGRACYJNE o największym zasięgu 102 cm; dla RaC' , według ich pomiarów maksymalny zasięg tych promieni sięga 90 cm. Dla zasięgu promieni α wynoszącego 4,9 cm otrzymano największy zasięg nieprzekraczający 33 cm. Według przypuszczeń Rutherforda i Chadwicka, promienie te nie były pochodzenia jądrowego, lecz powstawały dzięki obecności atomów wodorowych, okludowanych przez folię aluminiową; wobec tego przyjęli oni, że 4,9 cm jest dolną granicą zasięgu promieni α zdolnych do rozbijania jądra atomu glinu. Wniosek ten został obalony przez doświadczenia Schmidta, który stwierdził, że promienie polonu o zasięgu 3,9 cm wzbudzają również promieniowanie H ; według jego pomiarów największy zasięg promieni H , otrzymanych przez działanie polonu przewyższa 60 cm.

Z moich doświadczeń³⁾ wynikało, że nie tylko promienie α polonu o zasięgu 3,9 cm, ale nawet promienie α o zasięgu znacznie mniejszym, $R_\alpha = 2,4$ cm, są zdolne wywołać rozpad jądra atomowego. Odpowiednio

¹⁾ Rutherford i Chadwick, Phil. Mag. 7, 809, 1921.

²⁾ Schmidt, ZS. f. Phys. 43, 721, 1927.

³⁾ Pawłowski, Production des rayons de désintégration sous l'action du rayonnement du polonium. C. R., 188, 1248, 1929.

do tych dwóch wartości zasięgów promieni α otrzymałem dla najdłuższych zasięgów promieni H długości równe 48 cm i 25,4 cm. Krzywa absorpcji promieni H otrzymana dla zasięgu $R_\alpha = 3,9$ cm wykazała znaczne przegięcie, które można było wytłumaczyć tylko istnieniem dwóch grup promieni H ¹⁾; pierwsza miałaby w takim razie największy zasięg w okolicach 30 cm, druga w pobliżu 48 cm.

Wartości znalezione przez różnych autorów²⁾ dla największych zasięgów promieni H , wysyłanych przez glin pod działaniem promieni α , nie odpowiadają wartościom, obliczonym na podstawie wzoru *B o t h e' g o*,

$$R_H^{(max)} = 64 \cdot R_\alpha \cdot \left[\frac{I}{m+I} + \sqrt{\frac{m}{m+I} \cdot \left\{ \frac{I}{4} - \frac{I}{m+I} \cdot \frac{0,13 \left(\frac{R_{R\alpha C}}{R_\alpha} \right)^2}{3} \right\}} \right]^3$$

wyprowadzonego dla największego zasięgu promieni H w założeniu: 1) że w czasie eksplozji jądra cząstka α pozostaje wewnątrz atomu; 2) że podczas zderzenia zachowuje się prawo momentu ilości ruchu; 3) że prawo zachowania energii nie może być stosowane, gdy nie uwzględniona jest energia wyzwalana przez jądro. W podanym wzorze m oznacza masę rozważanego pierwiastka, powiększoną o 3. Z niezgodności wartości $R_H^{(max)}$ obliczonych z wartościami doświadczalnymi wynikałoby, że atom glinu ulegający dezintegracji nie może pochłoniąć cząstki α ³⁾. Jednak tego rodzaju wnioski nie zawsze odpowiadałyby rzeczywistości, jak to wykazały późniejsze badania, wykonane przez *P o s e' g o*.

Wydajność promieniowania H wysyłanego przez glin, którą oznaczać będziemy przez $\left(\frac{N_H}{n_\alpha} \right)_{Al}$ według moich pomiarów, a tembardziej pomiarów *S c h m i d t a*, jest większa od liczb, wynikających z obliczeń na podstawie teorii *G a m o w a*.

Teoria *G a m o w a* jest oparta na zastosowaniu mechaniki falowej do wytłumaczenia przebiegu sztucznego rozpadu jądra atomowego. Według przypuszczeń *G a m o w a*⁴⁾ jądro atomowe jest otoczone szeregiem powierzchni ekwipotencjalnych. Potencjały tych powierzchni w miarę oddalania się od środka jądra początkowo rosną; jednak na pewnej powierzchni osiągają one największą wartość, ażeby przy dalszym wzroście odległości nagle maleć. Te powierzchnie największych potencjałów stanowią, jakgdyby barjerę, przez którą cząstka α musi przeskoczyć, aby trafić do wnętrza jądra. Możliwość dezintegracji jest więc uzależniona od przezroczystości tej barjery dla promieni α . Według

1) *K i r s c h*, Phys. ZS, 26, 457, 1925.

2) *B o t h e*, ZS. f. Phys., 51, 651, 1928.

3) *P a w ł o w s k i*, Remarques sur la désintégration de l'aluminium. C. R., 188, 1334, 1929.

4) *G a m o w*, ZS. f. Phys., 51, 204, 1928; 52, 510, 1928.

zasad mechaniki klasycznej przeniknięcie cząstki α do wnętrza jądra jest niemożliwe, jeśli energia tej cząstki jest mniejsza od granicznej wartości potencjału. Z punktu widzenia mechaniki falowej zawsze istnieje mniejsze lub większe prawdopodobieństwo przenikania cząstki α o określonej energii do wnętrza jądra. Gamow podaje wzór, który pozwala dla każdego pierwiastka obliczyć prawdopodobieństwo rozpadu jądra atomowego w zależności od energii cząstki α .

W ostatnich czasach została ogłoszona przez Becka¹⁾ praca, w której zwraca on uwagę, że sztuczny rozpad atomowy może być dokonany nie tylko przez bezpośrednie uderzenie cząstki α o jądro, którego następstwem jest przeniknięcie tej cząstki do wnętrza jądra. Rozkład jądra atomowego może zajść i w inny sposób; mianowicie, cząstka α , zbliżając się do jądra, może przekazać całkowicie swą energię jednemu z protonów układu jądrowego bez przenikania do wnętrza jądra; proton, wyposażony w energię cząstki α , porzuca jądro atomu. W tym przypadku emisja protonu jest spowodowana przez rezonans pomiędzy falą de Broglie'ego cząstki α , a częstościami własnymi jądra zaatakowanego.

Istnienie rozpadu jądra atomowego na skutek zjawiska rezonansu doświadczalnie było stwierdzone przez Pose'go²⁾ dla glinu i przez Bothe'go³⁾ dla boru.

Pose zastosował do obserwacji nową metodę, t. zw. metodę jonometryczną, która posiada wielkie zalety ze względu na możliwość używania stosunkowo słabych źródeł promieniotwórczych i rejestrowania cząstek H w przeciągu dłuższych odstępów czasu, na przykład w ciągu 1 godz. W metodach stosowanych poprzednio (scytylacyjnej lub metodzie licznika Geigera), liczono cząstki H w minutowych odstępach. Pose wykrył dla glinu istnienie trzech różnych grup dezintegracyjnych promieni H o różnych stopniach przenikliwości. Pierwsza grupa A promieni najmniej przenikliwych składa się z cząstek o zasięgach niejednakowych, wówczas gdy promienie dwóch następnych grup B i C mają zasięgi ściśle określone. Dla promieni α polonu o zasięgu 3,9 cm Pose otrzymał dla grupy A największy zasięg promieni H , wynoszący 33 cm, a dla grup B i C odpowiednio zasięgi 48 cm i 60 cm. Wyniki Pose'go uzupełniają wyniki mojej pracy i uzgadniają je z wynikami pracy Schmidta.

Badając wpływ energii cząstek α na własności promieni H trzech różnych grup, Pose przyszedł do wniosku, że dwie grupy B i C naj-

1) Beck, ZS. f. Phys. 64, 22, 1930.

2) Pose, ZS. f. Phys. 64, 1, 1930.

3) Bothe, ZS. f. Phys., 63, 30, 1930.

prędzych cząstek *H* są wytwarzane przez rezonans jąder na działanie cząstek α o dwóch różnych, ściśle określonych zasięgach. Przy powstawaniu promieni *H* grupy A, cząstka α nie pozostaje wewnątrz jądra, gdy tymczasem grupy rezonansowe B i C są związane z całkowitą absorpcją energii cząstek α , które pozostają więc wewnątrz atomu. Praca *Pose'go* wskazała, jak widzimy, drogę prowadzącą do poznania budowy wnętrza jądra atomowego: stwierdzenie obecności grup rezonansowych w widmie promieni *H* dowodzi, iż we wnętrzu jądra atomowego istnieją poziomy obsadzone przez protony. Teoretyczne rozważania *Becka* wraz z wynikami doświadczalnemi *Pose'go* dają nam obraz możliwego przebiegu dezintegracji jądra atomowego glinu: emisja protonu może nastąpić po uwięzieniu cząstki α we wnętrzu atomu, lub cząstka α jednocześnie z protonem zostają wyrzucone przez jądro wzbudzone. Z krzywych absorpcji promieni *H* *Pose* otrzymał ciekawe wnioski, dotyczące zasięgów poszczególnych grup A, B i C. Podczas gdy zasięgi grup B i C odpowiadają ściśle określonym wartościom zasięgów cząstek α i nie ulegają zmianom, pomiędzy maksymalnym zasięgiem promieni *H* grupy A, a zasięgiem promieni α istnieje zależność proporcjonalna, mianowicie $\frac{\Delta R_H}{\Delta R_\alpha} = Const.$ Z zestawienia wartości liczbowych

tego stosunku, podanego we wspomnianej pracy *Pose'go*, można sądzić o daleko idącej zgodności moich wyników z wynikami, otrzymanymi przez tego autora.

Wyniki, otrzymane dla innych pierwiastków są mniej pewne i w wielu przypadkach nawet sprzeczne. Sprzeczność ich głównie dotyczy poglądów na rozbijalność pewnej grupy pierwiastków. *Rutherford* na podstawie własnych pomiarów i pomiarów swoich uczniów doszedł do wniosku, że dezintegracji ulegają pierwiastki, których ciężary atomowe nie są całkowitemi wielokrotnościami liczby 4, czyli są typu $4n+1$, $4n+2$ lub $4n+3$; natomiast atomy pierwiastków typu $4n$ są odporne na działanie nawet najpotężniejszych czynników, jakimi obecnie rozporządzamy. Z lekkich pierwiastków, według przypuszczeń *Rutherforda*, do szeregu ciał nierozbijalnych powinny należeć następujące pierwiastki: *He*, *C*, *O*, *Ne*, *Si* i *S*. Wielką odporność atomów typu $4n$ na działanie zewnętrzne *Rutherford* tłumaczy swoistą budową jąder tych atomów, które, podług jego mniemania, są utworzone z cząstek α ; istotnie, można założyć, iż ciężar atomowy pierwiastków typu $4n$ równa się $n.He$. *Rutherford* oparł swe wnioski na pomiarach, wykonanych metodą prostą. Dezintegracja pierwiastka może być z całą pewnością stwierdzona zapomocą metody prostej tylko w tym przypadku, gdy są obserwowane cząstki *H* o zasięgach większych od

najdłuższego zasięgu naturalnych promieni H . Jednak nieobecność bardzo długich promieni H nie może ostatecznie decydować sprawy dezintegracji danego pierwiastka, ponieważ nie wyklucza ona możliwości istnienia dezintegracyjnych promieni H o małych zasięgach.

Kirsch i Pettersson, korzystając z faktu, stwierdzonego przez Rutherforda, że promienie dezintegracyjne są wysyłane we wszystkich kierunkach, opracowali nową metodę, opartą na obserwacji promieni wodorowych pod kątami Θ_H większymi od 90° . Przy stosowaniu tej metody wyniki pomiarów stają się niezależne od naturalnych promieni H , pochodzących od zanieczyszczeń wodorowych w badanej substancji. Liczne doświadczenia, wykonane w Wiedniu przez Kirscha i Petterssona oraz ich współpracowników, doprowadziły do wniosków sprzecznych z wynikami Rutherforda. Kirsch i Pettersson twierdzą, iż pierwiastki, należące do serii $4n$: C , O i S , ulegają sztucznemu rozkładowi pod działaniem intensywnego promieniowania α ; oni są również zdania, iż można skutecznie zapomocą cząstek α dezintegrację atomów nawet ciężkich pierwiastków.

Ze względu na istnienie podzielonych zdań o możliwości rozbijania niektórych pierwiastków, oraz ze względu na wielką sprzeczność liczbowych wyników, otrzymanych dla wydajności promieniowania wodorowego u różnych ciał, wykonałem szereg pomiarów scyntylacyjnych nad dezintegracją następujących pierwiastków: C , Mg , Al , Si , S , Fe , Zn , Ag i Pb . Przyrząd używany do doświadczeń był zbudowany w ten sposób, iż promienie wtórne wysyłane przez powierzchnię naświetlanego ciała, tworzyły kąt 130° z początkowym kierunkiem pierwotnego promieniowania α . Przyrząd ten posiadał wiele udoskonaleń w porównaniu z innymi przyrządami stosowanymi do tegoż celu.^{1) 2)}

Ponieważ badania były przeprowadzone dla pierwiastków o bardzo różnym ciężarze atomowym, musiałem stosować w doświadczeniach źródła o aktywnościach, zmieniających się w bardzo szerokich zakresach. Aktywność najłagodszego źródła, które było używane dla ołowiu przy zerowej absorbcji promieni H , wynosiła zaledwie 0,2 mg Ra . Zerową absorbcję otrzymywano przy doskonałej próżni w przyrządzie. Najsilniejsze źródło, które stosowałem do wzbudzenia promieniowania wodorowego, było równoważne pod względem natężenia promieniowania 30 mg Ra . Dla umożliwienia porównania wyników, otrzymanych dla różnych

¹⁾ Pawłowski. Recherches sur la désintégration artificielle de quelques éléments. C. R., 191, 658, 1930.

²⁾ Pawłowski. Sur la désintégration artificielle de quelques éléments produite à l'aide de rayons α du polonium. Journ. de Phys. 1932 (w druku).

pierwiastków, obserwowane liczby scyntylacji były odniesione do źródła polonu równoważnego 1 mg Ra. Ostateczne wyniki licznych doświadczeń, wykonanych nad wymienionemi wyżej pierwiastkami są zebrane w ogólnej tablicy IV, w której pierwsza kolumna podaje grubości ekranów absorbcyjnych, wyrażone w mm powietrza, następne zaś kolumny zawierają liczby scyntylacji obliczone na podstawie wartości doświadczalnych dla 1 mg Ra i dla ekranu ZnS o stuprocentowej wydajności.

Tablica IV.

Grubość ekranów absorbcyjnych w mm powietrza	Liczba scyntylacji obserwowanych na minutę dla 1 mg Ra								
	C	Mg	Al	Si	S	Fe	Zn	Ag	Pb
0	13,8	35,4	40,1	44,6	56,1	127,2	167,0	311	988
2	11,1								
4	8,2		15,9			54,8	73,2		
6	5,7					27,6	42,4	146	469
7	4,6								
8	3,8	7,5			11,4	19,8	23,9	101	260
10	2,1			10,1					
11									
12	1,3	3,5		4,1	5,2				
14	0,8		4,6						
16	0,6	1,08	2,29		3,7	6,2	7,8	27	82
17			2						
18	0,52	0,82	1,5	1,2		4,8	6,1		
19					2,4				
20	0,45	0,62		0,65		2,8	4,1	14	48
22			0,9	0,42	0,65	1,7	2,8		33
24	0,36	0,54	0,48		0,34	0,8	1,6	4,2	
25						0,5	0,8	3,5	
26	0,28	0,24	0,36	0,13	0,27	0,2	0,3		16
27							0,02	1,6	10
28									
30	0,2	0,15	0,28	0,12	0,15	0,1		0,4	5,61
32								0,01	1,5
33									
34	0,15		0,26	0,06					0,05

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. I (1932) Fasc. 1-2

Porównując liczby scyntylacji otrzymanych dla różnych pierwiastków przy zerowej absorpcji, widzimy, że wartości tych liczb wzrastają, o ile przechodzimy do cięższych pierwiastków. Tego należało się spodziewać, jak to wynika ze wzoru Rutherforda, który wyznacza liczbę scyntylacji cząstek α , rozpraszonych pod określonym kątem Θ_α :

$$n = C \cdot \frac{Q \cdot A^{3/2}}{v_\alpha^4 \cdot \sin^4 \Theta_\alpha}$$

We wzorze tym Q oznacza liczbę cząstek α wyrzucanych w przeciągu 1 min. przez preparat promieniotwórczy równoważny 1 mg Ra , a C jest stałą zależną od warunków doświadczalnych. Ponieważ we wszystkich doświadczeniach stosowane prędkości promieni α były jednokowe, poza tem kąt Θ_α stale był równy 130° , możemy poprzedni wzór przedstawić w postaci

$$n \cdot A^{-3/2} = Const.,$$

która pozwala łatwo sprawdzić stosowalność teorii rozpraszania cząstek α do pierwiastków badanych. Obliczając wartości iloczynu $n \cdot A^{-3/2}$ dla różnych pierwiastków, otrzymałem większe odchylenia tylko dla pierwiastków lekkich. Pierwiastki te, jak wiadomo, promieniają w kierunku wstecznym prócz odbitych cząstek α , również i protony, wyrzucane z jąder atomowych.

Stwierdzić obecność promieni wodorowych można tylko w tym przypadku, gdy protony wyrzucane z jąder posiadają zasięgi większe od zasięgów odbitych promieni α . Ten zasięg można obliczyć ze wzoru

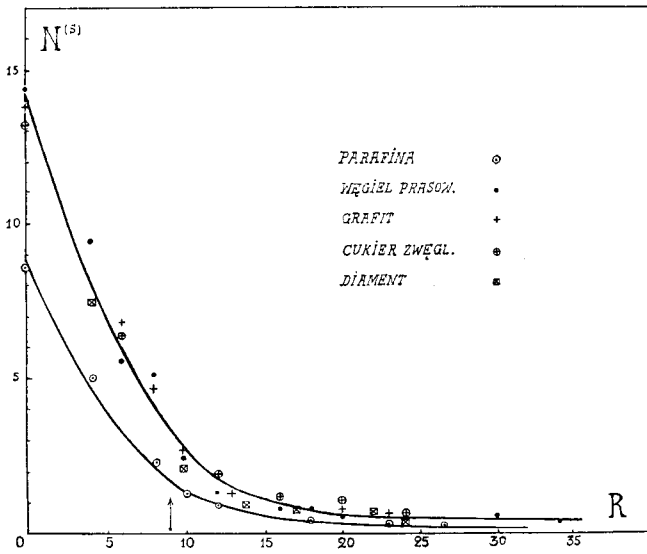
$$R = \frac{R_0}{(m+M)^3} \cdot (M \cdot \cos \Theta_\alpha + \sqrt{m^2 - M^2 \cdot \sin^2 \Theta_\alpha})^3$$

Tablica V.

Pierwiastek	Ciężar atomowy m	Zasięg R promieni α odbitych
<i>C</i>	12	0,9
<i>Mg</i>	24,3	1,61
<i>Al</i>	26,97	1,75
<i>S</i>	28,06	1,84
<i>Si</i>	32,064	1,93
<i>Fe</i>	55,84	2,54
<i>Zn</i>	65,38	2,70
<i>Ag</i>	107,8	3,13
<i>Pb</i>	207,2	3,38

wynikającego z teorii Rutherforda. W tym wzorze M i R_0 oznaczają masę i zasięg początkowy cząstek α , a Θ jest kątem odchylenia promieni α rozproszonych. Wartości zasięgów R , obliczone dla $\Theta = 130^\circ$ i $R_0 = 3,6$ cm są podane w tablicy V.

Zaznaczając w tablicy IV granicę zasięgów promieni α , rozproszonych przez poszczególne pierwiastki, przekonamy się, że poza obliczonymi zasięgami R scyntylacje były obserwowane dla pierwiastków następujących: C , Mg , Al , Si i S . Natomiast ciężkie pierwiastki: Fe , Zn , Ag i Pb , dawały promienie wsteczne o zasięgach, nieprzekraczających granicznych długości rozproszonych promieni α . Te więc pierwiastki należy uważać za odporne na działanie cząstek α .



Rys. 3

Chcąc otrzymać ściślejsze wnioski o zdolności dezintegracyjnej tych pierwiastków, które wykazały obecność promieni wstecznych poza zasięgiem rozproszonych promieni α , musielibyśmy wykreślić dla każdego pierwiastka krzywą absorpcji, podającą zależność pomiędzy liczbą obserwowanych scyntylacji a grubością warstwy absorpcyjnej. Poprzestaną jednak tylko na wykresie krzywej pochłaniania dla jednego pierwiastka — węgla.

Ze wszystkich pierwiastków węgiel był przedmiotem największych dyskusyj, mających na celu wyjaśnienie własności dezintegracyjnych tego ciała. By rozstrzygnąć zagadnienie o zachowaniu się atomów węgla względem cząstek α , wykonałem szereg obserwacji nad różnymi

odmianami tego pierwiastka: grafitem, diamentem, węglem prasowanym i cukrem zwęglonym oraz parafiną, która, jak wiadomo, zawiera znaczną ilość węgla. Na rys. 3 są zaznaczone punkty, odpowiadające liczbom scyntylacji, jakie dawały te ciała dla różnych grubości ekranów pochłaniających. Przez te punkty przeprowadzone zostały dwie krzywe: jedna wspólna dla wszystkich odmian węgla, druga dla parafiny. Obydwie krzywe na początku wykazują gwałtowny spadek liczby scyntylacji, który jednak przy pewnej określonej absorpcji przechodzi w p o w o l n y zanik scyntylacji. Nagła zmiana biegu krzywej w punkcie, któremu odpowiada grubość ekranów pochłaniających równa obliczonej wartości zasięgu R rozproszonych promieni α , wskazuje nam wyraźnie na istnienie sztucznego rozkładu jądra atomu węgla pod działaniem promieni α .

Jeśli chodzi o porównanie wyników moich doświadczeń z wynikami otrzymanymi przez innych autorów, musimy wyznaczyć dla każdego pierwiastka wydajność promieniowania dezyntegracyjnego, czyli stosunek $\frac{N_H}{n_\alpha}$, co łatwo uczynić na podstawie liczb obserwowanych scyntylacji, gdy znana jest stała przyrzędu, odpowiadająca warunkom geometrycznym, w jakich były wykonane obserwacje. Według obliczeń, jednej scyntylacji obserwowanej na minutę, przy stosowaniu preparatu polonu równoważnego 1 mg Ra , odpowiadają 4,2 cząstki H na 10^6 cząstek α . Mnożąc przez ten współczynnik $4,2 \cdot 10^{-6}$ liczbę obserwowanych scyntylacji H , otrzymujemy dla każdego badanego pierwiastka wydajność jego promieniowania wodorowego $\frac{N_H}{n_\alpha}$.

Ograniczę się do porównania wartości otrzymanych przez różnych autorów dla wydajności promieniowania wodorowego trzech pierwiastków: C , Al i Fe . Wydajność cząstek H otrzymana w Wiedniu przez Petterssona i jego współpracowników jest znacznie większa od efektu obserwowanego przez Rutherforda i innych badaczy. Według pomiarów Petterssona¹⁾ dla glinu powinno otrzymywać się kilkadziesiąt protonów na 10^6 cząstek α , obserwacje Rutherforda²⁾ wykazywały dla tego samego pierwiastka zaledwie kilka protonów na 10^6 cząstek α .

Wyniki moich pomiarów nad wydajnością promieniowania wodorowego glinu i węgla najlepiej odpowiadają liczbom, znalezionym przez Bothe'go i Fränza³⁾; szczególnie dobrą zgodność otrzymano dla

1) Pettersson i Kirsch, ZS. f. Phys. 51, 669, 1928.

2) Rutherford i Chadwick, Phil. Mag. 42, 809, 1921; 44, 417, 1922. Chadwick, Constable i Pollard, Proc. Roy. Soc. London, 130, 463, 1931.

3) Bothe i Franz, ZS. f. Phys. 49, 1, 1928.

węgla: liczby cząstek H są prawie jednakowe, dwie cząstki H na 10^6 cząstek α . Jednak pomimo wielkiej zgodności otrzymanych liczb, nie mogę podzielać zdania B o t h e' g o i F r ä n z a, że obserwowane w węglu protony pochodzą od zanieczyszczeń. Wydajność promieniowania wodorowego jest zbyt wielka, aby można było przypuszczać, iż wchodzi tu w grę jakieś obce ciało. Nieufność do poglądu wspomnianych autorów jest również poparta zgodnością wyników, jaką otrzymałem dla różnych ciał pochodzenia węglowego: grafitu, diamentu, węgla sprasowanego i cukru zwęglonego. Parafina, która, jak wiadomo, składa się tylko z atomów węgla i wodoru, również dawała promieniowanie wodorowe; tego rodzaju promieniowanie mogło powstać tylko w atomach węgla, ponieważ musimy wziąć pod uwagę, że obserwacje były prowadzone metodą wsteczną. Można byłoby zrobić jeszcze jedno przypuszczenie, jak to uczynił R u t h e r f o r d dla siarki, że obserwowane w węglu promienie wodorowe pochodzą z atomów jego izotopu C_{13} . Jednak tego rodzaju wytłumaczenie tworzenia się promieni H w siarce jak również w węglu wydaje się być chybionem ze względu na stosunkowo wielką wydajność promieniowania wodorowego tych pierwiastków, a małe ilości ich izotopów. Gdybyśmy wkońcu przyjęli, że cząstki, widzialne na ekranie ZnS poza zasięgiem rozproszonych promieni α , nie są protonami, lecz cząstkami α o anormalnych zasięgach, w takim razie musielibyśmy przyjąć, że prawo zachowania energii nie stosuje się do zderzenia cząstki α z jądrem atomu węgla. W tym przypadku cząstka α musiałaby w chwili zderzenia otrzymać pewną ilość energii z wnętrza jądra, a to, mówiąc inaczej, oznaczałoby, że jądro węgla uderzone przez cząstkę α uległo dezintegracji, oddając nazewnątrz pewną część swojej energii.

Dodatni wynik badań nad sztucznym rozkładem jądra atomu węgla i siarki przemawia za tem, że jądra atomowe pierwiastków typu $4n$ nie są złożone wyłącznie z cząstek α i elektronów; w jądrze obok cząstek α istnieje prawdopodobnie pewna liczba wolnych protonów.

Ujemny wynik dla żelaza i innych ciężkich pierwiastków można wytłumaczyć odpornością ich atomów na działanie nawet najsilniejszych czynników zewnętrznych. Energia cząstek α o zasięgu 3,6 cm, którymi posługiwałem się podczas doświadczeń, jest prawdopodobnie niewystarczającą dla dokonania rozkładu jądra ciężkich pierwiastków. Mój wynik, otrzymany dla żelaza, przeczy rezultatom prac P e t t e r s s o n a i K i r s c h a¹⁾, jak również pracy S t e t t e r a²⁾. Autorowie ci twierdzą z całą stanowczością, że jądro atomu żelaza ulega dezintegracji pod działaniem promieni α polonu.

1) Kirsch i Pettersson, ZS. f. Phys. 42, 641, 1927.

2) Stetter, ZS. f. Phys. 42, 741, 1927.

Wynik tych prac wydaje się dziwny z punktu widzenia teoretycznego. Korzystając ze wzoru podanego przez G a m o w a ¹⁾ dla prawdopodobieństwa przenikania cząstki α do wnętrza jądra atomowego, można się przekonać, że prawdopodobieństwo rozbijania jądra żelaza cząstkami α polonu jest nadzwyczaj małe i nie przewyższa 10^{-11} . Taka wydajność promieniowania wodorowego żelaza jest zbyt małą, ażeby można było obserwować cząstki H żelaza metodą scyntylicyjną. We wspomnianej wyżej pracy B e c k a znajdujemy wzmiankę o możliwości powstawania promieni wodorowych w żelazie na skutek zjawiska rezonansu jądrowego. Według obliczeń B e c k a wydajność promieniowania rezonansowego dla żelaza jest rzędu $2 \cdot 10^{-7}$. Liczby cząstek H , otrzymane dla żelaza przez P e t t e r s s o n a i jego współpracowników są bez porównania większe od podanej liczby teoretycznej. Według ostatnich pomiarów K i r s c h a i P e t t e r s s o n a ²⁾ na 10^{-6} cząstek α powinno otrzymywać się 20 protonów, czyli wydajność promieniowania wodorowego powinna być rzędu $2 \cdot 10^{-5}$. Pozostaje więc przypuszczać, że ta wielka liczba cząstek H pochodzi od zanieczyszczeń żelaza.

Z tego krótkiego zestawienia wyników kilka prac widzimy, do jak rozbieżnych wniosków prowadzą badania nad sztucznym rozkładem pierwiastków; w wielu przypadkach wnioski te są sprzeczne. Główną przyczyną różnorodności wyników, która pociąga za sobą niepewność wniosków, jest bardzo mała liczba cząstek H powstających przez dezintegrację pierwiastków. Według moich pomiarów wydajność promieniowania wodorowego pochodzenia jądrowego jest dziesięciokrotnie mniejsza od wydajności naturalnego promieniowania H . Doświadczenia nad dezintegracją atomową wymagają stosowania bardzo silnych źródeł promieniotwórczych przy całkowitem wykorzystaniu promieniowania α . Przy używaniu rozbieżnej wiązki promieni α , jak już wspominaliśmy w rozważaniach, przeprowadzonych dla promieni naturalnych, warunków geometrycznych pomiarów są bardzo nieściśle. Wobec tego badania nad sztucznym rozkładem pierwiastków, wykonane zapomocą nawet najsilniejszych źródeł promieniotwórczych mają charakter raczej jakościowy, niż ilościowy. Liczby otrzymane dla stosunku $\frac{N_H}{n_\alpha}$ dają raczej tylko rząd wielkości jego wartości rzeczywistych.

We wszystkich opisanych wyżej doświadczeniach używałem jako źródła promieniowania α polonu, który w porównaniu z innymi ciałami promieniotwórczymi, posiada wielkie zalety dla tego rodzaju badań, ponieważ wysyła on tylko promienie α , i przytem o jednakowym zasięgu.

1) G a m o w, l. c.

2) K i r s c h i P e t t e r s s o n, ZS. f. Phys., 51, 669, 1928.

Jednak stosowanie silnych preparatów polonu wymaga wielkich ostrożności ze względu na jego dość silną sublimację, nawet w temperaturze pokojowej. Polon wyrzuca całe zespoły cząsteczkowe, które, osiadając na ściankach przyrządu, stwarzają nowe ośrodki promieniowania α . Takie zanieczyszczenia promieniotwórcze są bardzo niebezpieczne dla tak subtelnych pomiarów, jakimi są pomiary nad sztucznym rozkładem atomów. Z konieczności więc zmuszeni jesteśmy używać ekranów ochronnych. Grubość tych ekranów powinna być bardzo mała, aby niezbyt zmniejszały zasięg promieni α . Cienkie warstwy różnych ciał nie wytrzymują potężnego działania promieni α i po pewnym czasie ulegają mniej lub większym zmianom.

III. Zmiany wewnętrznego ustroju ośrodka materialnego pod wpływem promieni α .

Rodzaj zmian, jakie mogą powstać w ośrodku materialnym pod działaniem promieni α , zależy od jego wewnętrznej budowy. Bardzo skomplikowane i zawile procesy odbywają się w ciałach chemicznie złożonych, zarówno bezpostaciowych, jak krystalicznych. Stosując bardzo silne źródła promieniotwórcze, stwierdziłem cały szereg zmian wywołanych w kilku związkach organicznych, jak również w mące przez naświetlanie promieniami α polonu.

a) Powstawanie skupień cząsteczkowych. Badając odporność cienkich błon różnych ciał na działanie silnych źródeł promieniotwórczych¹⁾ przekonałem się, że większość ciał ulega zmianom. Elastyczna błona kolodjonu lub celofanu otrzymuje zabarwienie i jednocześnie staje się kruchą. Mikroskopowe badania błon kolodjonowych wykryły tworzenie się znacznej ilości drobnych pęcherzyków w miejscach naświetlanych promieniami α . Powstanie zabarwienia, powolne narastanie drobnych obszarów wypełnionych ciałem gazowym można wytłumaczyć w sposób następujący. Silna jonizacja wzbudzona przez cząstki α wewnątrz ośrodka materialnego, zawierającego wodę w stanie dyspersji cząsteczkowej, przyczynia się do łączenia się cząsteczek w zespoły cząsteczkowe w postaci drobnych kropelek. Te drobne kropelki nadają błonie kolodjonowej żółte zabarwienie. Jednak pod wpływem dłuższego naświetlania cząsteczki wody stopniowo ulegają rozkładowi na składniki gazowe, wskutek czego obszary wypełnione początkowo przez ciecz znacznie powiększają swoje wymiary, dochodząc do wielkości dostrzegalnej w mikroskopie.

b) Odkształcenie siatki krystalicznej. Mika również zabarwia się pod działaniem promieni α . Zabarwienie miki powstaje

¹⁾ P a w ł o w s k i. Sur l'action destructive des rayons α sur les minces couches de diverses substances. — Jour. de Chim. phys., 26. 375. 1929.

w sposób nieco odmienny od zabarwienia kolodjum i celofanu. W miece dają się zauważyć silne odkształcenia w miejscach naświetlonych intensywną wiązką promieni α . Odkształcenie miki jest trwale; silny asteryzm miejsc naświetlonych, zaznaczający się na rentgenogramach, dowodzi, iż w tej części miki zachodzi przesunięcie elementów siatki przestrzennej. Stopień zabarwienia tudzież odkształcenia zależą od natężenia źródła promieniowania α . Przy ogrzaniu do 500° C mika odbarwia się, a wraz z tem znika i odkształcenie. Te dwa skojarzone ze sobą zjawiska nasuwają przypuszczenia o prawdopodobnym przebiegu zmian w układzie krystalicznym miki. Cząstki α , wywołując wewnątrz miki silne efekty jonizacyjne, zubożniają wiele jonów, rozmieszczonych w układzie siatkowym. Jony zubożnione tracą więzy z siatką przestrzenną i zapełniają wolne obszary pomiędzy płaszczyznami siatki. Obecność powstałych zespołów atomów obojętnych w siatce krystalicznej miki przyczynia się do jej odkształcenia i do nadania temu bezbarwnemu przezroczystemu ciału krystalicznemu zabarwienia pomarańczowego.

c) Rekrystalizacja. Cienka błonka parafiny o zabarwieniu białem staje się przezroczystą pod wpływem silnego strumienia promieni α . Obserwując przez mikroskop zmiany w budowie takiej cienkiej warstewki, można się przekonać, że szkielet parafiny, utworzony z wydłużonych igieł krystalicznych, powoli znika w ośrodku ciekłym. Otrzymuje się wówczas jakgdyby roztwór koloidalny wyższych węglowodorów nasyconych w oleju parafinowym. Z biegiem czasu w tym roztworze powstają nowe kryształy, już nie w postaci igieł, lecz mające budowę graniastych słupów. Występowanie rekrystalizacji w parafinie naświetlonej promieniami α było również wykryte zapomocą fotografii rentgenowskich.¹⁾

Przebieg rekrystalizacji parafiny naświetlonej promieniami α jest bardzo złożony. Cząstka α , zderzając się z atomami cząsteczek węglowodorów nasyconych, a więc z atomami wodoru i węgla, oddaje im większą lub mniejszą część swojej energii. Przy tem zderzeniu atom wodoru, jako lżejszy od cząstki α , może nabyć tak znaczną energję, iż będzie mógł wyjść poza obszar cząsteczki, do której poprzednio należał. Rozbijanie cząsteczki parafiny może być dokonane nietylko drogą bezpośredniego działania cząstki α na jeden z atomów wodoru, lecz i drogą pośrednią, przez działanie sąsiednich cząsteczek silnie zjonizowanych przez promienie α . Stopniowy rozpad cząsteczek węglowodorów nasyconych pociąga za sobą znikanie drobnych kryształków parafiny. Formowanie się kryształów o budowie odmiernej w parafinie atakowanej przez cząstki α tłumaczy się tworzeniem się cząsteczek nowego związku

¹⁾ Pawłowski. Transformation de la paraffine sous l'influence des corps radioactifs. Jour. de Chim. phys., 27, 267, 1930.

chemicznego. Istotnie, ponieważ rozpad cząsteczek węglowodorów nasyconych zachodzi przez wyzwalamie się atomów wodoru z wiązań cząsteczkowych, przypuszczać należy, iż w parafinie powstaje znaczna liczba cząsteczek węglowodorów nienasyconych, które, jak wiadomo, łatwo łączą się z tlenem. Tworzą się wówczas cząsteczki kwasów tłuszczowych, które dają kryształy o budowie jednoskośnej.

Badania nad własnościami naturalnego i dezintegracyjnego promieniowania *H* były wykonane w Paryskim Instytucie Radowym; zjawiska zaś, zachodzące w materji pod wpływem promieni α , były zbadane głównie w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Na zakończenie pozwalam sobie wyrazić głęboką wdzięczność Czcigodnej Pani *M. Curie-Skłodowskiej*, iż raczyła przyjąć mnie do grona swoich uczniów i kierować mojami pracami wykonanemi w Instytucie Radowym. Składam serdeczne podziękowanie Wielce Szanownemu Panu Profesorowi *St. Pińkowskiemu* za udzielanie ze stałą życzliwością cennych rad i wskazówek podczas prac, prowadzonych w Warszawskim Zakładzie Fizycznym. Również dziękuję Panu Dyrektorowi *St. Michalskiemu* za przyznanie mi dwuletniego stypendjum z Funduszu Kultury Narodowej.

Rękopis otrzymany dn. 18 września 1931.
