

## ROZDZIAŁ XIX.

### PRZEMIANA LEKKICH ATOMÓW W ZDERZENIACH Z CZĄSTKAMI $\alpha$ . NEUTRONY. ZDERZENIA Z PROTONAMI.

#### § 108. Transmutacja z emisją protonów.

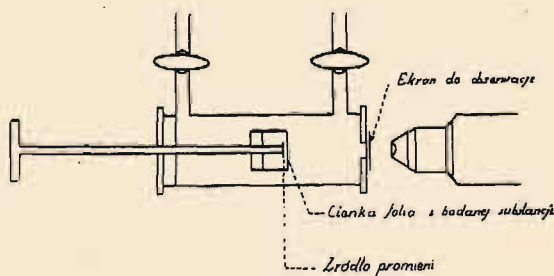
Bombardując azot cząstkami  $\alpha$  *Rutherford* zauważył pojawianie się w niewielkiej liczbie szybkich cząstek  $H$ , których źródłem była obecność wodoru adsorbowanego na ściankach; ponadto jednak stwierdził, że na ekranie z siarczku cynku pojawiają się scyntylacje pochodzące od cząstek, których zasięg jest znacznie większy niż największy zasięg cząstek  $H$ . *Rutherford* założył, że są to protony wyrzucane z jąder azotu w następstwie szczególnie gwałtownych zderzeń z cząstkami  $\alpha$  (1919). Późniejsze doświadczenia potwierdziły to przypuszczenie i pozwoliły zastosować wyniki otrzymane z azotem do niektórych innych lekkich atomów. W ten sposób zostało udowodnione, że *bombardowanie niektórych ciał cząstkami  $\alpha$  może spowodować ich transmutację* (czyli tzw. «sztuczną dezintegrację»)<sup>1)</sup>. Jest to pierwszy przykład przemiany tego rodzaju, otrzymanej środkami doświadczalnymi i nie zachodzącej samorzutnie, jak to się dzieje w przemianach promieniotwórczych. Liczba atomów przemienionych działaniem bombardowania jest niezmiernie mała, gdyż zjawisko może być spowodowane tylko zderzeniami, w których cząstka  $\alpha$  zbliża się na bardzo małą odległość do jądra.

Metody badania cząstek  $H$  powstających w transmutacji są podobne do sposobów badania «naturalnych» cząstek  $H$ , czyli protonów zawartych w wodorze lub w związkach wodorowych i wprawionych w ruch wskutek zderzeń (§ 80). Różnica polega tylko na tym, że protony transmutacji mogą być wysyłane zarówno naprzód, jak i w kierunku wstecznym względem kierunku cząstek  $\alpha$ . Wspomniane metody polegają na obserwowaniu scyntylacji, stosowaniu liczników elektrycznych, wreszcie wytwarzaniu torów mgiełkowych w komorze rozprężnej. W celu obserwowania protonów wyrzuconych ku przodowi za pomocą dwóch pierwszych metod, można

---

<sup>1)</sup> Używanie tej nazwy nastręcza pewne wątpliwości, ponieważ na ogół nie chodzi o rozbitcie jądra, jak to zostało wykazane później.

używać przyrządu przedstawionego na rysunku 146. Główne trudności polegają na usuwaniu naturalnych cząstek  $H$ , pochodzących od śladów wodoru okludowanego w źródle, w diafragmie i w ściankach przyrządu, oraz na unikaniu źródeł błędów wynikających z obecności pierwotnych lub rozproszonych cząstek  $\alpha$ . Z tego powodu najlepsze warunki obserwacji mamy wtedy, kiedy zasięg cząstek  $H$  powstających w przemianie jest większy od zasięgu czynnych cząstek  $\alpha$ . W poniższej tablicy są podane zasięgi cząstek  $H$  wysyłanych przez niektóre pierwiastki bombardowane cząstkami  $\alpha$   $RaC'$ .

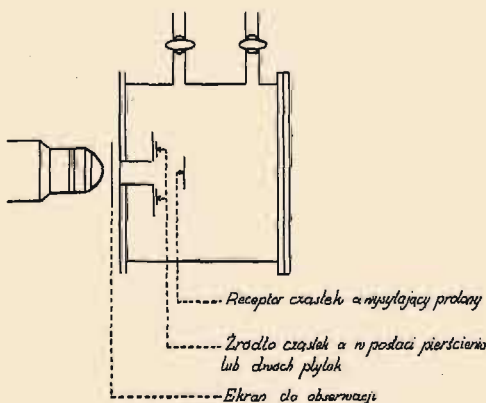


Rys. 146.

Zasięgi protonów w  $cm$ , w powietrzu w  $15^{\circ} C$  i pod ciśnieniem normalnym

	$B$	$N$	$P$	$Na$	$Al$	$P$
Protony wysyłane ku przodowi	58	40	65	58	90	65
Protony wysyłane wstecz	38	18	48	36	67	49

Jak widzimy, zasięg cząstek  $H$  wysyłanych w kierunku wstecznym jest mniejszy niż cząstek wysyłanych ku przodowi. Z drugiej strony zostało stwierdzone, że zarówno największy zasięg protonów jak i ich liczba wzrastają na ogół wraz z prędkością cząstek  $\alpha$ . Najmniejszy zasięg cząstek  $\alpha$ , które jeszcze dają widoczny efekt w glinie, wynosi  $2,5\ cm$ . Pomiarzy odchylenia magnetycznego wykazały, że wyrzucane cząstki są to istotnie protony. W dawniejszych pracach zakładano podobnie jak w przypadku cząstek  $\alpha$ , że zasięg w powietrzu jest proporcjonalny do sześciannu prędkości. Obecnie używa się nieco innego wzoru (§ 80).



Rys. 147. Metoda wsteczna.

W celu umożliwienia poprawnej obserwacji cząstek o mniejszym zasięgu zastosowano tzw. metodę *wsteczną*, polegającą na tym, że bada się cząstki wysyłane podczas przemiany w kierunku tworzącym kąt rozwarty z kierunkiem cząstek  $\alpha$  (Kirsch i Petterson) (rys. 147). Cząstki  $H$  można odróżnić od cząstek  $\alpha$  na podstawie jasności scyntylacji; ponadto cząstki  $\alpha$ , odchylone o wielki kąt po zderzeniu z lekkim atomem, posiadają pozostały

zasięg znacznie zmniejszony w stosunku do normalnego zasięgu. Co się tyczy naturalnych cząstek  $H$ , to nie mogą one być wysyłane w kierunku wstecznym. Wszystkie te okoliczności umożliwiają wykrywanie protonów transmutacji, których zasięg jest mniejszy od zasięgu cząstek  $\alpha$ .

Istnieją niektóre różnice pomiędzy wynikami otrzymanymi przez różnych autorów. Jak się wydaje, jest rzeczą pewną, że większość lekkich pierwiastków aż do potasu ulega transmutacji z emisją protonów pod działaniem cząstek  $\alpha$ ; nie ma jednak zgodności co do  $Li$ ,  $Be$ ,  $C$  i  $O$  oraz kilku pierwiastków cięższych od potasu.

Wydajność przemiany, tj. liczba cząstek  $H$  (lub przeobrażonych atomów) na jedną cząstkę  $\alpha$ , jest jeszcze bardzo niedokładnie znana. Liczby podane przez niektórych autorów, dotyczące wydajności transmutacji glinu pod działaniem promieni  $\alpha$   $RaC'$  są rzędu wielkości 10 atomów na  $10^6$  cząstek  $\alpha$ . Za pomocą metody *Wilsona* otrzymano w azocie 8 cząstek  $H$  transmutacji na 400000 torów cząstek  $\alpha$ , tj. 20 przeobrażonych atomów na  $10^6$  cząstek  $\alpha$   $Th (C + C')$  (*Blackett*).

Widzimy zatem, że wytwarzanie wodoru w przemianach atomowych odbywa się w minimalnej skali. W istocie, jeżeli  $10^5$  cząstek  $\alpha$   $RaC'$  daje jedną drobinę wodoru, to mielibyśmy na gram radu i na rok objętość wodoru wynoszącą zaledwie  $0,0003 \text{ mm}^3$ .

W niektórych zjawiskach transmutacji powstają protony posiadające bardzo wielki zasięg. Jak wynika z tablicy 9 Przypisów, proton, którego zasięg jest większy od  $70 \text{ cm}$ , posiada energię kinetyczną większą niż energia cząstki  $\alpha$   $RaC'^{1)}$ . Stosuje się to np. do protonów wysyłanych w przemianie  $Al$  pod działaniem promieni  $\alpha$   $RaC'$ , posiadających maksymalny zasięg  $90 \text{ cm}$ , któremu odpowiada prędkość  $4 \cdot 10^9 \text{ cm/sek}$  oraz energia około 1,17 razy większa od energii czynnej cząstki  $\alpha$ .

Musimy zatem założyć, że wewnętrzna energia atomu odgrywa rolę w zjawisku transmutacji.

W następstwie przemiany, której towarzyszy emisja protonu, powstaje jądro, którego liczba atomowa powinna być o 1 mniejsza od liczby atomowej pierwotnego jądra; masa atomowa powinna być również zmniejszona o 1. Można jednak również przypuścić, że cząstka  $\alpha$ , która uderzyła jądro, pozostaje z nim związana. W tym przypadku mielibyśmy jako ostateczny wynik wzrost masy atomowej o 3, liczby atomowej zaś o 1. Według tej hipotezy przemiana jądra azotu dawałaby izotop tlenu o masie  $17^{2)}_{8}O$ . Taki właśnie wynik został otrzymany przez *Blacketta* w doświadczeniach, które polegały na tym, że fotografowano wielką

<sup>1)</sup> Niech będzie  $v$  prędkość i  $R$  zasięg cząstki  $\alpha$ ; prędkość protonu o tej samej energii wynosi  $v' = 2v$ ; jego zasięg zatem  $R' = 8R$  w założeniu, że  $R'/R = v^2/v'^2$ , skąd  $R' = 56 \text{ cm}$ . Obliczona wartość  $R'$  jest większa, jeżeli używamy liczb wziętych z tablicy 9.

<sup>2)</sup> Myśl wyrażona przez *J. Perrina*.

<sup>3)</sup> Atomy  $^{17}_{8}O$  istnieją w atmosferze w bardzo małej ilości w stosunku do atomów  $^{16}_{8}O$  (§ 21).



liczbę torów cząstek  $\alpha$   $ThC + ThC'$  powstających w komorze *Wilsona*, wypełnionej azotem zawierającym 10% tlenu. Na 270000 torów cząstek  $\alpha$   $ThC'$  i 145000 torów cząstek  $\alpha$   $ThC$  dostrzeżono znaczną liczbę rozwidleń, dających obraz zderzeń sprężystych oraz ponadto 8 rozwidleń interpretowanych jako obraz przemiany azotu, gdyż każde z nich posiada dwa ramiona, z których jedno jest to tor protonu, drugie zaś — tor reszty atomowej wraz z przyłączoną cząstką  $\alpha$ . Rozwidlenie tego rodzaju jest widoczne na tablicy XXIII, fig. 1. Interpretacja wideł jest możliwa na podstawie zasady zachowania pędu, natomiast energia kinetyczna nie jest zachowana; w istocie całkowita energia kinetyczna po zderzeniu wynosi średnio zaledwie 0,80 początkowej energii cząstki  $\alpha$ . Przemianie azotu wskutek pochłonięcia cząstki  $\alpha$  towarzyszy zatem strata energii kinetycznej. Jeżeli założymy, że podobne zjawisko zachodzi w glinie,  $A = 27$ , to rachunek wykazuje, że wyrzuceniu protonu o zasięgu 90 cm w kierunku zgodnym z kierunkiem czynnej cząstki  $\alpha$   $RaC'$  odpowiada wzrost energii kinetycznej o 17%. W istocie prędkość protonu jest w tym przypadku 2,13 razy większa od prędkości cząstki  $\alpha$ . Atom powstający w przemianie jest to atom  $^{30}_{14}Si$ .

Stosując zasadę zachowania pędu do przemiany jądra, którego masa wynosi  $M_n$  po schwytaniu cząstki  $\alpha$ , otrzymujemy następujące równania:

$$(1) \quad \begin{aligned} M_n v_n \cos \theta_n + M_\pi v_\pi \cos \theta_\pi &= Mv, \\ M_n v_n \sin \theta_n - M_\pi v_\pi \sin \theta_\pi &= 0, \end{aligned}$$

gdzie  $Mv$  jest to pęd cząstki  $\alpha$ ,  $M_n v_n$  i  $M_\pi v_\pi$  są to: pęd jądra oraz pęd protonu po zderzeniu;  $\theta_n$  i  $\theta_\pi$  są to kąty między kierunkami ramion oraz kierunkiem cząstki  $\alpha$ . Z tych równań wynika, że:

$$M_n v_n / Mv = \sin \theta_\pi / \sin (\theta_n + \theta_\pi); \quad M_\pi v_\pi / Mv = \sin \theta_n / \sin (\theta_n + \theta_\pi).$$

Na zdjęciu rozwidlenia można mierzyć kąty  $\theta_n$  i  $\theta_\pi$ , i następnie obliczyć stosunki  $M_n v_n / Mv$  oraz  $M_\pi v_\pi / Mv$ . Ten ostatni stosunek daje natychmiast wartość prędkości  $v_\pi$ . Pomiar długości toru jądra pozwala sprawdzić czy przypuszczenie  $M_n = M' + 3$  ( $M'$  — masa jądra przed transmutacją) jest słuszne. Można również wyznaczyć  $v_\pi$  mierząc zasięg protonu wybiegającego pod kątem  $\theta_\pi$  i obliczyć  $v_n$  na podstawie równań (1).

Jeżeli zakładamy, że każdej transmutacji danego typu towarzyszy wydzielenie energii w ilości  $Q$  ( $Q$  dodatnie lub ujemne), to możemy obliczyć tę energię na podstawie wzoru:

$$W_n + W_\pi = W_\alpha + Q$$

( $W_\alpha$  — energia kinetyczna cząstki  $\alpha$  przed zderzeniem,  $W_\pi$  i  $W_n$  — energie kinetyczne protonu i jądra po zderzeniu).

Jeżeli zasada zachowania energii całkowitej pozostaje słuszną, to wielkość  $Q$  może być traktowana jako równoważnik zmian energii we-

wewnętrznej, którym odpowiadają zmiany masy na podstawie wzoru *Einsteina* (§ 21). Równanie bilansu mas (zmierzonych w spoczynku) jest następujące:

$$M_n + M_\pi = M + M' - \Delta,$$

gdzie  $\Delta$  jest to całkowite zmniejszenie się masy układu, obliczone według wzoru  $Q = c^2 \Delta$  ( $c$  — prędkość światła);  $Q > 0$ , jeżeli mamy do czynienia ze stratą masy, w przeciwnym przypadku  $Q < 0$ . Dla sprawdzenia tego energetycznego wzoru konieczna jest dokładna znajomość  $Q$  i wszystkich mas występujących w równaniu. Jakkolwiek dane doświadczalne dotyczące tych wielkości są jeszcze nie wystarczające, jednakże przyjmujemy za rzecz niewątpliwą, że zasada zachowania energii stosuje się i że mamy zatem:

$$W_n + W_\pi = W_\alpha + c^2 \Delta.$$

Jeżeli podczas przemiany nastąpiła emisja promieni  $\gamma$ , to należy dodać ich energię  $W_\gamma$  do pierwszego wyrazu równania.

Energię tę wyrażamy w ergach lub w elektronowoltach. Jeden elektronowolt odpowiada  $1,591 \cdot 10^{-12}$  ergów. Jednostka masy atomowej ( $1/16$  atomu  $^{16}_8\text{O}$ ) jest równoważna wewnętrznej energii  $9,32 \cdot 10^8$  elektronowoltów.

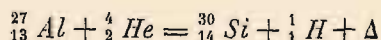
Transmutacja może nastąpić tylko wtedy, kiedy pozwala na to bilans energii, innymi słowy, jeżeli mamy  $W_\alpha + c^2 \Delta > 0$ .

Jak się wydaje, protony transmutacji składają się na ogół z grup o określonych zasięgach (*Bothe, Frantz, Pose, Chadwick* i inni). Teoria pozwala przypuszczać, że te grupy protonów, posiadających określoną prędkość początkową, powstają w następstwie schwytania cząstki  $\alpha$  przez jądro, gdy tymczasem protony wysyłane w transmutacji, w której cząstka  $\alpha$  nie zostaje schwytana, powinny posiadać ciągły rozkład prędkości. Zdołano również wykryć tzw. zjawisko *rezonansu*, polegające na tym, że cząstki  $\alpha$ , których prędkości są zawarte w określonych wąskich granicach, powodują emisję jednorodnych grup protonów. Obserwowana szerokość tego przedziału energii cząstek  $\alpha$  jest tym mniejsza, im cieńsza jest warstwa materii, w której zachodzi działanie (*Pose*).

Z równań zachowania energii i pędu wynika, że protony wybiegające w kierunku ruchu cząstek  $\alpha$  powinny posiadać największy zasięg i że zasięg powinien stale zmniejszać się, gdy kąt między kierunkiem ruchu protonu i cząstki  $\alpha$  wzrasta od  $0^\circ$  do  $180^\circ$ . Te wnioski zostały potwierdzone w doświadczeniach.

Rys. 148 przedstawia według *J. Chadwicka* emisję protonów z cienkiej folii glinowej, na którą pada wiązka cząstek  $\alpha$  o energii  $5,3 \cdot 10^6$  ew. Protony wysyłane ku przodowi tworzą dwie jednorodne grupy, których zasięgi są zbliżone do 33 cm i 63 cm, energie zaś do  $5 \cdot 10^5$  i  $7,3 \cdot 10^5$  ew. Pierwsza z tych grup odpowiada stracie energii kinetycznej —  $Q' = 0,16 \cdot 10^6$  ew, druga grupa — zyskowi energii kinetycznej  $Q = 2,1 \cdot 10^6$  ew. Wyniki

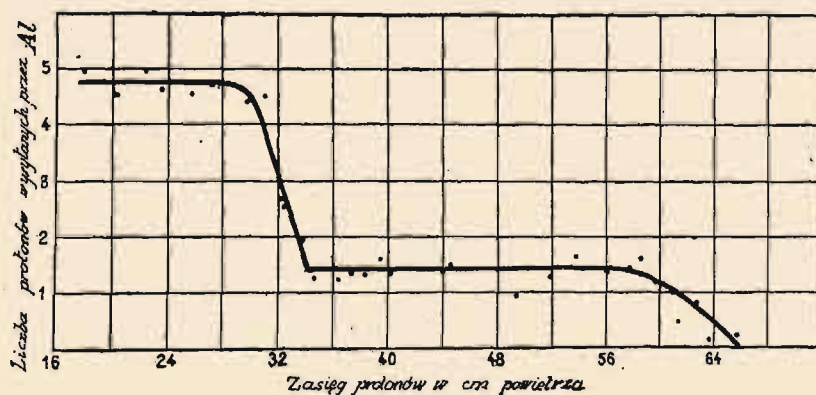
te interpretujemy zakładając, że  $Q$  jest to całkowita energia  $c^2\Delta$ , wydzielona w reakcji jądrowej:



(gdzie symbole oznaczają masy jąder biorących udział w reakcji).<sup>1)</sup>

Stratę energii odpowiadającą grupie protonów o małym zasięgu interpretujemy w ten sposób, że utworzone jądro powstaje w stanie wzbudzonym i następnie powraca do stanu normalnego wysyłając kwant promieniowania  $\gamma$  o energii  $Q - Q'$ .

Wzbudzenie jądra jest zależne od układu jego poziomów. Załóżmy, że cząstka  $\alpha$  jest schwytana na poziomie normalnym, któremu przypisujemy energię  $-E_\alpha$ ; wówczas wydzielą się energia w ilości  $E_\alpha$ , jeżeli



Rys. 148.

zaś cząstka  $\alpha$  jest schwytana na poziomie wzbudzonym  $-E'_\alpha$ , to wydzielana energia wynosi  $E'_\alpha$ . Jeżeli oderwanie protonu wymaga w obu przypadkach dostarczenia energii  $E_\pi$ , to równania energii piszemy jak następuje:

$$(1) \quad W_n + W_\pi = W_\alpha + E_\alpha - E_\pi = W_\alpha + c^2\Delta,$$

$$(2) \quad W'_n + W'_\pi = W_\alpha + E'_\alpha - E_\pi,$$

$$W_\gamma = E_\alpha - E'_\alpha,$$

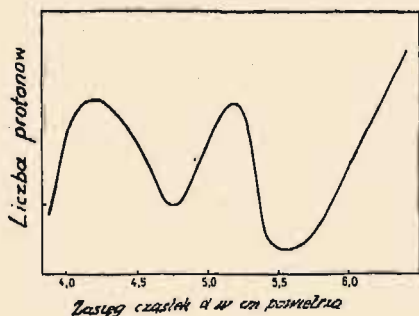
Rys. 149 przedstawia według *Duncansona* i *Millera* wpływ poziomów rezonansowych na zjawisko transmutacji glinu, gdy zasięg cząstek  $\alpha$  zmniejsza się od 6,5 cm do wartości nieco mniejszej od 4 cm. Liczba protonów transmutacyjnych najpierw zmniejsza się szybko wraz z ener-

<sup>1)</sup> Lub masy atomów, co wychodzi na to samo, ponieważ po obu stronach równania całkowita liczba elektronów jest jednakowa.

Symbole liczb masy i liczb atomowych są zgodne z umową przyjętą na Kongresie Solvay w 1933 roku.



gią cząstek  $\alpha$ , następnie jednak krzywa posiada minima i maxima. Te ostatnie odpowiadają poziomom rezonansowym, charakteryzującym się tym, że cząstka  $\alpha$ , posiadająca energię równą energii jednego z tych poziomów, przenika szczególnie łatwo do jądra.



Rys. 149.

W przypadku transmutacji  $Al$  zdołano dostrzec kilka grup protonów związanych z istnieniem poziomów jądrowych. W przypadku azotu znaleziono tylko jedną grupę protonów wysyłanych w transmutacji ze schwyтaniem cząstki  $\alpha$  i z pochłonięciem energii:  $Q = -1,3 \cdot 10^6$  ew. Bor, fluor i sód wysyłają po kilka jednorodnych grup.

#### § 109. Wzbudzanie przenikliwego promieniowania w lekkich atomach pod działaniem promieni $\alpha$ .

Bombardując różne pierwiastki cząstkami  $\alpha$  polonu, *Bothe i Becker* zauważyli, że niektóre lekkie atomy wysyłają w tych warunkach promieniowanie, którego natężenie jest bardzo małe, natomiast przenikliwość jest większa od przenikliwości najtwardszych promieni  $\gamma$ , wysyłanych przez radiopierwiastki (1930). Zjawisko to było interpretowane najpierw jako emisja promieni  $\gamma$  przez jądro wzbudzone wskutek zderzenia z cząstką  $\alpha$ , która może przy tym ulec schwyтaniu. Zjawisko to jest szczególnie wydatne w przypadku berylu ( $Be$ ), występuje jednak również, chociaż w mniejszym stopniu, w przypadku  $Li$ ,  $B$ ,  $F$ ,  $Na$ ,  $Mg$ ,  $Al$ .

*Irena Curie i F. Joliot* stosując metodę jonizacyjną odkryli nową własność przenikliwych promieni, wysyłanych przez beryl oraz przez bor. Mianowicie promienie te są zdolne do wprawiania w ruch lekkich jąder, np. protonów zawartych w substancjach obfitujących w wodór lub jąder helu. Ta podstawowa własność nowego promieniowania jest głównym czynnikiem, od którego zależy jego absorpcja.

Aparatura doświadczalna jest przedstawiona na rys. 150. Silne źródło  $S$  promieni  $\alpha$  (około 100 milicurie  $Po$ ) jest umieszczone tuż ponad cienką warstwą  $R$  badanego lekkiego pierwiastka, promienie wysyłane przez ten pierwiastek przechodzą przez ekrany  $F$  i przenikają do komory jonizacyjnej  $A$ , umocowanej na bardzo czułym elektrometrze  $E$ .

Komora jest zamknięta od góry folią glinową (grubość 0,01 mm). Promienie wychodzące ze źródła  $Po + Be$  ( $Be$  naświetlony promieniami  $\alpha$   $Po$ ) oraz filtrowane przez 1,5 cm ołowiu w celu usunięcia słabego promieniowania  $\gamma$  polonu wytwarzają w komorze bardzo słaby prąd (rzędu wielkości  $10^{-4}$  j. es). Prąd pozostaje bez zmiany, jeżeli pomiędzy ekranem z ołowiu i komorą ustawiamy cienkie ekrany z  $C$ ,  $Cu$  lub  $Ag$ , natomiast podwaja się po umieszczeniu ekranu z celo-

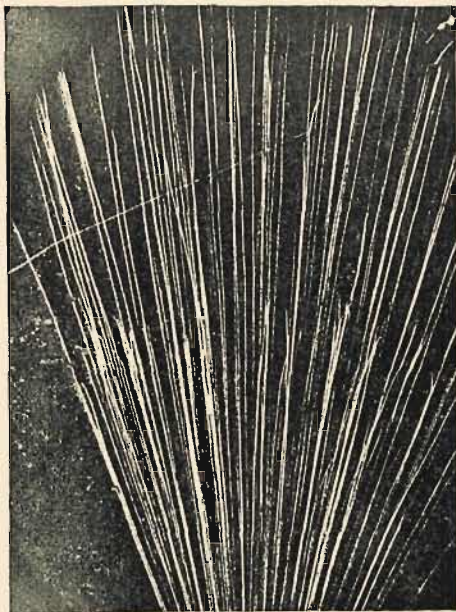


Fig. 1.

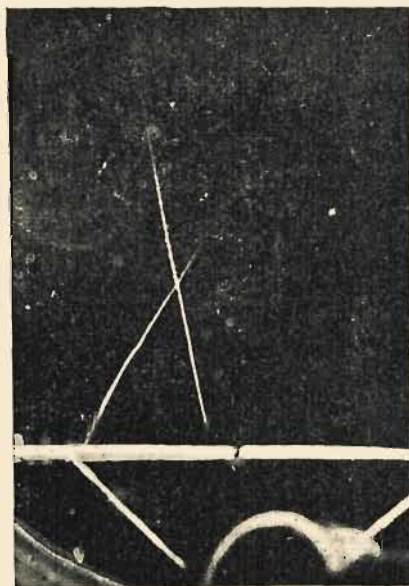


Fig. 2.



Fig. 3.

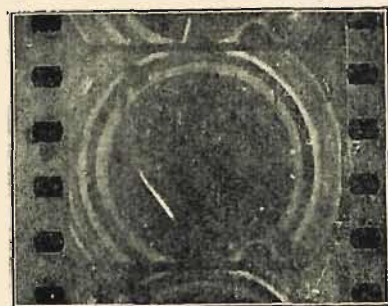


Fig. 4.

- Fig. 1. Transmutacja jądra azotu, której towarzyszy schwytywanie cząstki  $\alpha$  i emisja protonu (Blackett i Lees). Strzałka wskazuje tor protonu. Promienie  $\alpha$   $ThC$  i  $ThC'$ .
- Fig. 2. Protony wyrzucane z płytki parafinowej  $P$  działaniem neutronów ze źródła ( $Po + Be$ ) umieszczonego pod płytką (Irena Curie i F. Joliot).
- Fig. 3. Proton wyrzucony z pary wodnej, zawartej w komorze, wskutek zderzenia z neutronem ze źródła ( $Po + Be$ ) umieszczonego poniżej płytki  $P$  (Irena Curie i F. Joliot).
- Fig. 4. Komora Wilsona napełniona helem. Jądro  $He$  wyrzucone wskutek zderzenia z neutronem ze źródła ( $Po + Be$ ) umieszczonego w dolnej części komory (Irena Curie i F. Joliot).





Fig. 1.



Fig. 2.

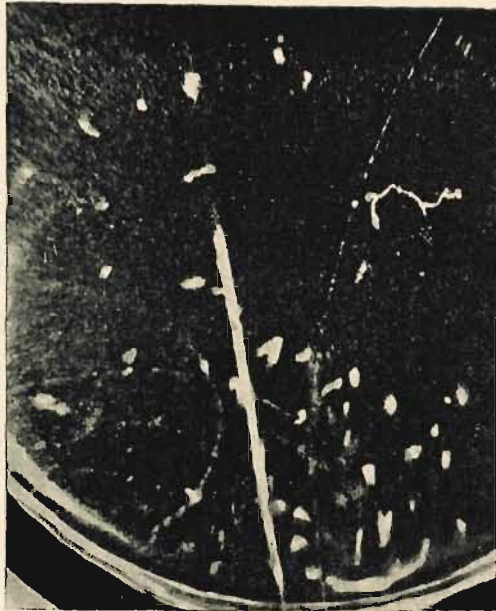


Fig. 3.

- Fig. 1. Odskok jądra azotu wskutek zderzenia z neutronem. Źródło ( $Rn + \text{pochodne} + Be$ ). Zderzenie sprężyste. Komora rozprężeń pod niskim ciśnieniem (*I. Curie i F. Joliot*).
- Fig. 2. Transmutacja jądra azotu w zderzeniu z neutronem. Źródło ( $Rn + \text{pochodne} + Be$ ). Komora rozprężeń pod niskim ciśnieniem. Widzimy tor cząstki  $\alpha$  oraz grubiej zaznaczony tor odskoku jądra  $B^{11}$  (*I. Curie i F. Joliot*).
- Fig. 3. Transmutacja glinu pod działaniem promieni  $\alpha$  polonu. Naświetlona blaszka  $Al$  u dołu fotografii. Widzimy dwa tory wychodzące z tej blaszki: 1<sup>o</sup> tor protonu transmutacji. 2<sup>o</sup> tor elektronu dodatniego (*I. Curie i F. Joliot*).



fanu, papieru lub parafiny. Te substancje, zawierające wodór, wysyłają w tych warunkach protony wytwarzające dodatkową jonizację w komorze. Napelniając kolejno komorę powietrzem lub helem stwierdzamy, że jeżeli masy obu gazów są jednakowe, to prąd wytworzony przez promienie ze źródła ( $Po + Be$ ) lub ( $Po + B$ ) jest silniejszy w *He* niż w powietrzu. Dodatkowa jonizacja w *He* pochodzi od wprawionych w ruch jąder *He*.

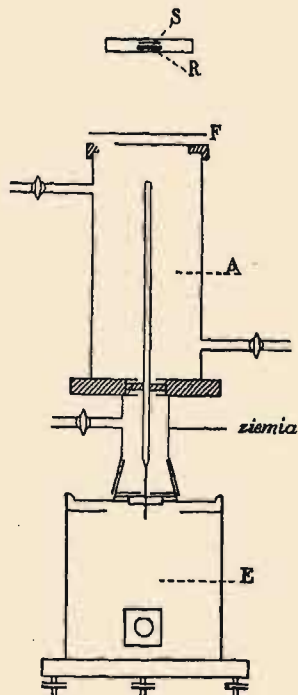
Jeżeli pomiędzy źródłem i komorą umieszczamy grube ekrany o jednakowej masie powierzchniowej, to stwierdzamy, że promieniowanie ( $Po + Be$ ) lub ( $Po + B$ ) jest tym silniej pochłaniane, im pochłaniające atomy są lżejsze. Np. parafina pochłania znacznie silniej niż miedź.

Wyrzucanie lekkich jąder zostało potwierdzone za pomocą metody torów mgiełkowych. Promienie ze źródła ( $Po + Be$ ), przenikające do komory rozprężen, wyrzucają protony z ekranu z parafiny, umieszczonego wewnątrz komory, lub z drobin pary wodnej zawartej w komorze. W ten sam sposób uwidoczniło odskok jąder helu i azotu. Przenikliwa cząstka, która jest źródłem tego ruchu, nie jonizuje gazu i wskutek tego nie daje toru widocznego na zdjęciach (tabl. XXIII, fig. 2, 3, 4 i tabl. XXIV, fig. 1).

W celu obserwowania wyrzuconych cząstek używa się również lampowego wzmacniacza proporcjonalnego.

Zjawisko udzielania pędu lekkim jądrom jest bardzo trudne do wyjaśnienia, jeżeli zakładamy, że promienie powodujące to zjawisko są to promienie  $\gamma$ . *J. Chadwick* wykazał, że zjawiska dają się interpretować w zadowalający sposób, jeżeli założymy, że przenikliwe promieniowanie pochodzące od *Be* lub *B* składa się między innymi z *neutronów*, jąder pozbawionych ładunku i posiadających masę atomową zbliżoną do 1. Neutron można by zatem traktować jako proton związany z elektronem w sposób bardziej ścisły niż w atomie wodoru. Możliwość istnienia neutronów była już dawniej brana pod uwagę przez niektórych autorów, jednakże odkrycie wyrzucania lekkich jąder dostarczyło pierwszego dowodu doświadczalnego tej koncepcji.

Neutrony stanowią nieznaną dotąd rodzaj promieniowania korpuskularnego, wysyłanego przez lekkie pierwiastki w następstwie zderzeń z cząstkami  $\alpha$ . Emisja neutronu jest wynikiem szczególnego rodzaju transmutacji atomowej, zachodzącej w niektórych pierwiastkach, a zwłaszcza w *Be*, z większą łatwością niż transmutacja z emisją protonów. Cząstka  $\alpha$  zostaje w tym przypadku również schwytała przez jądro.



Rys. 150.

Promieniowanie *Be* i *B* składa się jednak nie tylko z neutronów, lecz również z promieni  $\gamma$ , powodujących emisję elektronów *Comptona* o energii kilku milionów elektronowoltów. Elektrony te mogą być obserwowane w komorze rozprężeń.

Podobnie jak w przypadku emisji protonów energia udzielona neutronowi w transmutacji jest zależna od energii cząstki  $\alpha$  oraz od energii wydzielonej lub pochłoniętej w reakcji. Ta ostatnia wielkość nie zmienia się, gdy prędkość cząstek  $\alpha$  ulega zmianie. Energia neutronów posiada największą wartość w przypadku, gdy kierunek ich ruchu jest zgodny z kierunkiem cząstek  $\alpha$  i zmniejsza się, gdy kąt między torem neutronu i kierunkiem cząstek  $\alpha$  wzrasta od 0 do  $180^\circ$ , jak to można przewidzieć na podstawie praw zachowania energii i pędu.

Z tego wynika, że neutrony wysyłane przez warstwę substancji, np. *Be*, całkowicie pochłaniającą promienie  $\alpha$  umieszczonego w pobliżu radio-pierwiastka, posiadają z natury rzeczy niejednakowe prędkości.

Nie zdołano dotąd zrealizować warunków doświadczalnych, w których powstają jednorodne grupy neutronów. Istnieją jednak wskazówki podziału neutronów na grupy oraz zjawisk rezonansu podobnych do tych, jakie zostały opisane w przypadku emisji protonów.

Wyniki podane w tablicy dotyczą emisji neutronów, protonów oraz promieni  $\gamma$  wysyłanych przez niektóre pierwiastki bombardowane promieniami  $\alpha$  polonu, których prędkość początkowa wynosi  $1,6 \cdot 10^9$  cm/sek, energia zaś  $5,3 \cdot 10^6$  ew.

		N e u t r o n y		Promienie $\gamma$
		Największy zasięg wyrzuczonych protonów.	Energia neu- tronów w ew.	Energia w ew.
Beryl . . . .	2 grupy	$\left\{ \begin{array}{l} 28 \text{ cm} \\ 70 \text{ cm} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 4,5 \cdot 10^6 \\ 7,8 \cdot 10^6 \end{array}$	$5 \cdot 10^6$
Bor . . . . .	1 grupa	16 cm	$3,2 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
Lit . . . . .			0,2 do $0,5 \cdot 10^6$	$10^6$

Fluor, sól, magnez oraz glin wysyłają również neutrony i promienie  $\gamma$ .

*B*, *F*, *Na* i *Al* należą do pierwiastków, które mogą również ulegać transmutacji z emisją protonów (§ 108). W przypadku boru przypisujemy emisję protonów izotopowi  $^{10}\text{B}$ ; do tego samego izotopu należy prawdopodobnie emisja przynajmniej części neutronów. Co się tyczy pierwiastków *F*, *Na* i *Al*, nie posiadających różnych izotopów, należy założyć, że są możliwe oba rodzaje przemiany. Emisja promieni  $\gamma$  pozostaje zapewne w związku z emisją kilku jednorodnych grup protonów lub neutronów i reprezentuje różnice energii między tymi grupami; nie jest jednak wyłączone, że ta emisja jest następstwem wzbudzenia jądra, któremu nie towarzyszy ani schwytanie cząstki  $\alpha$ , ani transmutacja.



## § 110. Promieniowanie neutronowe. Masa neutronu.

Neutron nie jest to cząstka jonizująca, jak np. cząstka  $\alpha$  lub  $\beta$ . Neutron posiada wielką przenikliwość, ponieważ ta nie naładowana cząstka nie wywiera żadnych działań na elektrony i nie traci energii w licznych jonizujących zderzeniach. Jej energia jest zużywana tylko w zderzeniach z jądrami, których następstwem jest bądź ruch jądra, bądź jego przemiana. Z zasady zachowania pędu wynika, że energia udzielona jądru w zderzeniu sprężystym jest tym większa, im masa jądra jest bardziej zbliżona do masy neutronu. W spotkaniach z ciężkimi jądrami neutrony ulegają rozproszeniu nie tracąc prawie wcale energii, natomiast udzielają znaczną część swojej energii uderzanym lekkim jądrom. W zderzeniach z jądrami wodoru możliwe jest nawet odstępianie protonowi całkowitej energii neutronu.

Znamy dotąd tylko jedną metodę wyznaczania energii neutronu, polegającą na mierzeniu energii wyrzucanych jąder, w szczególności protonów. W istocie energia neutronu równa się energii protonu wybiegającego po zderzeniu w kierunku ruchu neutronu; ta ostatnia zaś może być wyznaczona drogą zmierzenia zasięgu. W przypadku prędkich neutronów (kilka milionów  $e\mu$ ) można zmierzyć największy zasięg w glinie protonów wychodzących z cienkiej warstwy parafiny bombardowanej przez neutrony. W przypadku powolnych neutronów można zmierzyć w komorze *Wilsona* zasięg cząstek  $H$ , pochodzących z pary wodnej znajdującej się w komorze rozprężen.

W doświadczeniach wykonywanych za pomocą metody jonizacyjnej można odróżnić neutrony od promieni  $\gamma$  na podstawie różnic między rodzajem ich absorpcji; mianowicie masowy współczynnik absorpcji neutronów jest tym większy, im pochłaniający pierwiastek jest lżejszy. Współczynnik absorpcji, składający się z wyrazu reprezentującego rozproszenie oraz wyrazu odpowiadającego stracie energii w zderzeniach zależy w znacznym stopniu od warunków doświadczalnych. W przypadku prędkich neutronów (kilka milionów  $e\mu$ ) natężenie zmniejsza się do połowy po przejściu neutronów przez warstwę ołowiu grubości około 5  $cm$  lub niewiele różną grubość glinu (choć masa jest w tym przypadku znacznie mniejsza). Powolne neutrony (energia rzędu 0,5  $e\mu$ ) są, praktycznie biorąc, absorbowane w jednym centymetrze ołowiu<sup>1)</sup>.

Badanie neutronów nastrocza trudności podobne do tych, z jakimi mamy do czynienia w badaniu promieni  $\gamma$ , ponieważ jest to również promieniowanie bardzo przenikliwe, nie odchylane w polu magnetycznym i wykrywane tylko za pomocą wtórnych zjawisk.

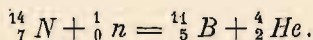
Neutrony są wysyłane w całym szeregu transmutacji spowodowanych przez promienie  $\alpha$ , protony lub deuterony (jądro  ${}_1^2H$ ). Zakładamy,

<sup>1)</sup> Z nowszych badań wynikają nieco inne poglądy na absorpcję neutronów (p. Uzupełnienia, *L. W.*).

że neutrony wkrótce po wyjściu z jąder znikają w ten sposób, że zostają pochłonięte przez inne jądra i wywołują ich przemianę.

Emisja elektronów dodatnich lub ujemnych w zjawiskach transmutacji. Obserwacje wykonane za pomocą metod torów mgiełkowych wykazują, że niektóre lekkie pierwiastki poddane działaniu promieni  $\alpha$  wysyłają nie tylko protony lub neutrony, lecz również elektrony dodatnie. Na tablicy XXIV, fig. 3 widzimy proton oraz elektron dodatni, wybiegające z folii glinowej i mające niewątpliwie źródło w transmutacji (*Irena Curie i F. Joliot*). W przypadku  $Al$  i  $B$  można założyć, że transmutacja przebiega bądź z emisją protonu, bądź z emisją neutronu i elektronu dodatniego. W przypadku berylu może zachodzić powstawanie par wskutek wewnętrznej materializacji promieni  $\gamma$  (§ 90): foton wychodzący z jądra może natychmiast ulegać unicestwieniu, a zamiast niego wybiegają dwa elektrony: dodatni i ujemny.

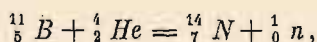
Transmutacja wskutek zderzeń z neutronami. Zderzenia neutronów z lekkimi jądrami mają najczęściej charakter zderzeń sprężystych. Niekiedy jednak neutron może spowodować transmutację (*Feather*). W ten np. sposób możemy interpretować zderzenie przedstawione na tablicy XXIV, fig. 2. Prawdopodobna reakcja jądrowa jest następująca:



Za pomocą metody Wilsona wykryto również inne transmutacje, spowodowane przez neutrony (tlen, fluor, argon). Wytwarzanie sztucznych radiopierwiastków przez neutrony (por. § 112) dowodzi, że neutrony mogą spowodować transmutację wielkiej liczby pierwiastków, od lekkich aż do najcięższych, zjawisko jest zatem bardzo częste.

Masa neutronu. Na podstawie zasady zachowania pędu zdołano ustalić drogą porównania maksymalnej energii różnych jąder wyrzucanych przez neutrony, że masa neutronu jest zbliżona do 1 (*J. Chadwick*). W celu dokładniejszego wyznaczenia tej masy należy posługiwać się jakąś reakcją jądrową z udziałem neutronu: jeżeli znane są masy wszystkich jąder uczestniczących w tej reakcji oraz wydzielona lub pochłonięta energia, to można obliczyć masę neutronu.

Pierwsze oznaczenie tego rodzaju było dokonane w następujący sposób. Zakładamy, że emisja neutronów z boru pod działaniem cząstek  $\alpha$  odbywa się zgodnie z wzorem:



w którym nieznana jest tylko masa  ${}^1_0n$  (*J. Chadwick*). Wszelako doświadczenia, w których badano elektrony pochodzące z transmutacji, wykazały, że emisję neutronów z boru należy przypisać przynajmniej częściowo jądru  ${}^{10}_5B$ , które jest również źródłem protonów. Rachunek oparty na znajomości maksymalnej energii protonów, neutronów oraz elektro-



nów dodatnich, wysyłanych przez  $^{10}_5B$  pod działaniem promieni  $\alpha$  polonu, daje 1,010 jako masę neutronu (*Irena Curie i F. Joliot*).

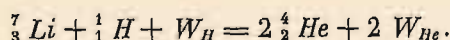
Inne reakcje jądrowe, którym towarzyszy emisja neutronu, prowadzą do wartości masy neutronu, zawartej między 1,006 i 1,010. Masa ta nie jest jeszcze dokładnie znana, gdyż jest zależna od znajomości całkowitej energii (wysyłanych cząstek i promieni  $\gamma$ ) wydzielanej w reakcjach i dotychczasowe wnioski mogą ulec zmianie w przypadku odkrycia nowej grupy neutronów lub promieni  $\gamma$ .

Jeżeli masa neutronu jest większa od masy protonu, to można założyć, że neutron jest nietrwały i zamienia się samorzutnie w jądro wodoru z wydzielaniem energii.

### § 111. Transmutacja wskutek zderzeń z protonami.

W celu wywołania przemiany, której towarzyszy emisja protonu lub neutronu, posługiwano się dotąd, jak to widzieliśmy, cząstkami  $\alpha$  posiadającymi wielką energię kinetyczną. Niedawne doświadczenia *Cockcrofta i Waltona* (1932) wykazały, że można również zrealizować przemiany atomowe za pomocą protonów o stosunkowo niewielkiej energii. Te protony powstają w wielkiej liczbie jako promienie kanalikowe w rurze próżniowej do wyładowań. Wiązka protonów (rys. 151) pada w punkcie *A* na warstwę *Li*; promienie wysyłane przez tę warstwę wychodzą przez okno umieszczone z boku w ścianie rury i zamknięte bardzo cienką blaszką mikową *C*. W tych warunkach stwierdzamy, że lit wysyła cząstki wytwarzające bardzo jasne scyntylacje na ekranie *B* powleczonym *ZnS*. Jeżeli przyrząd jest połączony z komorą rozprężeń, do której przenikają cząstki, to otrzymujemy tory podobne do torów cząstek  $\alpha$ . Zakładamy, że źródłem emisji tych cząstek jest przemiana, polegająca na tym, że jądro  $^7_3Li$  chwyta cząstkę  $\alpha$ , następnie zaś nietrwałe jądro o masie 8 dzieli się na dwie cząstki  $\alpha$ , z których każda posiada energię zbliżoną do energii cząstek  $\alpha$  *ThC'*. To przypuszczenie zostało potwierdzone w doświadczeniach wykonanych za pomocą licznika proporcjonalnego, co pozwoliło sprawdzić na podstawie zdolności jonizacyjnej, że wysyłane cząstki są to istotnie cząstki  $\alpha$ .

Jeżeli obie cząstki  $\alpha$  są wysyłane symetrycznie względem kierunku protonu, spotykającego jądro *Li* w punkcie *O* (rys. 152), to reakcję jądrową możemy napisać w następujący sposób:



Symbole *Li*, *H* i *He* oznaczają masy atomów, ponieważ liczba elektronów po każdej stronie równania jest jednakowa. Jeżeli  $W_H = 270\text{ ekw}$ , to cząstki  $\alpha$  posiadają 8,4 cm, energia ich zaś wynosi  $17,24 \cdot 10^6\text{ ew}$ . Kładąc  $^7_3Li = 7,018$ ,  $H = 1,0081$ ,  $He = 4,0039$  znajdujemy, że strata



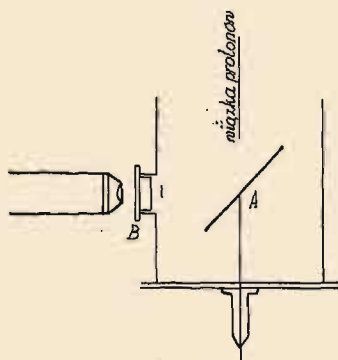
masy przynosi 0,0184<sup>1)</sup> w zgodności z przyrostem energii kinetycznej 16,97.10<sup>6</sup> eV. Ponieważ energia protonów używanych w tym przypadku jest stosunko mała, przeto źródłem energii cząstek  $\alpha$  jest prawie wyłącznie strata masy.

Kąt  $\theta$  (rys. 152) obliczony na podstawie wzoru

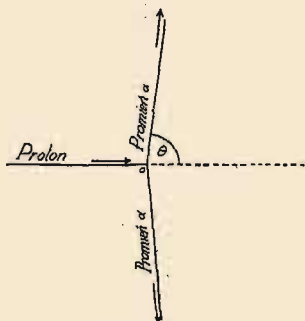
$$M_H v_H = 2M_{He} v_{He} \cos \theta$$

jest zbliżony do 90°, ponieważ pęd dostarczony przez proton jest bardzo mały. Obserwacja cząstek  $\alpha$  wysyłanych pod prostym kątem względem wiązki protonu umożliwia zatem sprawdzenie wzoru reakcji jądrowej.

Jeżeli obserwujemy cząstki wysyłane w innych kierunkach, stwierdzamy, że różnica między energią cząstki  $\alpha$  wybiegającej ku przodowi



Rys. 151.



Rys. 152.

oraz cząstki biegnącej w kierunku wstecznym wzrasta wraz z energią protonu. Emisja cząstek  $\alpha$  parami, w kierunkach prawie dokładnie sobie przeciwnych, została stwierdzona za pomocą metody torów mgiełkowych.

Rys. 153 przedstawia absorpcję cząstek  $\alpha$ , pochodzących z przemiany  $Li$  i wysyłanych pod prostym kątem względem kierunku wiązki protonów, których energia wynosi 450 eV. Widzimy, że cząstki  $\alpha$  tworzą jednorodną grupę o dobrze określonym zasięgu, wynoszącym około 8,5 cm.

Liczba przemian wzrasta szybko wraz z energią protonów, jak to widać na rys. 154<sup>2)</sup>. Jeżeli  $W_H = 10^6$  eV, to względna liczba zderzeń powodujących transmutację wynosi około  $3 \cdot 10^{-7}$ . Jeżeli  $W_H = 250$  eV, stosunek ten wynosi tylko  $10^{-8}$ . Zjawisko może jednak być obserwowane dzięki temu, że umiemy otrzymywać wiązki zawierające bardzo wielką liczbę protonów.

Podczas przemiany  $Li$  spowodowanej zderzeniami protonów powstaje nie tylko wspomiana grupa cząstek  $\alpha$  o wielkiej energii, lecz również

<sup>1)</sup> Według najnowszych oznaczeń ciężarów atomowych na podstawie przemian jądrowych (L. W.).

<sup>2)</sup> Cockcroft i Walton, Lawrence, Livingston, White i Henderson.

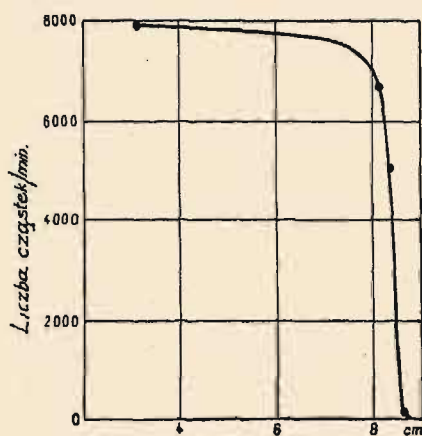
grupy mniejszej energii o zasięgu 11 mm i 6 mm. W tym ostatnim przypadku mamy zapewne do czynienia również z emisją promieni  $\gamma$ .

Przemiana, której towarzyszy emisja cząstek  $\alpha$ , została również zaobserwowana w przypadku boru bombardowanego protonami o energii 150 ekw. Należy przypuszczać, że reakcja jądrowa polega na schwytaniu protonu, wskutek czego powstaje przejściowo jądro  $^{12}_6C$  i następnie zachodzi rozpad tego jądra na 3 cząstki  $\alpha$ .

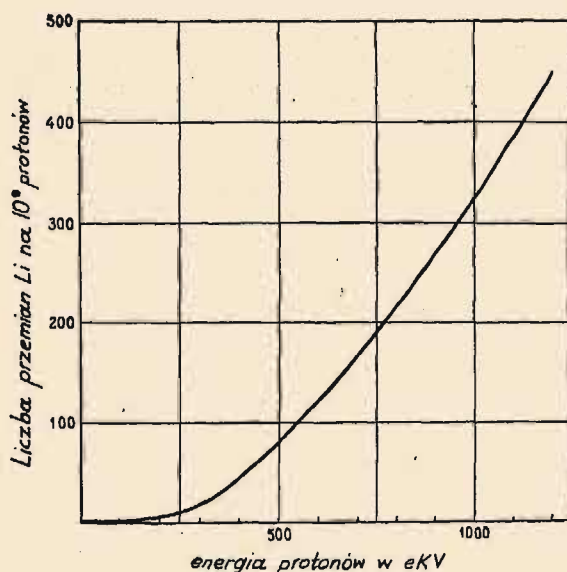
Fluor wysyła również cząstki  $\alpha$  pod działaniem protonów. Jest rzeczą prawdopodobną, że i niektóre inne pierwiastki zachowują się w podobny sposób.

Transmutacja wskutek zderzeń z jądrami  $^2_1H$  (deuteronami). *Lawrence, Livingston* i *White* zdołali osiągnąć transmutację różnych jąder za pomocą jonów drobinowych ( $^1H^2H$ ), o energii zbliżonej do  $2 \cdot 10^6$  ew.

Przemiany tego rodzaju zachodzą m.i. z litem (tabl. XXV, fig. 1) i polegają prawdopodobnie na schwytaniu deuteronu, po czym utworzone

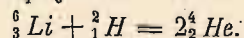


Rys. 153.



Rys. 154

nietrwałe jądro dzieli się na dwie cząstki  $\alpha$ . Cząstki  $\alpha$  powstające w tych warunkach posiadają bardzo wielką prędkość: zasięg 14,5 cm, energia  $12,4 \cdot 10^8$  ew. Reakcja jest następująca:



Pierwiastki *Be* i *N* doznają również przemiany z emisją cząstek  $\alpha$ , przy czym tworzą się zapewne atomy  $^7Li$  i  $^{12}C$ .

Niektóre pierwiastki, bombardowane deuteronami, ulegają przemianie z emisją protonów lub neutronów.