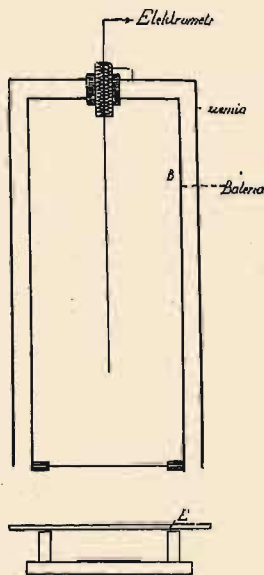


ROZDZIAŁ XIV

PROMIENIE β

§ 82. Badanie promieni β za pomocą metody absorpcji. Współczynnik absorpcji. Grupy.

Promienie β ciał promieniotwórczych są tej samej natury co promienie katodowe; materia, przez którą przechodzą, działa na nie w sposób analogiczny. Absorpcja tych promieni jest przeto zjawiskiem bardzo złożonym. W dawniejszych pracach, mających na celu scharakteryzowanie promieni β różnych radiopierwiastków, posługiwano się tylko badaniem całkowitej absorpcji, zdefiniowanej podobnie jak absorpcja promieni katodowych; sposób ten jest jeszcze obecnie często używany w przypadku, gdy chodzi o rozpoznanie radiopierwiastków.



Rys. 117.

Najprostsza i najczulsza metoda badania absorpcji promieni β polega na wytwarzaniu prądu jonowego w komorze, do której przenikają te promienie bezpośrednio lub poprzez ekrany pochłaniające. Pomiar ten bywa najczęściej dokonywany w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym, w tzw. komorze jonizacyjnej «do promieni przenikliwych» (B, rys. 117). Promienie, wychodzące z płaskiej warstwy substancji promieniotwórczej, przenikają do komory poprzez folię glinową, umieszczoną na dnie komory; pomiędzy źródłem i komorą można umieszczać ekrany pochłaniające E. Zamiast komory można używać elektroskopu, którego jedna ze ścian pochłania

promienie β w bardzo słabym stopniu. Jeżeli źródło wysyła promienie α , ścianka ta musi posiadać dostateczną grubość, aby te promienie zostały całkowicie pochłonięte.

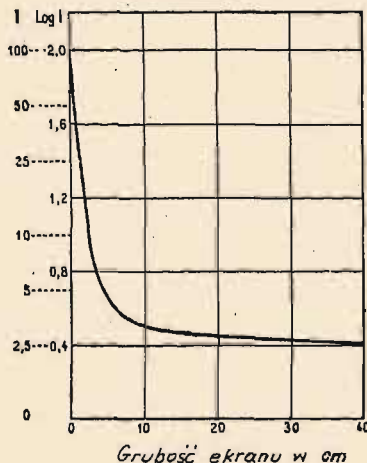
Jeżeli chodzi o otrzymanie możliwie największego efektu, jest rzeczą wskazaną umieszczać źródło blisko komory zostawiając tylko niewielki

odstęp, konieczny dla umieszczania ekranów. Promienie wchodzące do komory nie są zatem równoległe: jest to wiązka promieni, których kierunki wahają się w szerokich granicach. Przyrządy tego typu dają analogiczne krzywe absorpcji, nawet jeżeli ich rozmiary są różne. Zjawisko to tłumaczymy rozproszeniem promieni β w ekranach, rozproszeniem, które odbywa się w sposób podobny do rozproszenia promieni katodowych (patrz § 16). Wiązka pierwotnie równoległa, przechodząca przez materię, ulega szybko rozproszeniu i zamienia się w rozproszone promieniowanie, utworzone z promieni biegnących we wszystkich możliwych kierunkach, zarówno ku przodowi jak i w kierunku wstecznym względem wiązki pierwotnej. W zwykłych warunkach doświadczalnych, np. w opisanym poprzednio urządzeniu, mamy, w przybliżeniu, do czynienia ze stanem zupełnego rozproszenia.

Podobnie jak w przypadku promieni katodowych (patrz § 16) możemy zdefiniować współczynnik absorpcji całkowitej μ i masowy współczynnik absorpcji μ/ρ w następujący sposób:

$$I = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\mu m/\rho s},$$

gdzie I_0 jest to natężenie początkowe, I — natężenie zmierzone po przejściu przez ekran o grubości x , ρ — gęstość materii pochłaniającej, m/s — masa powierzchniowa ekranu. Grubość ekranu L potrzebna do tego, aby natężenie I zmniejszyło się do połowy, wynosi $L = \ln 2/\mu = 0,693/\mu$. Jeżeli źródło wysyła oprócz promieni β również promienie γ , jonizacja wytworzona przez te ostatnie jest stosunkowo niewielka, toteż obecność promieni γ ujawnia się dopiero wtedy, gdy promieniowanie pierwotne, po przejściu przez odpowiednie ekrany, zostało osłabione do małego ułamka wartości początkowej; to pozostałe promieniowanie składa się z promieni znacznie przenikliwszych od promieni β (rys. 118). W tym przypadku należy uwzględnić poprawkę polegającą na tym, że od zmierzonego prądu jonowego odejmuje się ekstrapolowany prąd jonowy, pochodzący od promieni γ . Za pomocą aparatury tego typu co na rys. 117 znajdujemy, że promieniowanie β niektórych radiopierwiastków jest pochłaniane zgodnie z prostym prawem wykładniczym, stosującym się w szerokich granicach natężenia, np. aż do zmniejszenia w stosunku 100:1. W ten sposób są pochłaniane np. promienie β *RaE*, których współczynnik absorpcji cał-



Rys. 118. Absorpcja promieni β i γ cienkościennej rurki zawierającej radon. Ekran z miedzi.

niektórych radiopierwiastków jest pochłaniane zgodnie z prostym prawem wykładniczym, stosującym się w szerokich granicach natężenia, np. aż do zmniejszenia w stosunku 100:1. W ten sposób są pochłaniane np. promienie β *RaE*, których współczynnik absorpcji cał-

kowitej w glinie $\mu = 45 \text{ cm}^{-1}$, $\mu/\rho = 16,9 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Prawo absorpcji promieni β uranu X w glinie może być przedstawione za pomocą sumy dwóch funkcji wykładniczych z bardzo różnymi współczynnikami, $\mu_1 = 18 \text{ cm}^{-1}$ i $\mu_2 = 460 \text{ cm}^{-1}$; co więcej, zdołano dowieść, że promieniowanie to składa się istotnie z dwóch składników różnego pochodzenia: składnik mniej przenikliwy ($\mu_2 = 460$) jest wysyłany przez UX_1 , bardziej przenikliwy zaś, ($\mu_1 = 18$), przez krótkotrwały pierwiastek pochodny UX_2 towarzyszący UX_1 . Tak więc w przytoczonych przypadkach dany radiopierwiastek wysyła promieniowanie β , charakteryzujące się określonym współczynnikiem absorpcji; w przypadku innych radiopierwiastków (RaB , RaC) jest rzeczą konieczną założyć, że promieniowanie składa się z dwóch albo trzech składników, z których każdy posiada określony współczynnik absorpcji. Składniki promieniowania β pochłaniane zgodnie z prawem wykładniczym charakteryzują radiopierwiastki, od których pochodzą; istnieje tu pewna analogia do możliwości rozpoznawania pierwiastka na podstawie zasięgu wysyłanych cząstek α . Ta analogia jest jednak bardzo niedokładna. W istocie cząstki α należące do tej samej grupy posiadają prędkości dokładnie jednakowe, ich widmo magnetyczne zaś jest utworzone z jednego lub kilku prążków. Natomiast promienie β , należące do grupy określonej na podstawie absorpcji wykładniczej, nie są jednorodne pod względem prędkości; analiza promieniowania za pomocą odchylenia magnetycznego wykazuje, że każdej grupie odpowiada nie prążek, lecz szerokie pasmo (§ 84) zbudowane w ten sposób, że średnia prędkość jest tym większa, im współczynnik absorpcji jest mniejszy.

Zgodnie z dzisiejszymi poglądami teoretycznymi wykładnicze prawo pochłaniania naturalnej grupy promieniowania β nie posiada określonego znaczenia. Jak się zdaje, mechanizm absorpcji jest wynikiem współdziałania wielu czynników, z których najważniejsze są to: początkowy rozkład prędkości i przebieg rozproszenia w materii.

Współczynniki absorpcji w glinie naturalnych grup promieni β radiopierwiastków są zestawione w poniższej tablicy¹⁾.

μ w cm^{-1}		μ w cm^{-1}		μ w cm^{-1}		μ w cm^{-1}	
UX_1	460	Ra	312	Pa	126	$MTh1$?
UX_2	18	RaB	890; 80; 13	Ac	?	$MTh2$	40 do 20
UY około 300		$Ra(C + C')$	50; 13	RAc	175	RTh	420
		RaD	5500	AcB	1000	ThB	153
		RaE	45,5	$Ac(C + C'')$	29	$Th(C + C'')$	21,6; 14,4

¹⁾ Podane liczby są zgodne z tablicą stałych promieniotwórczych 1930 r.

Wśród radiopierwiastków znajdujemy zatem składniki promieniowania β , których przenikliwość waha się w bardzo szerokich granicach; natężenie składników najmniej przenikliwych spada, praktycznie biorąc, do zera po przejściu przez ekran, którego grubość wynosi zaledwie 0,1 mm, natomiast dla otrzymania tego samego wyniku ze składnikami najbardziej przenikliwymi potrzebna jest grubość rzędu kilku milimetrów. Przemianie aktynu oraz mezotoru 1 towarzyszy emisja elektronu jądrowego, wszelako nie udało się dotąd wykryć promieniowania β odpowiadającego tej przemianie, zapewne dlatego, że jego przenikliwość jest zbyt mała.

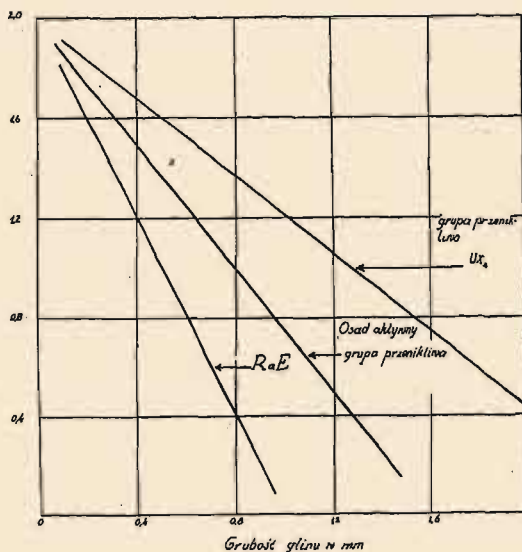
Na rys. 119 jest przedstawiona w glinie absorpcja kilku grup promieni β .

Lenard wykazał, że współczynnik μ/ρ promieni katodowych zmienia się nieznacznie wraz z gęstością ρ materii pochłaniającej. To samo stosuje się do promieni β .

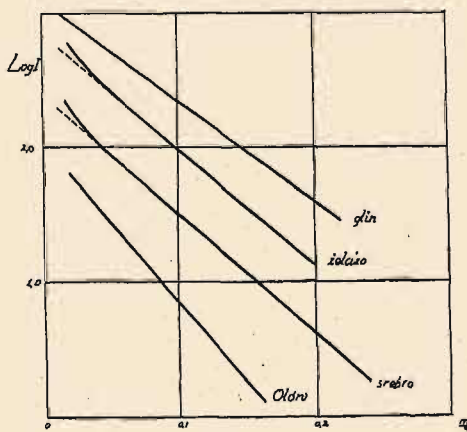
Dokładniejsze badania dowodzą jednak, że μ/ρ jest to funkcja wzrastająca liczby atomowej Z , posiadająca, jak się zdaje, kształt $\mu/\rho = a + bZ$ (G. Fournier); wyraz bZ jest zawsze mniejszy od a , nawet jeżeli Z jest wielkie.

Współczynnik absorpcji w związkach chemicznych obliczony na jedną drobinę równa się w przybliżeniu sumie współczynników absorpcji, charakteryzujących każdy z atomów drobin; prawo to wyraża się wzorem $\mu M/\rho = \sum M_i A_i/\rho_i$ (M — ciężar drobinowy, A — ciężar atomowy, ρ — gęstość); dostrzeżono jednak odstępstwa od tego prawa addytywności (G. Fournier i Guillot).

Krzywe na rys. 120 przedstawiają absorpcję promieni β RaE w glinie i w niektórych innych ciałach. Odcięte są to masy powierzchniowe materii ekranu, rzędne zaś $\log I$ (I — natężenie promieniowania, mierzone za pomocą



Rys. 119.



Rys. 120.

jonizacji). Krzywe mają przebieg prostoliniowy z wyjątkiem szybszego spadku początkowego, który można wytłumaczyć ustalaniem się stanu rozproszenia. Wartość μ można wyliczyć na podstawie nachylenia prostych.

W doświadczeniach wykonanych przy użyciu wąskich równoległych wiązek promieni β , posiadających jednakową prędkość początkową, otrzymujemy krzywe absorpcji, które nie są wykładnicze i odznaczają się tym, że współczynnik absorpcji wzrasta wraz z grubością ekranu; absorpcja wykładnicza nie może być zatem traktowana jako oznaka jednorodności promieni β (*W. Wilson*).

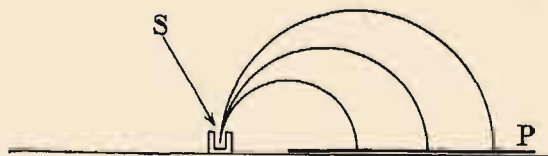
Niektórzy autorowie badali absorpcję promieni β mierząc zamiast prądu jonowego ładunek przenoszony przez promienie. Jeżeli ekrany są ustawione w obu przypadkach w podobny sposób względem źródła i odbiornika, to obie metody dają wyniki analogiczne.

Na ogół można stwierdzić, że przenikliwość promieni β jądrowych, tj. towarzyszących przemianie β , wzrasta wraz ze stałą zaniku pierwiastka, który jest ich źródłem. Tak np. promienie β UX_1 , którego okres wynosi około 24 dni, tworzą grupę znacznie mniej przenikliwą od grupy wysyłanej przez pierwiastek pochodny UX_2 , którego okres jest zbliżony do jednej minuty; nie udało się jednak dotąd wykryć prawa równie dokładnego, jak w przypadku emisji promieni α (prawo *Geigera i Nuttalla*, § 70).

§ 83. Odchylenie magnetyczne i elektryczne. Stosunek e/m i v .

Widma magnetyczne.

Pole magnetyczne lub elektryczne, nawet niezbyt silne, odchyła promienie β ; pierwsze spostrzeżenia dotyczące tego odchylenia były dokonane przez *Giesela*, *Meyera* i *von Schweidlera*, *Becquerela* oraz *Dorna*. *Becquerel* wykazał, że stosunek e/m ładunku do masy promieni β jest tego samego rzędu wielkości, co e/m promieni katodowych. Jedno z do-



Rys. 121.

świadczeń *Becquerela* zostało wykonane w następujący sposób. Odrobinę soli radowej umieszczono w ołowianej kuwecie, postawionej na emulsji kliszy fotograficznej owiniętej czarnym papierem (rys. 121). Promienie

były ograniczone w ten sposób, że tworzyły wiązkę prostopadłą do kliszy. Pole magnetyczne było prostopadłe do płaszczyzny rysunku, promienie β ulegały odchyleniu i padały na kliszę po opisanu torów, mających w przybliżeniu kształt półkola. Na wywołanej kliszy było widoczne rozmyte pasmo, świadczące o tym, że wiązka wychodząca ze



Fig. 1.

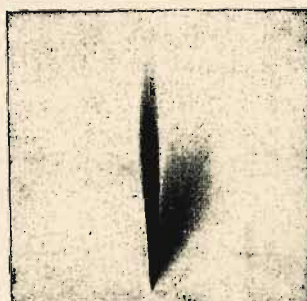


Fig. 2.

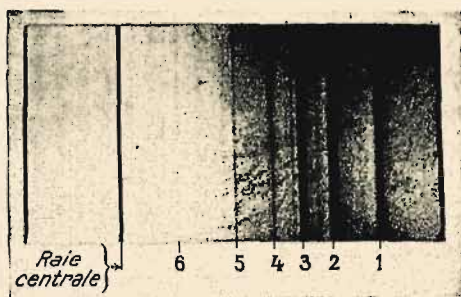


Fig. 3.

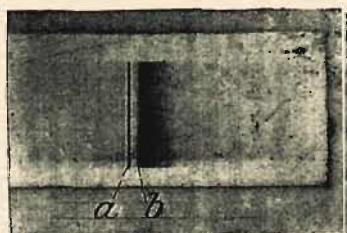


Fig. 4.



Fig. 5.

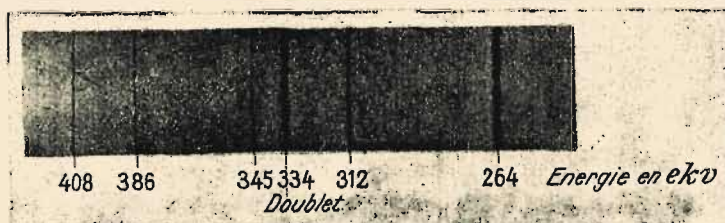


Fig. 6.

Fig. 1. Odchylenie magnetyczne promieni β w związku z ich przenikliwością (*H. Becquerel*).

Fig. 2. Odchylenie magnetyczne promieni β radu. Promienie nie odchylone: α i γ .

Fig. 3. Widmo magnetyczne promieni β $RaB + RaC$. Metoda bezpośrednia (*J. d'Espine*).

	<i>RH</i>	<i>W ekw.</i>		<i>RH</i>	<i>W ekw.</i>
<i>RaB</i> I	1410	153	<i>RaB</i> 4	2256	338
„ II	1677	207	<i>RaC</i> 5	2980	520
„ III	1938	264	„ 6	5904	1334

Fig. 4. Widmo magnetyczne promieni β RaE , metoda bezpośrednia (*J. d'Espine*). a — prążek centralny, b — początek pasma ciągłego aż do $RH = 5800$; $W = 1,3 \cdot 10^5$ ew.

Fig. 5. Widmo magnetyczne promieni β $ThB + ThC$. Metoda ogniskowania (*T. Graf*).

Fig. 6. Widmo magnetyczne promieni β $AcB + AcC$. Metoda ogniskowania (*T. Graf*).

źródła składa się z promieni odchylanych w różnym stopniu. Jeżeli emulsję przykrywamy różnymi ekranami pochłaniającymi (papier, szkło, metal), stwierdzamy, że granica zaczernienia znajduje się w tym większej odległości od źródła, im ekran silniej pochłania promienie. Promienie bardziej przenikliwe są zatem słabiej odchylane, co dowodzi, że posiadają większą prędkość. Na tablicy XV, fig. 1 widzimy odbitkę zdjęcia otrzymanego w ten sposób. Na tablicy XV, fig. 2 przedstawia składniki promieniowania radu, rozdzielone za pomocą pola magnetycznego prostopadłego do początkowego kierunku wiązki; klisza została umieszczona równolegle do tego kierunku. Na zdjęciu widzimy rozmytą odchyloną wiązkę promieni β oraz nie odchyloną wiązkę promieni α i γ ; w istocie pole użyte w doświadczeniu było zbyt słabe, aby spowodować dostrzegalne odchylenie promieni α .

Pierwsze doświadczenia, mające na celu zbadanie czy stosunek e/m zmienia się wraz z prędkością v , zostały wykonane przez *Kaufmanna*, który zastosował metodę skrzyżowanych odchyleń w polu magnetycznym i elektrycznym (§ 14, rys. 34). Odrobina soli radowej stanowiła źródło promieni. Prędkości promieni β są niejednakowe. Różnym wartościom β odpowiadają różne wartości e/m . Odchylone promienie padają na umieszczoną w próżni kliszę, na której powstaje szereg punktów tworzących ciągłą krzywą; współrzędne tej krzywej w płaszczyźnie kliszy są to odchylenia elektryczne i magnetyczne z i y ; każdy zaś jej punkt jest to ślad promieni określonej prędkości. Zależność między z i y , obliczona na podstawie analizy krzywej, dowodzi, że stosunek e/m zmniejsza się, gdy prędkość wzrasta.

Wyniki otrzymane przez *Kaufmanna* były pierwszym doświadczalnym potwierdzeniem teorii, która przypisuje masie m elektronu pochodzenie elektromagnetyczne (§ 33). Późniejsze prace wykonane z większą dokładnością wykazały, że zależność pomiędzy m i β wyraża się wzorem $m = m_0/\sqrt{1 - \beta^2}$, gdzie m_0 jest to masa spoczynkowa¹⁾. Na podstawie tego wzoru można wyznaczyć e/m oraz v za pomocą samego tylko odchylenia magnetycznego (lub tylko elektrycznego). Niechaj będzie R promień toru kołowego opisanego przez cząstkę β w jednorodnym polu magnetycznym H , prostopadłym do kierunku prędkości cząstki. Mamy: $mv/e = RH = m_0 c \beta / e \sqrt{1 - \beta^2}$, gdzie $e/m_0 = 1,76 \cdot 10^7$ j.em.

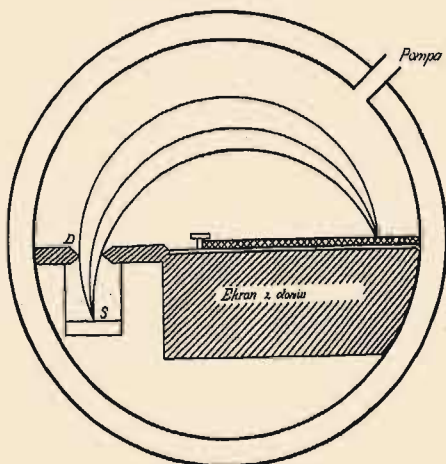
W celu zmierzenia R używa się tych samych metod, co do promieni α , stosuje się jednak znacznie słabsze pola magnetyczne. Tak np. w metodzie odchylenia bezpośredniego (rys. 97 i 98, str. 182 i 183) otrzymujemy w tym samym przyrządzie jednakowe odchylenia promieni α polonu i promieni β , których $\beta = 0,9$, jeżeli w pierwszym przypadku natężenie pola magnetycznego wynosi 10000 oerstedów, w drugim zaś 100 oerstedów.

Metoda ogniskowania, polegająca na tym, że promienie β opisują pół-

¹⁾ Tablica 10 Przypisów zawiera liczbowe wartości $\sqrt{1 - \beta^2}$.

kole w polu magnetycznym, pozwala otrzymywać znacznie większe odchylenia i większą zdolność rozdzielczą, wymaga jednak stosowania silniejszego pola. Istota tej metody została wyjaśniona na str. 183, schemat jest podany na rys. 99, aparatura doświadczalna jest przedstawiona na rys. 122. Przykład: $\beta = 0,9$, $RH = 3502$, $H = 700$ oerstedów, $R = 5$ cm.

W celu uniknięcia komplikacji, wynikających z rozproszenia i straty prędkości promieni, doświadczenia należy wykonywać w dobrej próżni.



Rys. 122.

Obraz otrzymany na kliszy, czyli *widmo magnetyczne* promieni β , składa się z widma ciągłego oraz z oddzielnych prążków.

Cząstka β , której prędkość $v = \beta c$, posiada energię kinetyczną, wyrażoną wzorem:

$$W = m_0 c^2 [1/\sqrt{1-\beta^2} - 1] = eV,$$

gdzie V jest to potencjał równoważny, zdefiniowany podobnie jak potencjał emisji promieni katodowych (§ 15). Na tablicy 7b Przypisów znajdują się wartości RH i V odpowiadające wzrastającym wartościom β .

W widmach magnetycznych, dawanych przez różne radiopierwiastki, widmo ciągłe oraz widmo prążkowe występują z bardzo różnym względnym natężeniem. Tak np. RaE posiada tylko widmo ciągłe; widma składników B i C osadów aktywnych składają się z pasm, na które nakładają się silne i liczne prążki; w widmie radu dostrzegamy tylko trzy prążki. Niektóre zdjęcia widm magnetycznych są podane na tablicy XV.

Niżej podany przybliżony opis widm magnetycznych jest ułożony na podstawie prac wielu badaczy¹⁾ (energia w ekw , RH w $oersted \times cm$, najmocniejsze prążki są oznaczone *, W_m oznacza największą energię, jaką zdołano wykryć w widmie prążkowym danego radiopierwiastka)²⁾.

¹⁾ Danysz, Ellis, O. Hahn, L. Meitner, Black, d'Espine, Yovanovitch, T. Graf i inni.

²⁾ Liczba znanych prążków będzie zapewne wzrastała w miarę stosowania coraz to silniejszych źródeł oraz aparatury bardziej udoskonalonej. Pomiędzy wartościami energii danego prążka, otrzymanymi przez różnych autorów, istnieją rozbieżności dochodzące do 1%. Podane w tablicy prążki zostały wybrane w sposób nieco dowolny, gdyż ocenianie natężeń pozostawia jeszcze wiele do życzenia. W szczególności zostały podane prążki należące do fotoelektronów uwolnionych z pierścienia K wskutek konwersji wewnętrznej głównych grup promieni γ (p. § 94).

UX_1	Pasma położone w okolicy 100 <i>ekw</i> .						
UX_2	Pasma w okolicy 400 <i>ekw</i> i 1300 <i>ekw</i> .						
	3 prążki:	RH	927	1028	1057		
		W	71	86,2	90,7		
Ra	3 prążki:	RH	1037*	1508	1555		
		W	87,6	172	186		
RaB	Pasma ciągnące się od małej energii aż do 650 <i>ekw</i> .						
	Ponad 30 prążków: $W_m = 387,5$.						
	Silne prążki:	RH	658	763	1400*	1666*	1762 1926* 2002 2242
		W	36,7	48,8	150	204 224 260	277 333
RAC	Pasma sięgające poza 3000 <i>ekw</i> . Okolica bardzo słabych pasm i prążków wielkiej prędkości.						
	Ponad 60 prążków: $W_m = 2513$ <i>ekw</i> .						
	Silne prążki	RH	2962*	3252	4840	5253 5873*	6128 7063 8554
		W	514	590	1027 1145 1323	1396 1667	2104
RaD	Pasma sięgające 40 <i>ekw</i> . 5 prążków, z których podane są 3:						
		RH	600	714	738		
		W	30,9	43,3	46,1		
RaE	Pasma położone między 100 i 1300 <i>ekw</i> .						
Pa	12 prążków $W_m = 318$ <i>ekw</i> .						
	Silne prążki	RH	956	1595*	1736	1985	
		W	75,3	190	220	275	
Rac	Okolo 50 prążków: $W_m = 280$ <i>ekw</i> .						
	Silne prążki	RH	534	707,5*	732*	822 1291*	1396 1546 1634
		W	24,6	42,5	45,4 56,7	130,5 150 180	198
AcX	Okolo 20 prążków: $W_m = 251$ <i>ekw</i> .						
	Silne prążki	RH	733	816,5*	1265	1321 1502*	1880
		W	45,5	55,9	126	136 171	251
$Ac(B+C+C')$	Pasma sięgające 1500 <i>ekw</i> ; 14 prążków: $W_m = 737$ <i>ekw</i> .						
	Silne prążki	RH	762	1942*	2153	2242 2245	3796
		W	48,7	264	312 333	334	737
$MTh2$	Pasma sięgające 2050 <i>ekw</i> . Bardzo słabe pasma położone w obszarze wielkich prędkości.						
	Ponad 30 prążków: $W_m = 1537$ <i>ekw</i> .						
	Silne prążki:	RH	688*	700*	796	953 1170 1692	2317 4035
		W	38,1	41,6	53,2 74,9	109 210	352 804
RTh	6 prążków	RH	806	827	891	911 988	1010
		W	54,7	56,7	65,6 68,8	80,1	83,4
ThB	Pasma sięgające 360 <i>ekw</i> ; 20 prążków: $W_m = 296$ <i>ekw</i> .						
	Silne prążki	RH	1107	1386*	1691	1751*	1808
		W	98,3	147,7	209	222	234
$Th(C+C'')$	Pasma sięgające 2300 <i>ekw</i> . Bardzo słabe pasma, położone w obszarze wielkich prędkości.						
	Ponad 50 prążków: $W_m = 2620$ <i>ekw</i> .						
	Silne prążki	RH	537*	653*	1594	1657 2603	2887 10000
		W	24,7	36,2	189	202 422	494 2531

W podanym spisie zostały wskazane oprócz widma ciągłego (pasma) oraz zwykłego widma prążkowego bardzo słabe prążki i pasma, wykryte w widmach *RaC*, *Th(C + C'')* oraz *MTh2*, i odpowiadające energii większej od energii normalnego widma (*Yovanovitch* i *d'Espine*). Ilość promieni β tego typu, przypadających na przemianę jednego atomu, wydaje się bardzo mała w porównaniu z ilością promieni β należących do normalnego widma. Jest rzeczą możliwą, że te promienie odgrywają w promieniotwórczych przemianach podobną rolę, jak cząstki α długiego zasięgu.

W poniższej tablicy są podane wartości *RH* i *W* promieni β bardzo wielkiej prędkości.

<i>RaC</i>		<i>Th (C + C'')</i>		
<i>RH</i>	15000 do 27000	18000;	40000?	
<i>W</i> w <i>ekw</i>	4000 do 7600	4900;	11000?	
<i>MTh2</i>				
<i>RH</i>	10000;	16700;	21000;	28000
<i>W</i> w <i>ekw</i>	2600;	4200;	5900;	8000

Należy zaznaczyć, że promienie β wysyłane przez radiopierwiałki ulegające przemianie α posiadają niewielką energię, nie przekraczającą 300 *ekw*. Promienie β wielkiej energii, osiagającej 3000 *ekw*. w przypadku promieni normalnych (jeszcze więcej zaś w przypadku promieni wyjątkowych), należą do radiopierwiałków, których przemianie towarzyszy emisja jądrowych promieni β .

Widmo magnetyczne promieni β jest zbyt złożone, aby je można było interpretować w prosty sposób. Substancja promieniotwórcza ulegająca przemianie β nie może być scharakteryzowana określoną prędkością wysyłanych jednorodnych promieni β . Widmo prążkowe przypisujemy na ogół wtórnym promieniom β , wysyłanym przez atomy promieniotwórcze pod działaniem promieni γ towarzyszących przemianie (§ 94); te promienie β nie wychodzą z jądra, lecz z otaczających jądro warstw elektronowych. Co się zaś tyczy promieni β pierwotnych, czyli elektronów jądrowych, których emisja jest związana bezpośrednio z przemianą promieniotwórczą, to zgodnie z dzisiejszymi poglądami promienie te tworzą widmo ciągłe, tj. po wyjściu z atomu posiadają prędkości wahające się w szerokich granicach.

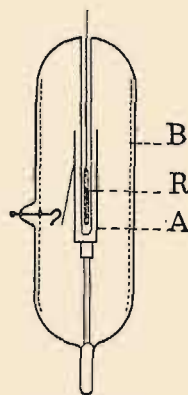
§ 84. Mierzenie ładunku i liczenie cząstek.

Piotr i *Maria Curie* pokazali w następujący sposób, że promienie β radu przenoszą ładunek ujemny. Sól radowa stanowi źródło, z którego wychodzą promienie padające na metalową elektrodę, izolowaną za pomocą cienkiej warstwy parafiny i umieszczoną wewnątrz osłony metalowej, połączonej z ziemią. Grubość parafiny oraz metalu ze strony, z której przybywają promienie, jest dość mała, aby znaczna część pro-

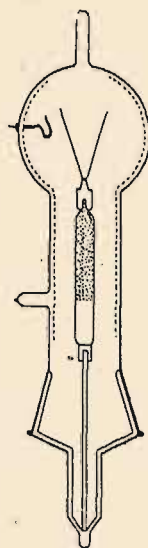
mieni β dosięgała elektrody, gdy tymczasem promienie α są pochłaniane w osłonie. Elektrometr połączony z elektrodą wskazuje w tych warunkach prąd ujemnego ładunku. Jeżeli natomiast sól radowa jest umieszczona w pudełku metalowym, połączonym z elektrometrem i osłoniętym warstwą parafiny, oraz osłoną metalową połączoną z ziemią, to emisja promieni β na zewnątrz sprawia, że elektrometr uzyskuje ładunek dodatni.

Przenoszenie ładunku ujemnego przez cząstki β można uwidocznić za pomocą następującego przyrządu. Zatopiona rurczka z cienkiego szkła zawierająca rad (rys. 123 a) jest umocowana na izolującej podstawie próżnię. Rurczka ładuje się dodatnio wskutek utraty cząstek ujemnych β . Jeżeli przeto dookoła rurczki znajduje się cienka metalowa rurka, do której jest przyklejony listek elektroskopu, listek ten odchyła się wskutek nagromadzania się ładunku i w pewnej chwili dotyka zgiętego drutu połączanego z ziemią i wtopionego w ściankę rurki. Listek wyładowuje się wówczas i opada, po czym ładuje się znowu i porusza się w ten sposób nieustannie tam i z powrotem. Podobne doświadczenie można wykonać umieszczając rurczkę R nie wewnątrz kolby, lecz w rurze wtopionej w ściankę (rys. 123 b). Promienie β wychodzące z rurczki przechodzą przez ścianki otaczającej ją rury i ładują cylindryczną elektrodę A , zaopatrzoną w listek elektroskopowy i umieszczoną na izolującej podstawie wewnątrz opróżnionej kolby; ładunek powodujący odchylenie listka jest w tym przypadku ujemny.

Pomiar ładunku przenoszonego przez wiązkę promieni β pozwala oznaczyć liczbę cząstek w wiązce w założeniu, że ładunek cząstki równa się ładunkowi elementarnemu. Pomiaru tego rodzaju zostały wykonane w ten sposób, że źródło promieni S zostało umieszczone w cienkościennej rurce, stanowiącej centralną elektrodę komory A połączonej z elektrometrem E (rys. 124). Po zrobieniu w komorze dobrej próżni mierzy się prąd wchodzący do elektrometru w zależności od dodatniego lub ujemnego potencjału V elektrody środkowej. Jeżeli próżnia jest bardzo dobra, to jonizacja wytwarzana przez promienie β może być zupełnie zaniedbana; promienie α są pochłonięte w osłonie otaczającej źródło. Istnieją jednak trudności ograniczające dokładność pomiarów w znacznie większym stopniu niż w przypadku promieni α (§ 71): 1° rozróżnianie promieni β wysyłanych przez substancję promieniotwórczą od wtórnych promieni β wychodzących z powierzchni metalowych, na które padają pierwotne promienie β lub towarzyszące im promienie γ ; 2° częściowe



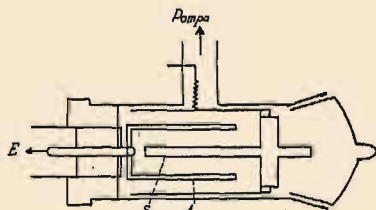
Rys. 123 b.



Rys. 123 a.

pochłanianie oraz rozpraszanie promieni β w osłonie otaczającej źródło lub w samej materii promieniotwórczej, jeżeli grubość tej ostatniej nie jest znikomo mała.

W niektórych doświadczeniach tego rodzaju wyznaczano względną ilość promieni różnych prędkości za pomocą metody opartej na odchyleniu magnetycznym promieni. Do tego celu służy przyrząd podobny do przyrządu przedstawionego na rys. 122, z tą jednak różnicą, że promienie skupiające się w punkcie M nie padają na kliszę, lecz przenikają do puszki Faradaya zaopatrzonej w odpowiednią szczelinę (rys. 125). Ładunek chwytny przez odbiornik pochodzi od cząstek posiadających iloczyn $RH = mv/e$, zawarty między granicami zależnymi od szerokości szczeliny. Jeżeli H zmienia się, do odbiornika prze-

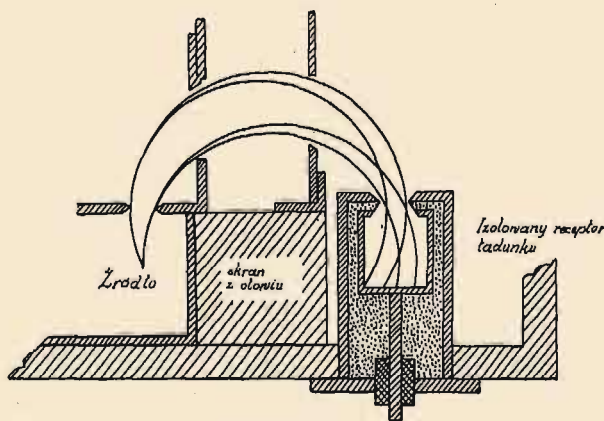


Rys. 124.

nikają kolejne części widma magnetycznego. Jest rzeczą trudną oznaczyć dokładnie liczbę cząstek pochodzenia wtórnego, które trafiają do puszki wraz z właściwymi promieniami β .

Cząstki β podobnie jak cząstki α mogą być liczone drogą wzmocnienia jonizacji. Pomiar jest trudniejszy niż w przypadku promieni α , ponieważ promienie β posiadają mniejszą zdolność jonizacyjną i na ogół większą przenikliwość, z czego wynikają liczne źródła błędów. Można jednak otrzymać krzywą rozkładu prędkości cząstek w przyrządzie podobnym do poprzedniego i przedstawionym schematycznie na rys. 126, w którym kolejne części widma magnetycznego przenikają do licznika igłowego lub licznika Geigera-Müllera. Kształt krzywej przedstawionej na rys. 127 (Chadwick) świadczy o wydatnej roli widma ciągłego w porównaniu z widmem prążkowym.

Jeżeli licznik jest zaopatrzony z przodu i z tyłu w okna przykryte bardzo cienkimi ekranami, to promień β posiadający dostatecznie wielką prędkość może przejść kolejno przez dwa liczniki, umieszczone w pewnej odległości jeden od drugiego. W tym przypadku wyznaczamy liczbę cząstek przechodzących przez dwa liczniki, co pozwala ba-



Rys. 125.

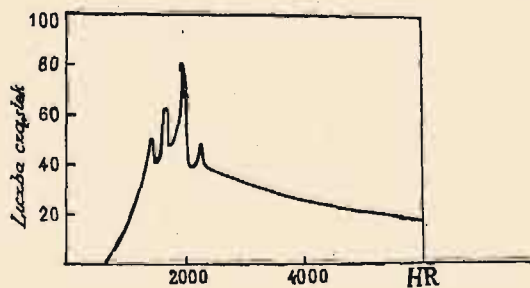
Jeżeli licznik jest zaopatrzony z przodu i z tyłu w okna przykryte bardzo cienkimi ekranami, to promień β posiadający dostatecznie wielką prędkość może przejść kolejno przez dwa liczniki, umieszczone w pewnej odległości jeden od drugiego. W tym przypadku wyznaczamy liczbę cząstek przechodzących przez dwa liczniki, co pozwala ba-

dać kierunek ich prędkości. Jest to tak zwana metoda «koincydencji» (*Bothe*).

Za pomocą opisanych metod zostały wykonane doświadczenia z promieniami β *RaB*, *RaC*, *RaE*, *ThB*, *ThC*. Wyniki prowadzą do wniosku, że każdy z tych radiopierwiastków wysyła cząstki β w liczbie różniącej się nieznacznie od liczby atomów ulegających przemianie.

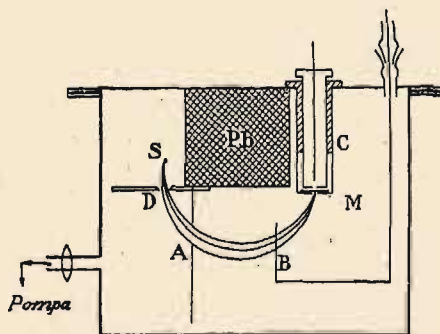
Z punktu widzenia teoretycznego należy założyć, że każdej przemianie atomowej odpowiada emisja jednego elektronu. Z drugiej jednak strony zostało dowiedzione, że promienie γ , wysyłane przez jądro natychmiast po przemianie β , stają się przyczyną emisji fotoelektronów pochodzących z warstw elektronowych, otaczających to jądro (*konwersja wewnętrzna*). Stąd wynika, że wiązka promieni β , wysyłanych przez substancję promieniotwórczą, nie zawierająca żadnych promieni β wtórnych zależnych od obecności obcych atomów, może jednak dostarczyć większej liczby elektronów niżby to wynikało z liczby przeobrażonych atomów; względna ilość tych dodatkowych promieni β , mających źródło w wewnętrznej konwersji pierwotnych promieni γ , jest niezależna od użytej metody doświadczalnej. W przypadku *Ra(B + C)* ilość ta wynosi około 30%.

Metoda torów mgiełkowych. W celu liczenia oraz badania rozkładu prędkości można również posługiwać się metodą fotografowania torów cząstek β w komorze rozprężeń. Prędkość cząstek



Rys. 127.

może być wyznaczona na podstawie pomiaru zasięgu, jeżeli długość tego ostatniego nie przekracza kilku centymetrów. W przypadku większych prędkości wytwarza się pole magnetyczne w kierunku równoległym do osi komory i mierzy się promienie krzywizny torów na zdjęciu stereoskopowym lub na dwóch zdjęciach, otrzymanych w rzucie na dwie różne płaszczyzny. Jeżeli rozporządzamy dostateczną liczbą torów, możemy sporządzić ich statystykę według prędkości lub energii cząstek

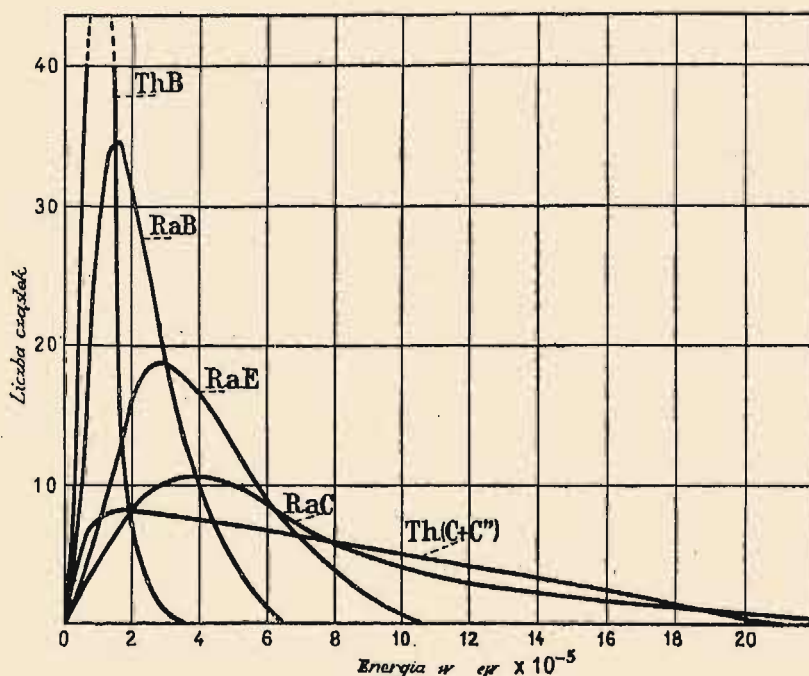


Rys. 126. S—źródło promieni, D i A—diafragmy; C—licznik; M—cienka blaszka z miki zamykająca otwór licznika; PB—blok ołowiany chroniący licznik od promieniowania bezpośredniego; B—ruchomy ekran służący do odcięcia wiązki.

i otrzymać krzywe rozkładu analogiczne do krzywych otrzymywanych za pomocą metod opisanych poprzednio.

Na tablicy XVI, fig. 1 jest przedstawiona wiązka promieni β *RaE*, przenikająca do komory *Wilsona* w postaci wiązki równoległej, rozszczepionej na widmo magnetyczne działaniem pola. Energie fotografowanych cząstek są zawarte pomiędzy 950 *ekw* (cząstki najmniej odchylone) i 166 *ekw* (cząstki najbardziej odchylone).

Budowa widma ciągłego. Krzywa rozkładu energii promieni β w widmach ciągłych, dawanych przez różne pierwiastki, posiada maximum odpowiadające określonej wartości energii oraz spadek po obu stronach maximum, co nadaje krzywej podobieństwo do krzywej błędów. Energia



Rys. 128. Widma ciągłe promieni β .

odpowiadająca maximum wynosi 170 *ekw* w przypadku *RaB*, oraz 400 *ekw* w przypadku *RaC*. Krzywe rozkładu, przedstawione na rys. 128, zostały wykreślone na podstawie pomiaru ładunku (*Gurney*).

Granica widma ciągłego ze strony wielkiej prędkości jest dosyć dobrze określona. Pomiary energii granicznej wykonane za pomocą różnych metod dają wyniki zgodne, co świadczy o tym, że jest to wielkość charakterystyczna dla jądrowego promieniowania β . Ponieważ prążki posiadają na ogół małe natężenie w porównaniu z widmem ciągłym i znajdują się w tym samym obszarze energii, przeto można wyliczyć graniczną wartość energii nie tylko na podstawie fotografii widm

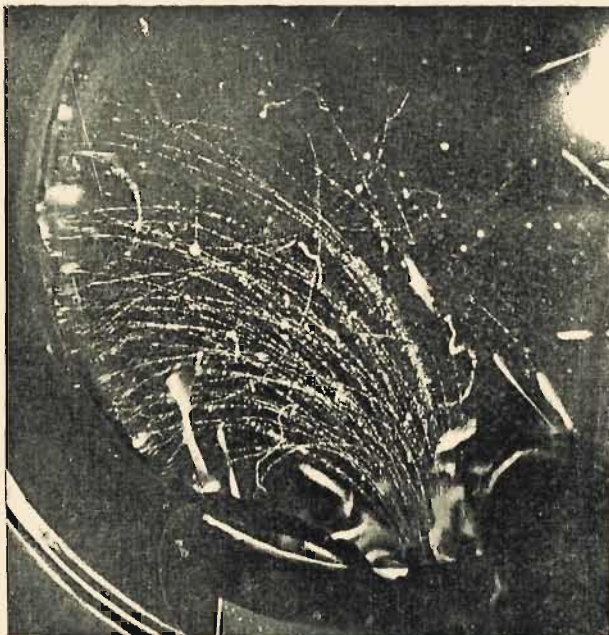


Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

- Fig. 1. Wiązka promieni β *RaE*, pierwotnie równoległa, odchylona i rozproszona w polu magnetycznym (*M. Lecoïn*). Energie zawarte między $0,16 \cdot 10^6$ ew. i $0,95 \cdot 10^6$.
- Fig. 2. Zderzenie między elektronem wielkiej prędkości i elektronem w spoczynku (*F. Joliot*). Fotografia w płaszczyźnie wideł. Kąt między ramionami, 60° . Pole magnetyczne, prostopadłe do torów. Prędkość początkowa $\beta = 0,97$.
- Fig. 3. Zderzenie między powolnym elektronem i elektronem w spoczynku (*Champion*), kąt między ramionami prosty.

magnetycznych oraz krzywych rozkładu, lecz również drogą pomiaru największego zasięgu za pomocą metody jonizacyjnej. Wartości graniczne iloczynu RH oraz energii W , znane w obecnej chwili (na razie z niewielką dokładnością), są podane w następującej tabelicy (RH w $oersted \times cm$, W w ekw)¹⁾.

	RH	W		RH	W		RH	W
UX_1^*	1300	130	AcB^*	3000	500	$MTh2$	8350	2050
UX_2	9250	2300	AcC''	6500	1500	ThB	2350	360
RaB	3500	650				ThC	9000	2250
RaC	12000	3150				ThC''	7500	1800
RaD^*	700	40						
RaE	5800	1300						

Istnieje znaczna niepewność, dotycząca początkowej części widm ciągłych, z powodu licznych zjawisk wtórnych, stanowiących źródła błęd.

Dokładne poznanie budowy widma ciągłego posiada wielkie znaczenie ze względu na trudności związane z interpretacją teoretyczną tego widma (patrz § 114).

§ 85. Strata prędkości w przechodzeniu przez materię. Zasięg. Zdolność jonizacyjna.

W celu zbadania zmiany prędkości promieni β po przejściu przez warstwę materii przykrywamy źródło ekranem z tej materii i wytwarzamy widmo magnetyczne promieni. Jeżeli grubość jest dostatecznie mała, promienie należące do danego prążka widma pierwotnego tworzą nadal prążek ostry, lecz bardziej odchylony od prążka otrzymanego bez ekranu, co świadczy o stracie prędkości. W tych warunkach można zmierzyć dosyć dokładnie zmianę prędkości; ekrany grubsze wytwarzają ponadto coraz to większą niejednorodność grup, co sprawia, że prążki odpowiadające cząstkom zwolnionym posiadają coraz większą szerokość; nie można zatem kontynuować doświadczenia aż do zupełnej utraty prędkości. Zakładamy jednak, że istnieje zasięg cząstek β w materii analogiczny do zasięgu cząstek α , chociaż mniej dokładnie określony.

W celu wyznaczenia zasięgu drogą doświadczalną niektórzy autorowie mierzyli jonizację wytworzoną przez cząstki określonej prędkości, wydzielone z widma magnetycznego i ustawiali ekrany coraz to większej grubości aż do zupełnego zniknięcia jonizacji. Jeżeli zasięg nie przekracza kilku centymetrów, można go zmierzyć za pomocą metody torów mgiełkowych. W celu wyznaczenia zdolności jonizacyjnej jednorodnej wiązki promieni liczymy cząstki zawarte w tej wiązce i mierzymy prąd nasycenia

¹⁾ Liczby podane przez *Chalmersa*, *Sargenta*, *Lecoinea* i innych. Liczby poprzedzone gwiazdką są mniej dokładne od pozostałych.

powstający wskutek częściowej absorpcji wiązki wzdłuż części zasięgu w komorze jonizacyjnej. Możemy również posługiwać się liczeniem kropek wody, utworzonych na torze mgiełkowym.

Badanie promieni β może być traktowane po prostu jako przeniesienie analogicznych badań, wykonywanych z promieniami katodowymi, do dziedziny wielkich prędkości. Podobnie jak w przypadku promieni katodowych, strata prędkości zależy w pierwszym rzędzie tylko od masy powierzchniowej ekranu, w bardzo małym zaś stopniu od jego natury; toteż zasięg wyraża się w dostatecznym przybliżeniu jako graniczna wartość masy powierzchniowej; zależność pomiędzy zasięgiem R i prędkością v lub potencjałem W posiada w obszarze niezbyt wielkich prędkości postać $R \propto v^4$ i $R \propto W^2$. Wraz ze wzrostem prędkości zależność zmienia charakter i jest bardziej zbliżona do proporcjonalności pomiędzy R i W , jeżeli W jest zawarte między 1000 i 3000 *ekw*, tj. β między 0,95 i 0,99. Promienie β , których $W = 3000$ *ekw*, posiadają zasięg w glinie zbliżony do 1,6 *g/cm*²; tej wartości odpowiada grubość glinu wynosząca około 5,5 *mm*. Zakładając, że równe masy powierzchniowe są sobie równoważne, wyliczamy, że zasięg tych promieni w powietrzu pod ciśnieniem normalnym i w temperaturze 15° wynosi 13 metrów. Wartość ta jest zgodna z bezpośrednimi doświadczeniami, z których wynika, że promieniowanie radu badane w odległości kilku metrów od źródła zawiera promienie odchylane przez pole magnetyczne.

W załączonej tablicy są podane zasięgi G cząstek β (na podstawie pomiarów różnych autorów), wyrażone jako masa powierzchniowa (*g/cm*²) i odpowiadające różnym wartościom prędkości $\beta = v/c$. Obok każdej wartości β podano również energię W w elektronowoltach i zasięg R w centymetrach w powietrzu normalnej gęstości. Ze względu na niepewność definicji zasięgu, wartości G i R muszą być traktowane jako z gruba przybliżone.

β	W	G <i>g/cm</i> ²	R <i>cm</i>	β	W	G <i>g/cm</i> ²	R <i>cm</i>
0,10	2,55	0,00005	0,04	0,70	204,7	0,045	37,5
0,20	10,5	0,00027	0,23	0,80	341	0,10	83
0,30	24,7	0,0012	1,0	0,90	662	0,26	217
0,40	46,6	0,0041	3,4	0,95	1127	0,525	437
0,50	79,1	0,0087	7,3	0,98	2058	1,03	860
0,60	127,8	0,0215	17,9	0,99	3114	1,57	1300

Zdolność jonizacyjna promieni β podobnie jak promieni katodowych zmniejsza się wraz ze wzrostem prędkości; nie dąży jednak do zera, lecz raczej do wartości w przybliżeniu niezmiennej. Na następnej tablicy zostały umieszczone niektóre wartości liczby v jonów, wytworzonych w powietrzu na długości 1 *cm* przez cząstkę posiadającą prędkość β i energię W . Liczba v obejmuje zarówno jonizację pierwotną, jak i wtórną (patrz § 16).

W	0,15	2,6	10,5	24,7	46,6	79,1
β	0,024	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
v	7700	2100	1000	400	250	180
W	127,8	204,7	341	662	1127	3114
β	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99
v	130	95	70	50	45	41

Wartość $v = 7700$ jest to maximum zdolności jonizacyjnej, odpowiadające energii wynoszącej około 150 eW.

Energia zużyta na parę jonów wynosi w przybliżeniu 35 ekW, podobnie jak w przypadku promieni α .

§ 86. Teoria przechodzenia cząstek β przez materię.

Teoria przechodzenia cząstek β przez materię napotyka jeszcze większe trudności niż teoria promieni α , ponieważ rozproszenie odgrywa w tym przypadku o wiele większą rolę. W istocie cząstka α , tracąc stopniowo prędkość wskutek spotkań z elektronami zawartymi w materii, zachowuje kierunek ruchu, najczęściej prawie aż do końca zasięgu. Natomiast cząstka β nie tylko traci prędkość w następstwie zderzeń, lecz również ulega odchyleniu. Obraz fotograficzny równoległej wiązki promieni β na kliszy prostopadłej do kierunku wiązki jest ostro, zarysowany i posiada kształt przekroju wiązki, jeżeli na drodze tej ostatniej nie ma żadnego ekranu. Jeżeli jednak ustawiamy w poprzek wiązki i w pewnej odległości od kliszy ekrany posiadające coraz to większą grubość, obraz rozszerza się coraz bardziej, a jego kontury stają się coraz mniej ostre; zdjęcia tego rodzaju świadczą wyraźnie o tym, jak znaczny jest wpływ rozproszenia.

Ten sam efekt jest widoczny na fotografiach torów mgiełkowych, o których już była mowa w rozdziale poświęconym promieniom katodowym (§ 16). Widzimy mianowicie, że tory zakrzywiają się stopniowo wskutek dodawania się małych odchyłeń, znajdujemy również nagłe załamania, świadczące o tym, że cząstka β przebiegła bardzo blisko elektronu lub jądra. Tory bardzo szybkich elektronów są prostolinijne, przynajmniej w granicach drogi przebytej w komorze rozprężeń, w polu zaś magnetycznym prostopadłym do toru posiadają kształt prawidłowych łuków koła (tabl. XVI, fig. 1).

Przyczyną oddziaływania materii na promienie β są siły wywierane przez elektrony i jądra zawarte w materii na cząstki β . Mamy zatem do czynienia z wzajemnym oddziaływaniem dwóch cząstek naładowanych. Stosując prawa mechaniki klasycznej oraz prawo *Coulomba* otrzymujemy wzory podane w § 77, stosujące się do elektronów w założeniu, że można zaniedbać zależność ich masy od prędkości. Wpływ jąder sprowadza się tylko do rozpraszania wiązki. Energia przekazana

jądru jest znikomo mała w porównaniu z energią uzyskaną przez elektrony; te ostatnie powodują zatem stratę prędkości cząstek i zarazem przyczyniają się do ich rozproszenia. W następstwie zderzenia między cząstką β i elektronem, znajdującym się początkowo w spoczynku, elektron zostaje wprawiony w ruch; oba tory po zderzeniu tworzą ramiona wideł. Natomiast w zderzeniu między cząstką β i jądrem powstaje załamanie toru elektronowego. Zderzenia, w których tylko jeden elektron lub jedno jądro powoduje odchylenie cząstki β , są to zderzenia wyjątkowe, podobnie jak w przypadku cząstek α (rozproszenie proste). Stopniowe zakrzywianie się toru jest wynikiem dodawania się małych odchyżeń, pochodzących od licznych cząstek naładowanych (rozproszenie złożone). Strata energii na danym odcinku toru składa się z szeregu wyrazów odpowiadających działaniu poszczególnych elektronów.

W przypadku, gdy musimy wziąć pod uwagę zmienność masy, wzory dotyczące zderzenia dwóch cząstek, podane w § 77, przestają się stosować. Główne zmiany są następujące:

W zderzeniu cząstki β z jądrem pozostającym w spoczynku i wywierającym siły zgodne z prawem *Coulomba*, cząstka β doznaje odchylenia większego niż gdyby jej masa była niezmienna, orbita cząstki jest zniekształcona i może składać się z kilku obiegów dookoła jądra zanim cząstka pobiegnie dalej¹⁾.

W zderzeniu cząstki β z elektronem kąt między ramionami wideł może być różny od prostego. Niech będzie β prędkość cząstki przed zderzeniem, β' i β'' — prędkości obu elektronów po zderzeniu, θ' i θ'' — kąty między końcowymi torami i kierunkiem prędkości początkowej. Stosując zasady zachowania pędu i energii i kładąc $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ otrzymujemy po redukcji równania:

$$\beta\gamma = \beta'\gamma'\cos\theta' + \beta''\gamma''\cos\theta''$$

$$0 = \beta'\gamma'\sin\theta' - \beta''\gamma''\sin\theta''$$

$$\gamma = \gamma' + \gamma'' - 1,$$

które pozwalają wyliczyć niewiadome β' , β'' , θ' , θ'' w zależności od β i od jednej z tych niewiadomych. Rachunek wykazuje, że kąt rozwidlenia $\phi = \theta' + \theta''$ pozostaje prosty, jeżeli po zderzeniu jeden z elektronów ma małą prędkość, jest jednak ostry, jeżeli prędkości po zderzeniu są porównywalne. Pomiedzy kątami θ' i θ'' istnieje zależność $\operatorname{tg}\theta' \operatorname{tg}\theta'' = 2/(\gamma + 1)$.

Najmniejszą wartość ϕ otrzymujemy w zderzeniu symetrycznym, w którym $\theta' = \theta'' = \phi/2$. W tym przypadku mamy:

$$\operatorname{tg}^2(\phi/2) = 2/(\gamma + 1) = 2\sqrt{1-\beta^2}/(1+\sqrt{1-\beta^2}).$$

Wartość ta sprowadza się do jedności, jeżeli β dąży do 0 ($\phi = 90^\circ$) oraz do 0, jeżeli β dąży do 1 ($\phi = 0$).

¹⁾ Porównaj «Radiations from radioactive substances», *Rutherford, Chadwick, Ellis*, strona 224.

Badanie torów mgiełkowych potwierdza te wnioski. Na tablicy XVI, fig. 2 widzimy obraz w przybliżeniu symetrycznego zderzenia elektronów z następującymi wartościami: $\beta = 0,968$, $\beta' = 0,93$, $\beta'' = 0,91$, $\phi = 60^\circ$ (*F. Joliot*). Prędkości zostały wyznaczone na podstawie zakrzywienia torów w polu magnetycznym. Fig. 3 przedstawia zderzenie elektronów stosunkowo małej prędkości, gdzie $\phi = 90^\circ$.

W rozwidleniach tego rodzaju nie ma żadnego sposobu odróżnienia elektronu, który był w ruchu, od elektronu, który pozostawał w spoczynku.

Wartości pędu i energii przed zderzeniem i po zderzeniu są następujące:

$$\begin{aligned} p &= m c \beta \gamma & p' &= m c \beta' \gamma' & p'' &= m c \beta'' \gamma'' \\ W &= m c^2 (\gamma - 1) & W' &= m c^2 (\gamma' - 1) & W'' &= m c^2 (\gamma'' - 1). \end{aligned}$$

Pomiędzy tymi wielkościami istnieją następujące zależności:

$$\begin{aligned} p'/p &= 2 \cos \theta' / (1 + \cos^2 \theta' + \gamma \sin^2 \theta') & W'/W &= 2 \cos^2 \theta' / (1 + \cos^2 \theta' + \gamma \sin^2 \theta') \\ p''/p &= 2 \cos \theta'' / (1 + \cos^2 \theta'' + \gamma \sin^2 \theta'') & W''/W &= 2 \cos^2 \theta'' / (1 + \cos^2 \theta'' + \gamma \sin^2 \theta''), \end{aligned}$$

które w przypadku $\gamma = 1$ przybierają postać znanych nam wzorów, stosujących się do przypadku niezmienniej masy. Poprawka relatywistyczna zmniejsza ilość energii przekazanej w zderzeniu, którego kąt ϕ jest dany.

Kąt ϕ może być wyrażony w zależności tylko od pędów lub tylko od energii w następujący sposób:

$$\begin{aligned} p^2 &= p'^2 + p''^2 + 2p'p'' \cos \phi \\ \cos \phi &= 1 / \sqrt{(1 + 2m c^2 / W')(1 + 2m c^2 / W'')}. \end{aligned}$$

Teoria straty prędkości promieni β , utworzona w zarysie przez *Bohra*, jest podobna do teorii zwalniania promieni α z tą jednak różnicą, że należy uwzględnić poprawkę relatywistyczną, co zresztą nie wprowadza zbyt wielkich zmian liczbowych. Inna jeszcze różnica wynika z tego, że w zagadnieniu promieniowania β nie oblicza się średniej wartości przekazywanej energii, lecz wartość najbardziej prawdopodobną. Wartość ta różni się od wartości średniej, ponieważ jest w większym stopniu zależna od możliwości wielkich strat energii w zderzeniach, odpowiadających małym wartościom parametru b . Podobnie jak w przypadku promieni α , zagadnienie było traktowane najpierw w przybliżeniu, za pomocą mechaniki klasycznej, a następnie z większą dokładnością, za pomocą metod mechaniki falowej (*Bethe, Möller*). Zgodność z doświadczeniem jest gorsza niż w przypadku promieni α .

Zgodnie z teoriami straty prędkości powinien istnieć przybliżony związek pomiędzy iloczynem RH i prędkością β :

$$\beta^3 \Delta(RH) / \delta = \text{Const},$$

gdzie $\Delta(RH)$ jest to wartość, o którą zmniejsza się iloczyn RH po przejściu promieni przez warstwę o masie powierzchniowej δ . Biorąc rzeczy dokładniej, wyraz $\beta^3 \Delta(RH)/\delta$ powinien powoli wzrastać wraz z β , co znajduje potwierdzenie w doświadczeniu.

Zasięg G promieni β , tj. graniczna wartość masy powierzchniowej, wyraża się w teorii *Bohra* wzorem:

$$G = S[(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} + (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 2],$$

gdzie S jest to czynnik malejący powoli wraz ze wzrostem β . Zasięgi wyznaczone drogą badania granicy jonizacji zmieniają się w zależności od β zgodnie z powyższym wzorem, ich wartość bezwzględna jest jednak mniejsza od wartości obliczonej na podstawie doświadczeń, w których mierzy się stratę prędkości.

Ponieważ w jednostce masy dowolnej substancji znajduje się w przybliżeniu jednakowa liczba elektronów i ponieważ energia wiązania tych elektronów odgrywa tym mniejszą rolę, im prędkość cząstek β jest większa, przeto cząstki β (lub promienie katodowe) posiadające dostatecznie wielką prędkość, np. $\beta > 0,3$, doznają w przybliżeniu jednakowej straty prędkości i posiadają jednakowy zasięg w ekranach równoważnych, tj. posiadających jednakową masę powierzchniową. Natomiast zasięg cząstek α wyrażony jako masa powierzchniowa wzrasta wraz z ciężarem atomowym absorbenta (por. § 68), co jest zrozumiałe, ponieważ prędkość cząstek α jest mniejsza od $c/10$ i wskutek tego elektrony silnie związane wytwarzają mniejszą absorpcję od elektronów słabo związanych. Niektórzy autorowie stwierdzili, że podobny, lecz znacznie słabiej zaznaczony wzrost istnieje również w przypadku promieni β .

Zdolność jonizacyjna cząstek β może być ujęta teoretycznie w sposób podobny jak zdolność jonizacyjna promieni α . Wzór teorii klasycznej dotyczący jonizacji pierwotnej, otrzymany w założeniu, że można zaniedbać zmienność masy, jest następujący:

$$q = 2\pi ne^4/mv^2 \times \sum n_i \left(\frac{1}{W_i} - \frac{2}{m v^2} \right) \quad (\text{p. § 77}).$$

Zgodnie z tym wzorem zdolność jonizacyjna przechodzi najpierw przez maximum, następnie zaś, gdy prędkość jest tak wielka, że energia jonizacji stanowi drobny ułamek energii kinetycznej cząstki β (wystarczy, aby ta energia przekraczała kilka tysięcy eW), zmniejsza się odwrotnie proporcjonalnie do v^2 . Ten wynik pozostaje słuszny, jeżeli uzupełniamy wzór w ten sposób, aby obejmował również jonizację wtórną. Według *Bohra* poprawka wynikająca ze zmienności masy, jest nieznaczna. Doświadczenie potwierdza przybliżoną niezmiennność iloczynu $\beta^2 Q$ (Q —całkowita zdolność jonizacyjna) (por. § 77), podobnie jak rząd wielkości Q , wynikający z teorii; wszelako teoria nie daje jeszcze bezwzględnych wartości Q w zgodności z doświadczeniem.

§ 87. O d s k o k β .

W skutek odskoku towarzyszącego emisji promieni β atomy mogą oddzielać się od podłoża. Jest jednak rzeczą znacznie trudniejszą okazać to zjawisko niż odskok towarzyszący promieniowaniu α (§ 76), ponieważ pęd i energia cząstki β są na ogół znacznie mniejsze od pędu i energii cząstki α . W istocie wspominaliśmy, że atom RaB zdobywa w chwili powstania prędkość rzędu $3 \cdot 10^7$ cm/sek. Natomiast promienie β wysyłane w przemianie $RaB \rightarrow RaC$ dają szerokie widmo magnetyczne, którego górna granica odpowiada w przybliżeniu $\beta = 0,9$. Nawet w przypadku tych najszybszych cząstek prędkość v odrzucanych atomów RaC przekracza tylko nieznacznie 10^5 cm/sek, jak to wynika z zastosowania zasady zachowania pędu:

$$Mv = m\beta c / \sqrt{1 - \beta^2},$$

gdzie m jest to masa spoczynkowa elektronu, c — prędkość światła, M — masa utworzonego atomu, wynosząca 214 jednostek masy atomowej. Widzimy zatem, że odrzucane atomy posiadają najczęściej początkową prędkość tego samego rzędu wielkości, co prędkość ruchów cieplnych, lub nieco większą. W tych warunkach zasięg tych atomów jest na ogół niezmiernie mały i dostrzegalny tylko w gazach pod bardzo niskim ciśnieniem.

Staranne doświadczenia wykonane w próżni pozwoliły uwidocznić odskok RaC w przemianie RaB i odskok ThC w przemianie ThB (Wertheinstein, Muszkat, Donat i Philipp i inni). Na ogół udaje się zebrać tylko nieznaczłą część całkowitej liczby atomów, których prędkości początkowe są skierowane od źródła na zewnątrz. Wydajność (kilka procentów) jest zależna od warunków doświadczalnych; można ją powiększyć używając jako źródła niezmiernie cienkiej warstwy promieniotwórczej, złożonej na szlachetnym metalu i zbierając atomy na odbiorniku utrzymywanym w niskiej temperaturze.

Szczególną uwagę należy zwrócić na doświadczenia dotyczące odskoku RaC' w przemianie RaC , wykonane przez Jacobsena w celu wyznaczenia stałej zaniku λ RaC' . Wiązka atomów RaC' , wybiegających ze źródła S , obejmuje kierunki zbliżone do kierunku osi x -ów. Liczba tych atomów, ulegających przemianie w warstewce dx wiązki w odległości x od źródła, jest proporcjonalna do funkcji wykładniczej $e^{-\lambda x/v}$, gdzie v jest to prędkość odskoku. Liczymy scyntylacje wytworzone przez cząstki α RaC' , pochodzące od kolejnych warstw wiązki i wysyłane w kierunku prostopadłym do tej ostatniej, i wyznaczamy λ , obierając na v najbardziej prawdopodobną wartość prędkości odskoku (Jacobsen, Barton, Joliot). Ta metoda daje na okres RaC' wartość zbliżoną do $3 \cdot 10^{-6}$ sek. Natomiast okres życia ThC' jest zbyt krótki, aby było możliwe zmierzyć go w ten sposób. Ta metoda nie jest jednak wolna od zarzutów, wynikających z tego, że prędkość wyrzucanych atomów jest tego samego rzędu wielkości, co prędkość ruchów cieplnych.

§ 88. Oznaczanie substancji promieniotwórczych za pomocą promieniowania β .

Ponieważ w zwykłych warunkach promienie β nie są całkowicie pochłaniane w powietrzu zawartym w komorze jonizacyjnej, przeto wartość zmierzonego prądu zależy od rozmiarów komory i od położenia źródła, np. od tego czy źródło znajduje się w komorze, czy na zewnątrz. W tym ostatnim, najczęstszym przypadku mamy zazwyczaj do czynienia z urządzeniem podobnym do przedstawionego na rysunku 117; źródło może być umieszczone w mniejszej lub większej odległości od komory. Co się tyczy pochłaniania promieni β w samej materii promieniotwórczej, to należy tu uczynić zastrzeżenia podobne do tych, o których była mowa w § 74, traktującym o oznaczaniu radiopierwiastków za pomocą promieni α ; błędy wynikające z absorpcji są tym mniejsze im promienie są bardziej przenikliwe, na ogół zresztą nie jest rzeczą trudną wprowadzić poprawki dla usunięcia tych błędów. Jeżeli warstwa promieniotwórcza jest bardzo cienka, to odbicie promieni β od podłoża może wpływać na wyniki w stopniu zależnym od natury tego ostatniego. Podajemy kilka przykładów oznaczeń dokonywanych za pomocą promieni β .

Uran X. W celu porównywania koncentracji uranu X w związkach uranowych, mierzymy prąd jonowy wytworzony w komorze jonizacyjnej (rys. 117) przez preparat, umieszczony w niezmienniej odległości od źródła. We wszystkich doświadczeniach używa się jednakowej ilości określonego związku uranu, złożonego na płytce z określonego materiału, oraz jednakowego ekranu glinowego, zamykającego komorę. Na podstawie ilości U można obliczyć w atomach lub w gramach ilość UX , odpowiadającą równowadze z \bar{U} . Pomiar porównawczy daje przeto ilość UX w preparacie nie spełniającym warunku równowagi, w założeniu, że wzajemny stosunek składników UX jest normalny.

Rad D i rad E. W podobny sposób jak poprzednio, można wyznaczyć zawartość RaE w związkach radioołowiu. Jeżeli RaE pozostaje w równowadze z RaD , otrzymujemy w ten sposób oznaczenie względnej ilości RaD . Jeżeli istnieje również równowaga z Po , możemy oddzielić ten radiopierwiastek i oznaczyć bezpośrednio jego ilość w milicurie lub w gramach; w ten sposób przechodzimy od wartości względnych do bezwzględnych, mianowicie danemu pomiarowi promieniowania β możemy podporządkować ilość RaE lub RaD w milicurie lub w gramach.

Aktywn. Preparaty $La + Ac$ umieszcza się w kuwecie przykrytej szczelnie bardzo cienką blaszką miedziową lub glinową dla zabezpieczenia się od wydzielania aktywności i mierzy się najbardziej przenikliwe promieniowanie β , pochodzące od osadu aktywnego. Pomiar daje względne ilości Ac i pierwiastków pochodnych. W celu obliczenia na tej podstawie liczby atomów zanikających w jednostce czasu, wykonywamy cechowanie polegające na tym, że mierzy się całkowitą jonizację I_α , wytworzoną przez promienie α aktywnego osadu Ac , oraz jonizację I_β , wytworzoną przez promieniowanie β tego osadu w komorze użytej poprzednio do oznaczania ilości Ac . To cechowanie oraz znajomość stałej zaniku aktywności wystarcza dla oznaczania ilości Ac w gramach. Zamiast stałej zaniku aktywności można również posługiwać się stosunkiem między liczbami ato-

mów Ra i Ac , ulegających przemianie w jednostce czasu w tym samym mineralu uranowym (stosunek rozgałęzienia, patrz § 131).

Wyznaczając stosunek I_β do I_α musimy pamiętać o tym, że stosunek ilości AcC' i AcC jest różny w przypadku, gdy te ciała pozostają w równowadze przejściowej z AcB i w przypadku, gdy istnieje prawdziwa równowaga promieniotwórcza z aktynem (§ 133).
