

ROZDZIAŁ XV

P R O M I E N I E γ

§ 89. Badanie promieni γ na podstawie absorpcji w materii. Grupy. Współczynnik absorpcji. Współczynnik rozproszenia.

Promienie γ zostały odkryte przez *Villarda*, który zauważył, że promienie radu padające skośnie na paczkę klisz fotograficznych zaczerniają wszystkie klisze w ten sposób, że wiązka ograniczona diafragmą w materiale stosownej grubości daje obraz ostro zarysowany. W ten sposób została zdefiniowana po raz pierwszy wiązka promieni γ .

Promienie γ są tej samej natury co promienie X ; ich długość fali λ została zmierzona za pomocą tych samych metod (§ 25 i 29).

Jeżeli między źródłem promieni i elektroskopem (rys. 117, str. 228) ustawiamy kolejno ekrany, tworzące coraz to grubszą warstwę materii pochłaniającej, to najpierw ulegają pochłonięciu promienie β (rys. 118, str. 229). W miarę znikania tych promieni współczynnik absorpcji zmniejsza się raptownie; gdy grubość materii jest dostatecznie wielka, np. gdy jest to płytką z ołowiu grubości co najmniej 1 mm, wówczas obserwowany współczynnik absorpcji należy do promieni γ . Ponieważ te promienie są na ogół niejednorodne, przeto wskutek filtrowania, tj. ustawiania coraz grubszych ekranów, stają się coraz bardziej przenikliwe. Za pomocą silnych źródeł i czułych przyrządów dostrzegamy jonizujące działanie promieni γ radu po przejściu przez 20 cm lub więcej ołowiu. Przechodząc przez ciało ludzkie promienie te rozświecają w sposób widoczny ekran z platynocyjanku baru. Całkowity współczynnik absorpcji μ promieni γ , zdefiniowany podobnie jak w przypadku promieni X (§ 24), jest w przybliżeniu proporcjonalny do gęstości ρ materii pochłaniającej; biorąc jednak rzeczy dokładniej, współczynnik masowy $\frac{\mu}{\rho}$ jest zależny, chociaż w bardzo nieznacznym stopniu, od ciężaru atomowego.

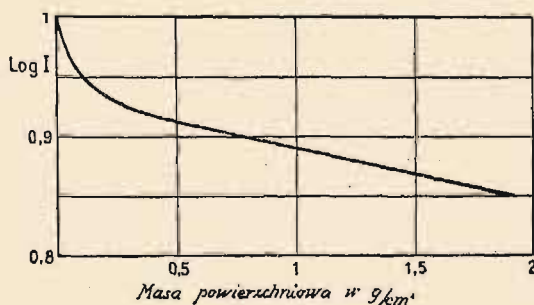
Oprócz promieni γ bardzo przenikliwych substancje promieniotwórcze wysyłają również stosunkowo «miękkie» promienie γ . Dla wykrycia tych ostatnich jest rzeczą konieczną zastosować urządzenie, w którym

promienie β zostają odchylone w polu magnetycznym, promienie α zaś są pochłaniane przez cienki ekran (rys. 129). Rys. 130 przedstawia krzywą absorpcji niejednorodnych promieni γ , wysyłanych przez aktyn w równowadze z pierwiastkami pochodnymi.

Na podstawie absorpcji możemy traktować promieniowanie γ różnych radiopierwiastków jako złożone na ogół z niewielkiej liczby grup, z których każda jest pochłaniana zgodnie z prawem wykładniczym. Wartości współczynników otrzymane doświadczalnie zależą nieco od użytej metody, rozkład na grupy jest również w pewnym stopniu dowolny, niemniej jednak grupy promieni γ wykrywane za pomocą pomiarów absorpcji mogą służyć do charakteryzowania radiopierwiastka. Niżej umieszczona tablica (str. 252) zawiera wartości μ w glinie dla promieni różnych radiopierwiastków¹⁾. Współczynniki są umieszczone w 4 kolumnach, uszeregowanych według ich rzędu wielkości. W przypadku ołowiu podany jest tylko współczynnik pochłaniania najbardziej przenikliwej grupy.

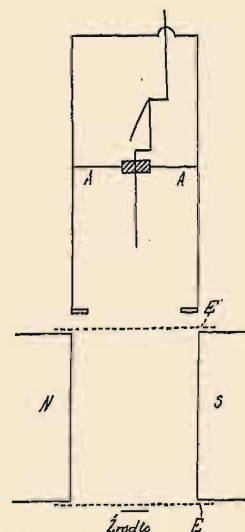
Porównyując współczynniki absorpcji w glinie z analogicznymi współczynnikami, otrzymywanymi w przypadku promieni X o znanej długości fali, stwierdzamy, że grupy należące do trzech pierwszych kolumn mogłyby być traktowane jako serie M , L , K danych radiopierwiastków, natomiast grupom kolumny czwartej musimy przypisać większe częstości, co świadczy o jądrowym pochodzeniu tych składników. Jak jednak zobaczymy w następstwie, również niektóre grupy promieni γ małej częstości są pochodzenia jądrowego.

Najbardziej przenikliwe grupy promieni γ należą do $Ra(C+C'')$, do $MTh2$ i do $Th(C+C'')$. Współczynniki μ w ołowiu, wynoszące



Rys. 130.

¹⁾ Wartości μ_{Al} różnią się tylko w niektórych szczegółach od liczb podanych w tablicy stałych promieniotwórczości z r. 1930.



Rys. 129. N, S —bieguny elektromagnesu. E lub E' —położenia ekranów. A —komora jonizacyjna.

mu 0,5, odpowiada grubość potrzebna do zmniejszenia do połowy $L = 0,693/0,5 = 1,4 \text{ cm}$. Natomiast najmniejszy składnik promieniowania γ jonu jest pochłaniany do połowy przez warstwę glinu, której grubość wynosi tylko 6,4 mikronów.

Dla dokładniejszego przedstawienia absorpcji promie-

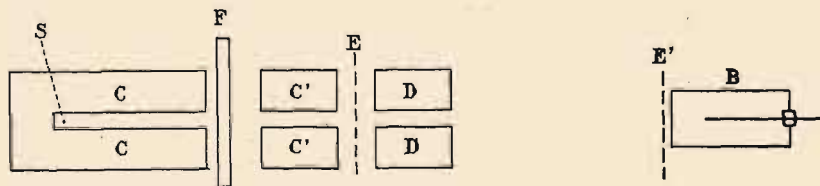
	$\mu \text{ cm}^{-1}$ w <i>Al</i>				$\mu \text{ cm}^{-1}$ w <i>Pb</i>
	I	II	III	IV	
<i>UX</i> ₁		24	0,7		2,3
<i>UX</i> ₂				0,14	0,72
<i>Io</i>	1088	22,7	0,41		
<i>Ra</i>	354	16,3		0,27	
<i>RaB</i>	230	40	0,57		1,5
<i>RaC</i> + <i>RaC''</i> . .				0,23; 0,12	0,53
<i>RaD</i>		45	1,17		
<i>RaE</i>				0,24	
<i>Po</i>	2700	46		bardzo mały	0,96
<i>RAc</i>		25		0,29	
<i>AcB</i>	120	31	0,45		
<i>AcC</i> + <i>AcC''</i> . .				0,20	0,86
<i>MTh2</i>		26		0,12	0,62
<i>ThB</i>	160	32	0,36		
<i>ThC</i> + <i>ThC''</i> . .				0,096	0,46

ni γ należy rozróżniać podobnie jak w przypadku promieni *X* absorpcję rzeczywistą oraz rozproszenie (por. § 24, 30). Kładziemy:

$$\mu = \tau + \sigma,$$

gdzie τ jest to współczynnik absorpcji fotoelektrycznej, σ zaś współczynnik rozpraszania. Istnieją metody doświadczalne, służące do wyznaczania udziału obu współczynników w obserwowanym zmniejszaniu się natężenia oraz do porównywania absorpcji promieni γ z absorpcją promieni *X* (*Kohlrausch*, *Ahmad* i *Stoner*, i inni).

Schemat urządzenia doświadczalnego (rys. 131). Wiązka wychodząca ze źródła *S*, określona za pomocą kanałów w blokach ołowowych *C* i *C'*, między którymi znajduje się ekran ołowowy *F*, przenika do komory jonizacyjnej *B* po przejściu przez diafragmę w płycie ołowowej *D*. Ekrany pochłaniające umieszczamy w *E* lub w *E'*. W położeniu *E'* komora otrzymuje stosunkowo więcej promieniowania rozproszonego



Rys. 131.

przez ekran niż w położeniu *E*, natomiast udział absorpcji fotoelektrycznej jest w obu przypadkach jednakowy. Umieszczając ekran w *E*, wyznaczamy w przybliżeniu μ ; umieszczając ekran w *E'*, wyznaczamy w przybliżeniu τ .

Fotoelektryczna absorpcja masowa promieni X , zbadana w okolicy $\lambda > 100 j.X$ ¹⁾, stosuje się do prawa *Bragga i Peirce'a* $\tau A/\rho = aZ^4\lambda^3$, gdzie Z jest to liczba atomowa, A — ciężar atomowy, λ — długość fali, a — stały współczynnik, którego wartość zmienia się nagle, kiedy λ przechodzi przez wartość odpowiadającą jednemu z poziomów pochłaniającego atomu²⁾. Jeżeli promienie γ posiadają częstość większą od częstości poziomów K (1,56 *ekw.* w *Al*, 87,8 *ekw.* w *Pb*), to nie obserwujemy żadnej nieciągłości w przebiegu absorpcji; w tym przypadku mamy, jak to wynika z praw absorpcji promieni X , $a = 1,36 \cdot 10^{-2}$, skąd wynika, że $\tau/\mu = 14,4\lambda^3$ w glinie i $3000\lambda^3$ w ołowiu (λ w jednostkach \AA). Doświadczenie wykazuje, że absorpcja fotoelektryczna promieni γ zmienia się w zależności od Z w ten sam sposób, co absorpcja promieni X , o ile długość fali nie jest zbyt mała, np. większa od $100 j.X$. Natomiast zależność τ od λ jest zupełnie inna w przedziale zawartym między $100 j.X$ i $10 j.X$. Możemy wyznaczyć w przybliżeniu współczynnik τ w ołowiu porównyując absorpcję całkowitą $\tau + \sigma$ w *Pb* i w *Al* w przypadku, gdy λ jest dostatecznie małe, aby można było zaniedbać τ w *Al* i założyć, że σ jest proporcjonalne do liczby elektronów w jednostce objętości. Długość fali użytego promieniowania można wyliczyć na podstawie wartości σ_{Al} , jak to będzie wyjaśnione w dalszym ciągu. Istnieje również wzór empiryczny, wyrażający zależność τ od λ . Taki wzór podał *Gray*.

$$\log \tau_{pb} = 3,65 + \log \lambda + 0,48 (\log \lambda)^2: \quad \lambda \text{ w } j.X (\lambda > 100 j.X).$$

Jeżeli λ wynosi w przybliżeniu $10 j.X$, należy wzór ten uzupełnić wyrazem dodatkowym. Poprawiony w ten sposób wzór można stosować do obliczania τ nawet w przedziale $\lambda < 10 j.X$.

Zgodnie z teorią *Comptona* (por. § 30) współczynnik σ promieni γ wielkiej częstości nie może być obliczany na podstawie prawa *J. J. Thomsona*, zgodnie z którym wartość σ/ρ jest niezależna od długości fali i wynosi w przybliżeniu 0,2; mianowicie ten współczynnik zmniejsza się wraz z długością fali, zresztą znacznie wolniej niż współczynnik absorpcji rzeczywistej. Współczynnik σ składa się z dwóch wyrazów, z których pierwszy wyraża rozproszenie energii w postaci promieniowania, drugi zaś odpowiada energii przekazanej elektronom w zjawisku *Comptona* $\sigma = \sigma_s + \sigma_a$. Według *Comptona* powinniśmy mieć $\sigma = \sigma_0/(1 + 2\alpha)$, gdzie σ_0 jest to współczynnik *J. J. Thomsona*, $\alpha = h\nu/mc^2 = h/mc\lambda$ (h — stała *Plancka*, ν — częstość promieniowania, m — masa spoczynkowa elektronu, c — prędkość światła, λ — długość fali). Otrzymany w ostatnich czasach wzór *Kleina i Nishiny*, wyprowadzony na podstawie mechaniki falowej,

¹⁾ Jednostka $j.X$ równa się 10^{-11} cm.

²⁾ Według niektórych autorów wykładnik przy λ jest bardziej zbliżony do 2,92, prawo zaś *Bragga i Peirce'a* nie stosuje się dokładnie.

wyraża inną zależność σ od λ , mianowicie powolniejszy spadek. Wzór ten jest następujący:

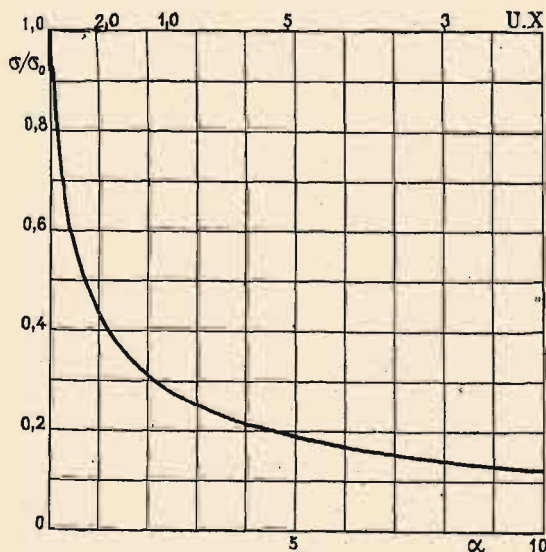
$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_0 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\},$$

$$\sigma_s = \frac{3}{8} \sigma_0 \left[\frac{1}{\alpha^3} \ln(1+2\alpha) + \frac{2(1+\alpha)(2\alpha^2-2\alpha-1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} \right].$$

Ponieważ σ posiada postać $\sigma_0 f(\alpha)$ i ponieważ σ_0 jest proporcjonalne do liczby elektronów n w jednostce objętości rozpraszającej materii, przeto przyjęto definiować dla każdej substancji elektronowy współczynnik rozpraszania $\sigma_e = \sigma/n$. Jeżeli promienie γ wielkiej częstotliwości są rozpraszane przez lekkie atomy zawierające tylko słabo związane elektrony, to można przyjąć, że wszystkie elektrony rozpraszają promieniowanie w jednakowym stopniu. Klasyczna wartość σ_0/n wynosi $6,57 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$, $\sigma_0/\rho = 0,40 \text{ Z/A}$ (§ 30).

Krzywa na rys. 132 przedstawia stosunek σ/σ_0 w zależności od α , zgodnie z wzorem *Kleina* i *Nishiny*. $\alpha = 1$ znaczy, że energia wynosi $5,11 \cdot 10^5 \text{ ew}$.

Rozkład kierunków promieniowania rozproszonego różni się od rozkładu obliczonego na podstawie teorii klasycznej: promieniowanie wielkiej częstotliwości ulega rozproszeniu przeważnie ku przodowi, natomiast natężenie promieniowania rozproszonego w kierunkach wstecznych lub prostopadle do wiązki jest w przypadku promieni bardzo przenikliwych zbliżone do zera. Podobnie zmienia się wraz z częstotliwością promieni γ rozkład kierunków elektronów *Comptona*. Rozkład ten posiada maximum w kierunku tym bardziej zbliżonym do kierunku wiązki pierwotnej, im częstota promieniowania jest większa (por. § 30, rys. 55).



Rys. 132.

Zmiana długości fali promieni γ w zjawisku *Comptona* jest bardzo znaczna. Przypominamy, że $\lambda = \lambda_0 + 0,0242(1 - \cos \theta)$; (w \AA), gdzie θ jest to kąt między kierunkiem wiązki rozproszonej i wiązki pierwotnej (§ 30). Tak np. rozproszenie promieni γ *RaC*, których długość fali jest zawarta między

...

6 i 20 $j.X$, przebiega w ten sposób, że długość fali wiązki rozproszonej pod kątem $\theta = 90^\circ$ jest większa od podwójnej wartości pierwotnej.

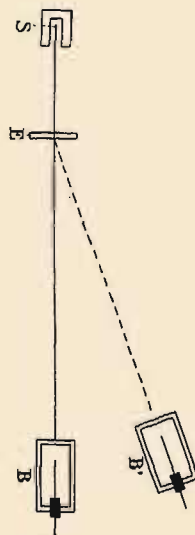
Promieniowanie rozproszone zawiera oprócz składników ze zmienioną długością fali również pewną ilość promieniowania nie zmodyfikowanego.

W miarę jak częstość wzrasta, absorpcja rzeczywista traci na znaczeniu w porównaniu z rozproszeniem, które odgrywa tym większą rolę, im liczba Z pierwiastka pochłaniającego jest mniejsza. Tak np. w ciałach lekkich współczynnik τ promieni, których $\lambda = 20 j.X$, jest znikomo mały wobec σ , natomiast w ołowiu τ i σ są tego samego rzędu wielkości. Możemy zatem powiedzieć, że absorpcja promieni bardzo przenikliwych w ciałach lekkich polega tylko na rozproszeniu, gdy natomiast w ciałach z dużą liczbą atomową mamy również do czynienia z absorpcją fotoelektryczną.

Z tych rozważań wynika, że współczynnik rozproszenia promieni γ w lekkich pierwiastkach może być zbadany dosyć dokładnie za pomocą aparatury przedstawionej na rys. 133. Wąską komorę jonizacyjną B umieszczamy w znacznej odległości od źródła S , którego rozmiary są małe i ustawiamy między źródłem i komorą ekrany pochłaniające E . Obserwowane w tych warunkach zmniejszenie jonizacji wynika prawie wyłącznie z rozproszenia wiązki. Znajdujemy np., że σ/ρ w wodzie lub glinie wynosi około 0,05 w przypadku promieni γ radu, filtrowanych przez 4 cm ołowiu (Bruzau)¹⁾.

Możemy również umieścić komorę w B' , co pozwala mierzyć ilość promieniowania rozproszonego w danym kierunku.

Jeżeli τ może być zaniedbane, to wzór Kleina-Nishiny pozwala wyliczyć na podstawie znajomości σ długość fali λ promieniowania jednorodnego. Podobnie jeżeli σ może być zaniedbane wobec τ , np. w obszarze długości fali miękkich promieni X , możemy wyliczyć λ na podstawie znajomości μ , które w tym przypadku nie różni się od τ . Jeżeli jednak absorpcja i rozproszenie wywierają porównywalne skutki, to zależność między μ i λ jest bardziej skomplikowana: mierząc μ w celu wyznaczenia λ , musimy wziąć pod uwagę liczne możliwe źródła błędów. Ponieważ promienie γ wysyłane przez radiopierwiastki są niejednorodne, przeto można niekiedy posługiwać się pojęciem: «równoważnej długości fali», zdefiniowanym podobnie jak w przypadku promieni X jako długość fali promieniowania jednorodnego, pochłania-



Rys. 133.

¹⁾ W tych doświadczeniach należy posługiwać się wiązką równoległą i osłonić źródło w ten sposób, aby do komory nie mogły dostawać się promienie rozproszone przez przedmioty umieszczone w pobliżu źródła.

nego w pewnych określonych warunkach w tym samym stopniu, co dane promieniowanie niejednorodne. Ta definicja nie jest jednak dokładna, ponieważ zjawisko jest bardzo zawiłe. Dla przykładu podamy, że równoważna długość fali promieni γ *RaC* filtrowanych przez 4 cm *Pb* jest zbliżona do 7 j. X. Jeżeli promienie γ przenikają przez grube warstwy materii, to wskutek zjawiska *Comptona* w każdym elemencie objętości powstają promienie, których długość fali jest zmodyfikowana.

§ 90. Absorpcja jądrowa i wytwarzanie elektronów dodatnich.

Pomiary współczynnika rozpraszania najbardziej przenikliwych promieni γ , jakie spotykamy wśród ciał promieniotwórczych, pozwoliły wyznaczyć elektronowy współczynnik rozpraszania w różnych pierwiastkach. Okazało się, że w ciałach lekkich współczynnik σ_e silnie filtrowanych promieni γ *RaC* ($\lambda = 7$ j. X) posiada wartość zgodną z wzorem *Kleina-Nishiny*, w ciałach jednak, których ciężar atomowy jest duży, otrzymuje się wartości większe od teoretycznych. Ten wzrost σ_e wraz z liczbą atomową absorbenta uwydatnia się jeszcze wyraźniej w przypadku twardych promieni γ *Th(C + C')*, $\lambda = 4,7$ j. X. Zjawisko to otrzymało nazwę *absorpcji jądrowej* promieni γ bardzo wielkiej częstości (*L. Meitner, Tarrant, Chao, Gentner* i inni). Wartość teoretyczna σ_e wynosi $1,13 \cdot 10^{-25}$ cm² w przypadku $\lambda = 4,7$ j. X, wartość doświadczalna w ołowiu, obliczona z uwzględnieniem nieznacznego efektu fotoelektrycznego, jest o blisko 30% większa.

Badanie tej dodatkowej absorpcji jest trudne, ponieważ ma się na ogół do czynienia z bardzo słabymi efektami. Zamiast komory jonizacyjnej używa się obecnie często licznika elektronowego (por. § 91).

Wydaje się rzeczą niewątpliwą, że do promieniowania rozproszonego w zjawisku *Comptona* przyłącza się inne promieniowanie wtórne, pobierające energię promieniowania pierwotnego za pomocą jakiegoś nieznanego dotąd mechanizmu. Niektórzy autorowie sądzili, że jest to emisja promieni monochromatycznych, których długość fali jest większa od długości fali pierwotnej.

Z drugiej strony w ostatnich czasach dokonano bardzo ważnego odkrycia, które tłumaczy absorpcję jądrową w sposób zadowalający. Płytką z ołowiu, na którą padają bardzo przenikliwe promieni γ , staje się siedliskiem emisji cząstek naładowanych, których tory obserwowane w komorze rozprężeń są z wyglądu podobne do torów elektronowych, z tą jednak różnicą, że w polu magnetycznym zakrzywiają się w odwrotną stronę; muszą zatem należeć do cząstek *naładowanych dodatnio*. Cząstki te otrzymały nazwę *elektronów dodatnich*. Elektrony dodatnie zostały dostrzeżone najpierw w promieniowaniu kosmicznym (*Anderson, Blackett, Occhialini*, § 15). Później wykazano, że ołów naświetlony promieniami, powstającymi wskutek bombardowania berylu promieniami α *Po*



Fig. 1.



Fig. 2.

- Fig. 1. Para elektronów, dodatniego i ujemnego, utworzonych w gazie przez foton γ ThC'' (*Irena Curie i M. Joliot*).
- Fig. 2. Elektron dodatni i ujemny, wychodzące z płytki Pb , naświetlanej fotonami pochodzącymi od berylu bombardowanego promieniami α Po (*Irena Curie i F. Joliot*).

wysyła elektrony dodatnie (*I. Curie, F. Joliot*). Foton γ , doznający «zderzenia» w pobliżu jądra ołowiu, może unicestwić się powołując do istnienia dwa elektrony, z których jeden jest ujemny, drugi dodatni. Przyjmując, że masy spoczynkowe obu elektronów są jednakowe, znajdujemy, że do tej *materializacji* konieczna jest energia co najmniej 2 cm^2 , co odpowiada $1,022 \cdot 10^6\text{ ew}$. Zjawisko może zatem zachodzić tylko wtedy, gdy energia kwantowa promieni γ jest większa od tej wartości, ponieważ całkowita energia pary elektronów zrodzonych w materializacji nie może przewyższać energii kwantowej fotonu. Te wnioski zostały potwierdzone doświadczalnie. Oprócz ołowiu, również i inne pierwiastki mogą być źródłem powstawania elektronów dodatnich drogą absorpcji fotonów γ , jednakże stosunek liczby elektronów dodatnich do ujemnych wzrasta wraz z liczbą atomową radiatora. Stosunek ten wzrasta również szybko wraz z energią kwantową promieni γ , np. wynosi 8% w przypadku ołowiu i promieni γ ThC'' o energii $h\nu = 2650\text{ ekw}$, 30% zaś w przypadku ołowiu i promieni γ , wysyłanych przez beryl bombardowany cząstkami α , $h\nu = 5000\text{ ekw}$ (§ 109). W pierwszym przypadku energia kinetyczna każdego z elektronów może osiągnąć 800 ekw , w drugim 2000 ekw (w założeniu, że oba elektrony mają jednakową energię).

Przemiana fotonu w parę elektronów może być traktowana jako ów nieznany dotąd sposób absorpcji promieni γ , stanowiący istotę tzw. absorpcji jądrowej. W istocie oba zjawiska pojawiają się jednocześnie, gdy energia kwantowa promieni γ przekracza 1000 ekw . Elektrony dodatnie otrzymały nazwę *pozytonów*. Absorpcja promieni γ bardzo wielkiej częstości odbywa się głównie drogą materializacji.

Na tablicy XVII widzimy dwie pary elektronów, z których jedna (fig. 1) została utworzona w powietrzu przez promienie γ ThC'' ; oba elektrony wychodzą z tego samego punktu. Druga para (fig. 2) została utworzona w ołowiu działaniem promieni γ o energii 5000 ekw ; w tym przypadku elektrony wychodzą, jak się zdaje, z różnych punktów.

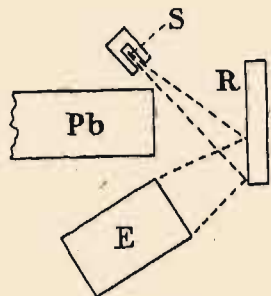
Istnienie elektronów dodatnich zostało przewidziane przez *Diraca* na podstawie rozważań teoretycznych, z których wynika, że elektron dodatni powinien posiadać bardzo krótki czas trwania, rzędu drobnego ułamka sekundy. W ciągu tego czasu musi nastąpić *dematerializacja*, tj. spotkanie elektronu dodatniego z ujemnym, w którym oba znikają dając początek emisji dwóch fotonów γ o energii około 500 ekw . W istocie stwierdzono, że powstawanie promieni γ tej częstości towarzyszy absorpcji promieni γ , których energia jest dosyć znaczna, aby pozytony mogły się tworzyć (*Tarrant i Gray*). Z drugiej strony emisja promieni γ «dematerializacyjnych» towarzyszy również absorpcji pozytonów powstających w zjawiskach przemian jądrowych (*Joliot, Thibaud*, § 112).

§ 91. Promienie wtórne. Liczenie fotonów γ .

Przechodząc przez materię promienie γ podobnie jak promienie X dają początek promieniom wtórnym wskutek zjawiska *Comptona*, zjawiska fotoelektrycznego oraz materializacji. To wtórne promieniowanie obejmuje część elektromagnetyczną, składającą się z promieni rozproszonych oraz promieni fluorescencji charakterystycznej, i część korpuskularną, składającą się z fotoelektronów, elektronów *Comptona* i elektronów «materializowanych» (dodatnich i ujemnych).

Energia kinetyczna wtórnych elektronów wzrasta z energią kwantową pierwotnych promieni γ . Jak już wiemy, promienie bardzo wielkiej częstości, $\lambda < 20 \text{ j. X}$, są pochłaniane w lekkich ciałach głównie drogą zjawiska *Comptona*, toteż elektrony wtórne są prawie wyłącznie tego pochodzenia. Natomiast absorpcja promieni miękkich, np. takich, których $\lambda = 1 \text{ \AA}$, jest uzależniona głównie od emisji fotoelektronów, nawet w przypadku lekkich pierwiastków, np. glinu.

Rys. 134 przedstawia schemat najprostszych, dawno już wykonanych doświadczeń, które posłużyły do wykrycia wtórnych promieni γ : pierwotne promienie γ , wychodzące ze źródła S , padają na radiator R i powodują emisję promieni wtórnych, które badamy za pomocą elektroskopu E , umieszczonego za ekranem z ołowiu. Wytwarzając pole magnetyczne prostopadłe do płaszczyzny rysunku przekonujemy się, że promienie wtórne są częściowo utworzone z elektronów.



Rys. 134.

W doświadczeniach, w których posługujemy się wiązką promieni γ dokładnie ograniczoną za pomocą diaphragmy, jest rzeczą konieczną otaczać źródło wielką masą ołowiu, gdyż inaczej promienie γ powodują emisję promieni wtórnych z przedmiotów znajdujących się w pobliżu oraz ze ścian pokoju, co zakłóca pomiary.

Ponieważ promienie katodowe padające na radiator stają się przyczyną emisji promieni X , przeto należy przypuszczać, że promienie γ mogą być wzbudzone działaniem promieni β . Zjawisko to nie daje się łatwo obserwować w przypadku promieni β ciał promieniotwórczych, gdyż wobec małej wydajności natężenie tych ostatnich jest niedostateczne. Niektórzy badacze stwierdzili jednak, że radiator, na który padają promienie β *RaE*, wysyła słabe promieniowanie γ (*Gray*); analogiczne zjawisko zostało zauważone w przypadku promieni β *RaC* (*Chadwick*). Dla badania promieni γ można posługiwać się licznikiem igłowym lub licznikiem *Geigera-Müllera*. Wyładowania w liczniku są wywołane przez elektrony wtórne, wyrzucane ze ścianek licznika lub z drobiny gazu pod działaniem pochłanianych promieni γ ; ponieważ każdemu zaobserwowanemu elektronowi odpowiada absorpcja jednego fotonu γ , przeto

mamy pośredni sposób liczenia tych fotonów. Interpretacja jest jednak dosyć zawiła, ponieważ nie umiemy dokładnie obliczyć względnej liczby pochłoniętych fotonów; niektóre fotony przebiegają przez licznik nie powodując emisji elektronu.

Ten sposób liczenia znalazł zastosowanie w pracy mającej na celu wyznaczenie liczby fotonów, wysyłanych przez ilość $Ra(B + C)$ w równowadze z 1 g radu (*Kovarik*). W tych doświadczeniach wiązka promieni γ była skierowana na płytkę metalową, umieszczoną przed otworem licznika igłowego. Biorąc pod uwagę absorpcję pierwotnych promieni γ oraz wtórnych elektronów w płytce, znaleziono, że liczba fotonów γ , wysyłanych w jednostce czasu przez wspomnianą ilość $Ra(B + C)$, wynosi $7,3 \cdot 10^{10}$, co znaczy, że na każdy atom RaB jak również na każdy atom RaC ulegający przemianom przypada emisja w przybliżeniu jednego fotonu.

Otrzymana w ten sposób liczba jest prawdopodobnie zbyt mała.

Liczenie fotonów γ stanowi uderzające potwierdzenie teorii kwantów, przypisującej promieniowaniu strukturę korpuskularną.

§ 92. Dyfrakcja promieni γ . Wyznaczanie długości fali.

Istota promieni γ była przedmiotem licznych badań, które doprowadziły do stwierdzenia, że te promienie są analogiczne do promieni X . Obraz odchylenia magnetycznego równoległej wiązki $Ra(B + C)$ ujawnia wyraźną nieciągłość między nie odchyloną wiązką promieni γ i wiązką promieni β , posiadających różne prędkości i odchylanych w mniejszym lub większym stopniu (tabl. XVIII, fig. 1). Promienie γ nie przenoszą ładunku elektrycznego. Jeżeli jednak te promienie przenikają do puszki *Faradaya*, to promienie najbardziej przenikliwe przechodzą przez wszystkie ścianki i wychodzą na zewnątrz; w tym przypadku zewnętrzna powierzchnia puszki staje się siedliskiem emisji elektronów wtórnych, wskutek czego receptor zdobywa ładunek dodatni. Ładunek ten nie pochodzi jednak od promieni γ , lecz wynika ze zjawiska wtórnego.

Identyczność natury promieni γ i promieni X została definitywnie udowodniona w ten sposób, że zrealizowano dyfrakcję promieni γ za pomocą metody obracającego się kryształu (§ 25). Pierwsze doświadczenia wykonane w ten sposób doprowadziły do wykrycia w widmie dyfrakcyjnym promieni γ $Ra(B + C)$ prążków, którym odpowiadają stosunkowo znaczne długości fali zawarte między 1 i $0,1 \text{ \AA}$. Obecność tych prążków może być przypisana emisji seryj K i L , wzbudzonych w atomach radiopierwiastków przez promienie β lub promienie γ pochodzenia jądrowego, których długość fali jest znacznie mniejsza (*Rutherford* i *Andrade*). Tak np. w widmie dyfrakcyjnym dawanym przez sól kuchenną silne prążki $1,139 \text{ \AA}$ i $0,952 \text{ \AA}$ (kąty ugięcia 12° i 10°) należą do serii L pierwiastka RaC ($Z = 83$), powstającego w przemianie RaB ($Z = 82$) wskutek emisji elektronu jądrowego (§ 94); są to składniki

promieniowania charakterystycznego, wzbudzonego w utworzonym atomie. Podobnie kąt $1,4^\circ$ należy do promieniowania o długości fali około $0,160 \text{ \AA}$, jednego ze składników serii *K* pierwiastka 83. W przedziale zawartym między $0,13 \text{ \AA}$ i $0,17 \text{ \AA}$ znaleziono 8 prążków należących do seryj *K* pierwiastków 82, 83 i 84. Niektóre z tych prążków są zapewne podwójne (*Valadarès*).

W późniejszych pracach zdołano zastosować tę metodę do mniejszych długości fali, a zatem do składników promieniowania, których pochodzenie jest niewątpliwie jądrowe; w widmie radiotoru i jego pochodnych dostrzeżona dolna granica długości fali wynosiła $0,052 \text{ \AA}$, co odpowiada energii 236 ekw (*J. Thibaud*); w widmie *RaC* granice wynosiły $\lambda = 0,016 \text{ \AA}$, $W = 770 \text{ ekw}$ (*M. Frilley*). W tym ostatnim przypadku kąt dyfrakcji wynosi tylko $9,8'$. W celu utrzymania dostatecznie wyraźnego odchylenia wiązki pierwotnej oraz wiązki ugiętej było rzeczą konieczną umieścić kliszę w znacznej odległości od źródła, wynoszącej 160 cm oraz używać źródeł w postaci bardzo cienkich rurek szklanych, zawierających około 900 milicurie radonu wraz z aktywnym osadem. Ponieważ promienie bardzo przenikliwe działają słabo na kliszę fotograficzną, przeto dla otrzymania prążków potrzebna była 15-godzinna ekspozycja.

Długość fali promieni γ dogodniej jest wyrażać w jednostkach *X* równych 10^{-11} cm niż w jednostkach \AA równych 10^{-8} cm . Najmniejsza długość fali wyznaczona za pomocą metody dyfrakcji wynosi 16 j.X .

Poniższa tablica zawiera wykaz głównych prążków, zaobserwowanych w widmie dyfrakcyjnym promieni γ *RaB* i *RaC*, otrzymany za pomocą soli kuchennej. Długość fali λ jest wyrażona w *j.X*, energia *W* — w elektronokilowoltach.

Promienie γ <i>RaB</i> + <i>RaC</i> .						Prążki	
Prążki promieniowania charakterystycznego				pochodzenia jądrowego			
λ	<i>W</i>		λ	<i>W</i>	λ	<i>W</i>	
1139	10,8	seria <i>L</i>	83	przemiana		przemiana	
952	13,0	seria <i>L</i>	83	<i>RaB</i> \rightarrow <i>RaC</i>		<i>RaC</i> \rightarrow <i>RaD</i>	
166	74,4	seria <i>K</i>	82,83	232	53,3	29,5	420
161	76,7	83,84	51,5	240	24	515
143	86,3	82,83	42	294	20	617
139	88,8	83,84	35	353	16	770

W celu rozstrzygnięcia, które prążki należy przypisać *RaB*, które zaś *RaC*, wykonano doświadczenia za pomocą widm magnetycznych (§ 94). Jako źródła użyto *RaC* oddzielonego od *RaB*. Wszystkie prążki podane w tablicy są to prążki pierwszego rzędu, niektóre jednak składniki bardzo silne, np.: 20 j.X , 35 j.X , 161 j.X , 166 j.X dają również prążki drugiego rzędu.

W widmie dyfrakcyjnym promieni γ aktywnego osadu toru odnale-

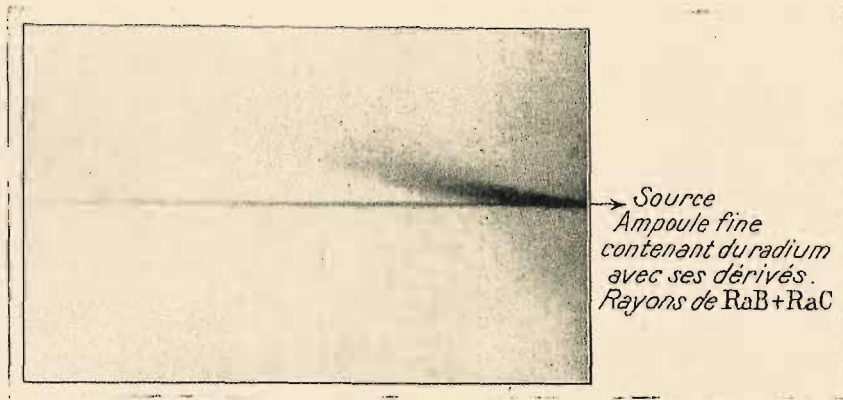


Fig. 1.

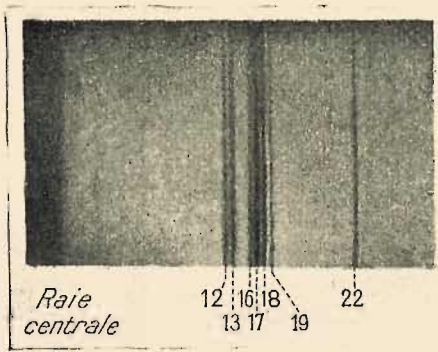


Fig. 2.

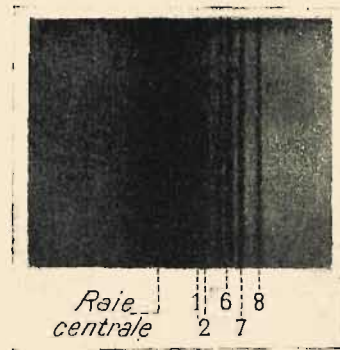


Fig. 3.

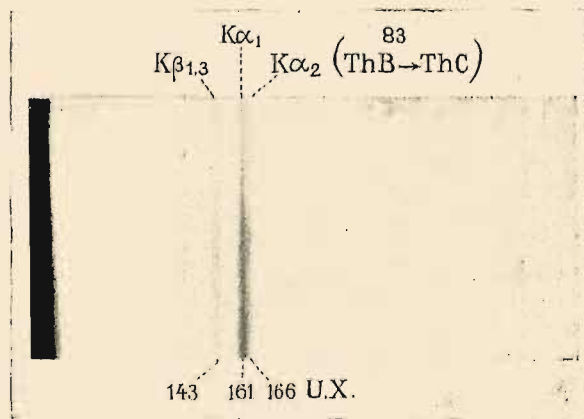


Fig. 4.

- Fig. 1. Ślad fotograficzny wiązki promieni γ i β w polu magnetycznym.
 Fig. 2. Radon i pochodne. Prążki fluorescencji pomiędzy 140 i 232 j. X. (Frilley).
 Fig. 3. Radon i pochodne. Prążki wielkich częstotliwości pomiędzy 16 i 32 j. X. (Frilley).
 Fig. 4. Mezotor i pochodne. Prążki fluorescencji (M. Valadarès).

ziono prążki charakterystyczne pierwiastków 82, 83 i 84 podobnie jak w widmie promieni γ $RaB + RaC$ (Valadarès).

Doświadczenia dotyczące dyfrakcji promieni γ dowodzą, że prawa dyfrakcji pozostają słuszne co najmniej aż do $\lambda = 16j.X$.

Zbadane dotąd widmo dyfrakcji jest prążkowe; nie znamy żadnych faktów świadczących o istnieniu widma ciągłego. Zdjęcia niektórych widm dyfrakcyjnych promieni γ są przedstawione na tabl. XVIII.

§ 93. Wyznaczanie długości fali promieni γ za pomocą widma wtórnych promieni β .

Dzięki zastosowaniu kryształów soli kuchennej wyróżniających się małym odstępem sieciowym (odległość płaszczyzn równoległych do ściany sześciangu $2,814 \text{ \AA}$) do badania dyfrakcji, zdołano doprowadzić pomiary długości fali aż do $16j.X$. Dalsze postępy w tej dziedzinie są uzależnione od możliwości używania kryształów o jeszcze większej zdolności rozdzielczej i zdolności odbicia. Istnieje jednak sposób wyznaczania długości fal znacznie mniejszych od tych, o których była mowa poprzednio, oparty na zastosowaniu wtórnych promieni β , mianowicie fotoelektronów lub elektronów *Comptona*.

a) *Fotoelektrony*. Emisja fotoelektronu wybiegającego z atomu, który pochłoniął kwant promieniowania, odbywa się zgodnie z prawem Einsteina (§ 29) $h\nu = W_i + W$, gdzie $h\nu$ jest to energia pochłoniętego kwantu, W_i —energia poziomu, z którego elektron został usunięty i W —energia kinetyczna tego elektronu. Pomiar odchylenia fotoelektronu w polu magnetycznym pozwala wyliczyć prędkość oraz energię W na podstawie wzoru:

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

Prawo *Einsteina* zostało sprawdzone w przypadku promieni X . Doświadczenie dowodzi, że można je również stosować do promieni γ .

Słuszność powyższego twierdzenia została okazana w następujący sposób (*Ellis*). Jako źródła promieni γ użyto cienkiej rurki zawierającej radon, umieszczonej w S podobnie jak na rys. 122, w przyrządzie służącym do pomiarów odchylenia magnetycznego promieni β za pomocą metody ogniskowania. Rureczkę owijano cienkimi foliami z różnych metali, używanych jako radiatory. Substancje, z których nie można sporządzić folij, były nakładane w postaci cienkich warstewek. Składniki promieniowania γ rurki, posiadające dostatecznie wielką częstość, wyrzucają elektrony z poziomu K napotkanych atomów; energia tego poziomu wzrasta wraz z liczbą atomową. Jeżeli pierwotne promieniowanie zawiera grupę monochromatyczną o częstości ν większej od częstości poziomów K , to widmo magnetyczne wtórnych promieni β powinno zawierać prążek przesuwający się w stronę małych prędkości, w miarę wzrastania liczby atomowej pierwiastka pochłaniającego.

Podajemy przykład liczbowy według danych *Ellisa*: W_k oznacza energię poziomu K w elektronokilowoltach, W —energię kinetyczną fo-

toelektronów usuniętych z poziomu K . Suma $W_k + W$ zachowuje wartość niezmienną w przypadku różnych pierwiastków; możemy zatem powiedzieć, że ta suma, mianowicie 290 ekeV , reprezentuje energię $h\nu$ pierwotnej grupy γ .

	Ba	Ta	Pt	Pb	U
W	253	220	212	203	174
W_k	37	69	78	89	118
$W + W_k$. . .	290	289	290	292	292

Prążki widma wtórnego nakładają się na prążki promieni β pierwotnych, te ostatnie są jednak częściowo pochłaniane w radiatorze. Część promieni wtórnych, mianowicie promienie pochodzące nie z powierzchni radiatora, lecz z pewnej głębokości, ulegają zwolnieniu; prążki są przeto rozmyte, można jednak stwierdzić, że przesuwają się w sposób bardzo prawidłowy wraz z ciężarem atomowym radiatora.

Zamiast otaczać źródło materiału służącą jako radiator, można kierować wiązkę promieni γ na płytkę tej materii: punkt S , w którym wiązka spotyka radiator, jest źródłem emisji fotoelektronów, które są następnie odchylane w polu magnetycznym. Zaletą tej metody polega na tym, że unika się zakłóceń, wynikających z obecności pierwotnych promieni β oraz częściowej absorpcji promieni wtórnych; z drugiej jednak strony w tym przypadku zachodzi konieczność używania znacznie silniejszych źródeł promieni γ .

Grupy promieni γ wykryte za pomocą tej metody są częściowo identyczne z grupami znalezionymi metodą dyfrakcyjną, ponadto jednak wykrywa się w ten sposób składniki znacznie większej częstości. Podajemy według *J. Thibaud* spis tych składników znalezionych w promieniowaniu γ *RaB* i *RaC*.

Energia w elektronokilowoltach

<i>RaB</i> . . .	241	294	352	466					
<i>RaC</i> . . .	426	507	610	770	938	1129	1144	1778	2220

Wyrzucanie fotoelektronów z ekranu pochłaniającego promienie γ może być nazwane zewnętrznym zjawiskiem fotoelektrycznym w odróżnieniu od zjawiska fotoelektrycznego wewnętrznego, o którym będzie mowa później.

b) *Elektrony Comptona*. W badaniu promieni γ znalazły również zastosowanie elektrony *Comptona*: tory mgiełkowe tych elektronów fotografowano w polu magnetycznym za pomocą aparatu stereoskopowego (*Skobieltcyn*).

Równoległa wiązka promieni γ przenika do komory rozprężeń poprzez okno zamknięte ekranem odpowiedniej grubości. Promienie γ ulegają rozproszeniu, któremu towarzyszy emisja elektronów; jest to zjawisko *Comptona* w powietrzu zawartym w komorze. Komora rozprężeń jest umieszczona w pionowym polu magnetycznym.

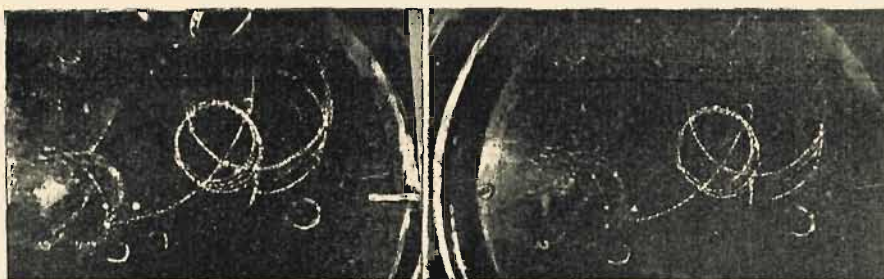


Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

Fig. 1, 2, 3. Zdjęcia stereoskopowe mgielkowych torów elektronów *Comptona* wytworzonych przez promienie γ *RTh* i jego pochodnych, filtrowane i ograniczone diafragmą (*Skobielcyn*). Strzałka, widoczna na rysunku pierwszym, wskazuje kierunek wiązki. Znaczna liczba torów pochodzi od grupy promieni γ 2650 *ekw*. Pole magnetyczne około 1800 oerstedów. Zdjęcia są umieszczone parami w ten sposób, aby je można było oglądać w stereoskopie.

Elektron, wychodzący z punktu należącego do wiązki i biegnący w płaszczyźnie poziomej, opisuje w polu magnetycznym tor kołowy (lub linię spiralną z gęsto rozmieszczonymi zwojami, jeżeli kąt pomiędzy prędkością początkową i polem różni się nieznacznie od kąta prostego).

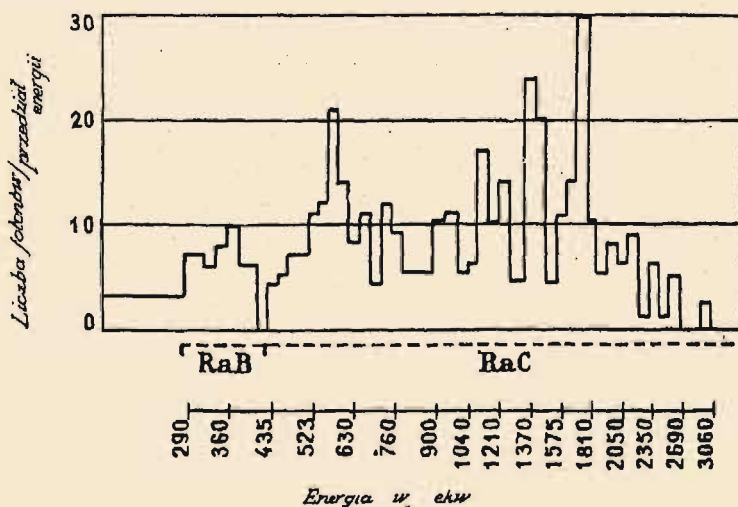
Analiza każdego toru elektronowego, sfotografowanego na kliszy, pozwala wyliczyć prędkość β elektronu i kąt φ między prędkością początkową i kierunkiem wiązki. Pomiedzy energią W elektronu z jednej strony, energią zaś fotonu i kątem φ z drugiej strony istnieje następujący związek podany przez Comptona.

$$W = 2a\hbar\nu/[1+2a+(1+a)^2\operatorname{tg}^2\varphi], \text{ gdzie } a = \hbar\nu/mc^2$$

(m — masa spoczynkowa elektronu, c — prędkość światła).

Tablica XIX zawiera reprodukcje torów mgiełkowych elektronów Comptona utworzonych przez promienie γ $Th(C+C'')$.

Za pomocą tej metody zdołano potwierdzić istnienie monochromatycznych grup promieni γ w promieniowaniu radiopierwiałków oraz



Rys. 135 a.

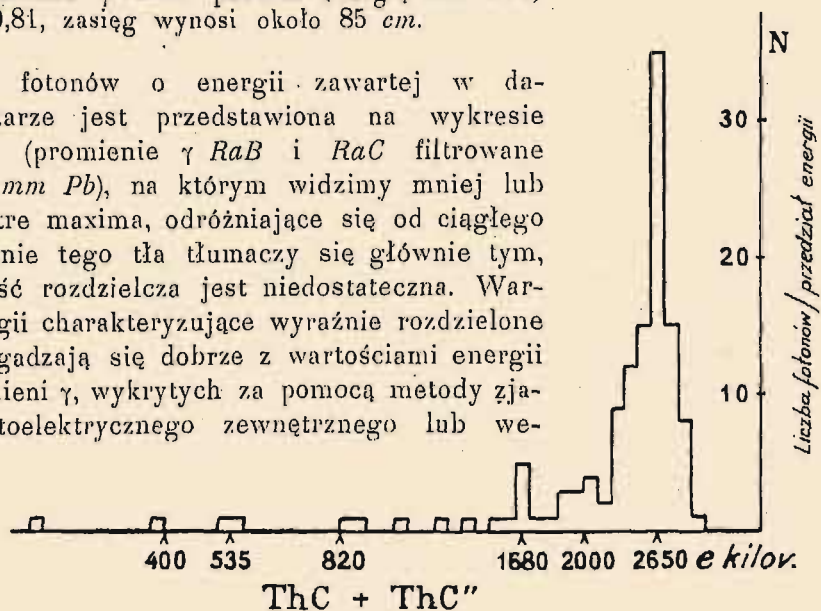
wyznaczyć liczbę elektronów Comptona, wytworzonych przez każdą grupę. Na tej podstawie obliczono liczby kwantów odpowiadające różnym wartościom ν , tj. otrzymano rozkład natężeń w widmie promieni γ .

Liczba elektronów, których prędkości tworzą kąt zawarty między φ i $\varphi + d\varphi$ z kierunkiem wiązki promieni γ o częstości ν , może być porównana z liczbą obliczoną na podstawie teorii rozpraszania; okazało się, że teoria Kleina i Nishiny pozostaje w dobrej zgodności z doświadczeniem.

Dla przykładu przytoczymy kilka wartości liczbowych, dotyczących elektronów Comptona utworzonych przez grupę promieni γ RaC , których

energia kwantowa równa się 610 *ekw.* Elektron wyrzucony w kierunku fotonu, $\varphi = 0$, posiada energię 430 *ekw.*, $\beta = 0,84$; jego zasięg w powietrzu powinien wynosić około 120 *cm.* Elektron wyrzucony w kierunku $\varphi = 20^\circ$ posiada energię 360 *ekw.*, $\beta = 0,81$, zasięg wynosi około 85 *cm.*

Liczba fotonów o energii zawartej w danym obszarze jest przedstawiona na wykresie rys. 135*a* (promienie γ *RaB* i *RaC* filtrowane przez 3,5 *mm Pb*), na którym widzimy mniej lub więcej ostre maxima, odróżniające się od ciągłego tła; istnienie tego tła tłumaczy się głównie tym, że zdolność rozdzielcza jest niedostateczna. Wartości energii charakteryzujące wyraźnie rozdzielone maxima zgadzają się dobrze z wartościami energii grup promieni γ , wykrytych za pomocą metody zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego lub we-



Rys. 135*b*.

wewnętrznego (§ 94); są to np. silne grupy 612, 1778, 2219 *ekw.* Na wykresie widać ponadto grupy jeszcze większej energii zawartej między 2000 i 3000 *ekw.*

W przypadku promieni γ *ThC + ThC''* potwierdzono istnienie bardzo silnej grupy o energii 2650 *ekw.* w zgodności z wynikami otrzymanymi na podstawie wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego (rys. 135*b*).

§ 94. Interpretacja naturalnego widma promieni β .

Wyniki otrzymane za pomocą metody zewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego rzucają światło na zagadnienie zawilej budowy widma prążkowego naturalnych promieni β (patrz § 83). Ponieważ widmo tego rodzaju znajdujemy tylko w promieniowaniu β radiopierwiałków wysyłających również promienie γ , przeto można założyć, że foton γ wychodzący z jądra atomu, który ulega przemianie, może być pochłonięty w tym samym atomie i wyrzucić elektron umieszczony na jednym z poziomów atomowych. Jest to *wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne*, zwane również *wewnętrzną konwersją* promieniowania γ na promieniowanie β . Sądząc *a priori*, prawdopodobieństwo konwersji wewnętrznej powinno być bardzo duże w porównaniu z prawdopodobieństwem konwersji zewnętrznej, czyli zewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego, ponieważ fo-

ton traktowany jako cząstka przebiega pomiędzy wszystkimi elektronami atomu, w którym powstaje.

Naturalne widma promieni β bada się zazwyczaj w warunkach, w których absorpcja promieni jest możliwie najmniejsza, prążki tych widm są znacznie cieńsze i wyraźniejsze od prążków otrzymywanych w zjawisku fotoelektrycznym zewnętrznym. Analiza widm naturalnych nasuwa następujące zagadnienie. Weźmy pod uwagę pierwiastek, którego przemianie towarzyszy emisja promieni β oraz promieni γ . Jeżeli najpierw jest wysyłana cząstka β , której wyjściu towarzyszy zmiana liczby atomowej, następnie zaś dopiero foton γ , to fotoelektron wyrzucony przez foton bierze początek w atomie już przeobrażonym (*L. Meitner*). Gdyby natomiast emisja γ poprzedzała emisję β , konwersja wewnętrzna dotyczyłaby pierwotnego atomu. Ponieważ wartości poziomów obu atomów nie są jednakowe, przeto każdemu z tych przypadków odpowiada inne widmo. Bardzo dokładne badanie widm pozwoliło rozstrzygnąć tę sprawę i udowodnić, że emisja elektronu z jądra stanowi początkową fazę przemiany, emisja zaś promieni γ fazę końcową. Musimy zatem w rachunkach posługiwać się wartościami poziomów atomu utworzonego. Np. promienie γ wysyłane przez RaB ($Z = 82$) wywołują wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne w atomie RaC ($Z = 83$) powstającego w przemianie. Widzimy zatem, że podczas przemiany atomu różne stany atomowe realizują się dopiero po upływie pewnego czasu: w podanym przykładzie promienie β są wysyłane *w końcowej chwili* życia atomów B , gdy tymczasem promienie γ są wysyłane *na początku* życia atomów C . W celu uniknięcia nieporozumień mówimy, że promienie β i następujące po nich promienie γ są wysyłane w przemianie $RaB \rightarrow RaC$.

Z licznych prac doświadczalnych (*Hahn, Meitner, Danysz, Ellis, Black, Yovanovitch* i *d'Espine* i inni) wynika, że nieomal wszystkie prążki naturalnych widm promieni β mogą być wytłumaczone na podstawie wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego monochromatycznych grup promieni γ . Znajomość prążków widm naturalnych prowadzi zatem do rozpoznania grup promieni γ , które są ich źródłem. Otrzymane wyniki są zgodne z wynikami otrzymanymi za pomocą metod opisanych w §§ 92 i 93 i stanowią główne źródło wiadomości o widnach promieni γ .

Na tablicy 10 Przypisów znajduje się spis monochromatycznych grup jądrowych promieni γ , wykrytych drogą badania naturalnych widm różnych radiopierwiastków oraz za pomocą innych metod, użytych bądź dla kontroli, bądź też dlatego, że w niektórych przypadkach są dogodniejsze.

Badanie grup jądrowych promieni γ ujawnia niektóre prawidłowości świadczące o istnieniu w jądrze układu poziomów energetycznych. Częstości prążków promieni γ danego radiopierwiastka można przedstawić jako różnice częstości poziomów jądrowych, podobnie jak częstości widma promieni X ; są to różnice częstości poziomów pozajądrowych. Do tej sprawy powrócimy w dalszym ciągu książki (rozdział XVI).

§ 95. Natężenie promieni γ .

Rozkład energii w widmie promieni γ jest zagadnieniem dużej doniosłości. Wiemy, że jest to widmo prążkowe i nie posiadamy dotąd żadnego dowodu istnienia widma ciągłego. Przypuśćmy, że chcemy wyznaczyć względną liczbę fotonów odpowiadających każdemu prążkowi, tj. każdej częstotliwości reprezentowanej w widmie. Jedną z metod używanych w tym celu polega na tym, że mierzy się za pomocą mikrofotometru natężenie prążków w widmie dyfrakcyjnym lub w widmie fotoelektrycznym, pierwotnym albo wtórnym. Interpretacja tych pomiarów jest trudna, ponieważ wyniki są zależne od absorpcji promieni pierwotnych i wtórnych w emulsji fotograficznej, oraz od prawdopodobieństwa konwersji zewnętrznej albo wewnętrznej. Biorąc pod uwagę liczne wynikające stąd poprawki dochodzimy do wniosku, że w widmie promieni γ przypada znacznie więcej energii na promieniowanie wielkiej częstotliwości niżby to można było sądzić na podstawie zaczernienia prążków otrzymywanych na kliszy. Ten wniosek znajduje potwierdzenie w wynikach otrzymywanych drogą liczenia elektronów *Comptona*, wytwarzanych w komorze rozprężeń przez fotony różnej częstotliwości (*Skobiełcyn*, § 93). Dla przykładu podajemy obliczone przez *Ellisa* i *Astona* natężenia głównych prążków *RaB* i *RaC*, wyrażone jako liczby fotonów danej częstotliwości wysyłanych w przemianie jednego atomu:

<i>RaB</i>		<i>RaC</i>			
<i>W</i>	<i>I</i>	<i>W</i>	<i>I</i>	<i>W</i>	<i>I</i>
241	0,12	607	0,66	1238	0,065
294	0,26	766	0,065	1379	0,065
350	0,45	933	0,065	1761	0,26
		1120	0,21	2198	0,074

Liczby te zostały otrzymane na podstawie szeregu rozważań, które pozwalają również obliczyć w przybliżeniu prawdopodobieństwo wewnętrznej konwersji na danym poziomie. Tak np. prawdopodobieństwo konwersji grupy *W*=350 *ekw* wynosi 0,10 na poziomie *K* pierwiastka 83 i 0,02 na poziomie *L*. Grupy *RaC* wielkiej częstotliwości, wynoszącej od 607 do 2200 *ekw*, posiadają znacznie mniejszy współczynnik konwersji wewnętrznej, mianowicie od 0,006 do 0,001 na poziomie *K*. Zupełnie osobno należy rozpatrywać grupę 1414 *ekw*, gdyż grupy tej nie udało się wykryć metodą zewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego, jakkolwiek w widmie naturalnym odpowiada jej silny prążek, świadczący o emisji znacznej liczby elektronów (*J. Thibaud*). Nie jest zatem rzeczą pewną czy ta grupa promieni γ jest wysyłana jako taka przez atom doznający przemiany. Musimy założyć bądź że prawdopodobieństwo konwersji we-

wewnętrznej jest w tym przypadku równe 1 (lub zbliżone do 1), bądź też że energia przejścia odpowiadającego emisji tej grupy zostaje bezpośrednio przekazana jednemu z elektronów, co świadczyłoby o pewnego rodzaju sprzężeniu między energią jądrową i energią elektronową (*Smekal*).

Średnia energia kwantowa promieniowania γ $RaB + RaC$ jest zbliżona do 800 *ekw*, jeżeli jako podstawę obliczenia bierzemy badanie całkowitego widma, natomiast widma RaB i RaC traktowane oddzielnie dają średnie wartości 320 i 1050 *ekw*. Za pomocą metody elektronów *Comptona* otrzymujemy nieco inne wartości.

Energia wysyłana w postaci promieni γ w przemianie jednego atomu różnych pierwiastków waha się w szerokich granicach, jak to wynika z porównania jonizacji wytworzonej w tej samej komorze przez promienie γ różnego pochodzenia. W przypadku $RaB + RaC$ ta energia wynosi 1860 *ekw*. W poniższej tabelicy są podane wartości energii promieniowania γ innych źródeł, najpierw jako liczby względne, następnie zaś jako wartości bezwzględne, odpowiadające przemianie jednego atomu.

$RaB + RaC$	1	1860 <i>ekw</i>
RaB	0,1	200 „
RaC	0,9	1660 „
$MTh2$	0,42	780 „
$ThC + ThC'$	2,3	4300 „

Energia wysyłana przez $ThC + ThC'$ jest wyjątkowo wielka. Natomiast, jak się wydaje, energia wysyłana przez $AcC + AcC'$ wynosi zaledwie 0,1 energii wysyłanej przez RaC .

§ 96. Jonizacja wytworzona przez promienie γ .

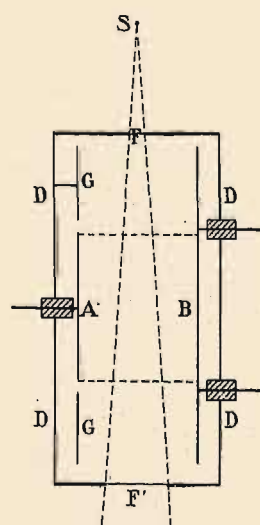
Zdolność jonizacyjna promieni γ wynika z emisji wtórnych promieni β . Prąd jonowy otrzymywany w danej komorze jonizacyjnej jest zależny od liczby jonów, jaką mogą wytworzyć fotoelektrony i elektrony *Comptona*, uwolnione działaniem promieni pierwotnych zarówno ze ścianek komory jak i z zawartego w niej gazu; należy zatem rozpatrywać osobno *efekt jonizacyjny gazu* i *efekt ścianek*. Zagadnienie względnego znaczenia obu efektów jest na ogół bardzo skomplikowane, gdyż odgrywa tu rolę nie tylko częstość promieni γ , lecz również wielkość komory oraz natura i grubość ścianek.

Jeżeli komora zawiera powietrze lub inny gaz składający się z lekkich atomów, to absorpcja promieni γ polega głównie na rozpraszaniu związanym z wyrzucaniem elektronów *Comptona*. Ścianki dostarczają również elektronów *Comptona*, jeżeli jednak są utworzone z ciał o dużym ciężarze atomowym, to stanowią ponadto źródło wydanej emisji fotoelektronów. Wszystkie te elektrony niezależnie od pochodzenia spo-

tykają ścianki po przejściu pewnej drogi w gazie i znikają w nich. Stąd wynika, że do wytwarzania jonów w komorze jest zużytkowana tylko część zasięgu każdego elektronu.

Jeżeli powiększymy ciśnienie p powietrza w komorze, pozostawiając bez zmiany natężenie przenikającego do niej promieniowania γ , to część energii promieni γ pochłonięta w gazie wzrasta proporcjonalnie do p . Jednakże prąd jonowy i wzrasta najpierw szybciej niż p ; wzrost i staje się liniowy dopiero począwszy od pewnej określonej wartości p . W istocie efekt ścianek dąży do granicy osiągananej wówczas, gdy ciśnienie jest dosyć duże, aby elektrony wychodzące ze ścianek były całkowicie pochłaniane w gazie. Jeżeli ciśnienie wzrasta w dalszym ciągu, zmienia się tylko efekt gazu, proporcjonalny do wzrostu ciśnienia. Znajomość krzywej $i = f(p)$, przedstawiającej prąd jonowy jako funkcję ciśnienia, pozwala obliczyć osobno efekt gazu oraz efekt ścianek.

Efekt ścianek odgrywa wielką rolę w pomiarach natężenia promieni X i promieni γ za pomocą jonizacji, wskutek czego pomiary nie są porównywalne, jeżeli warunki doświadczalne nie są jednakowe. W celu uniknięcia tej trudności dążymy do zdefiniowania natężenia w okoliczno-



Rys. 136.

ściach, w których efekt ścianek nie wpływa na pomiary. Zgodnie z tą tendencją obrano jako jednostkę promieni X , czyli *rentgen*, natężenie równoległej wiązki, dającej w jednym cm^3 powietrza prąd jonowy równy 1 j. es , pochodzący tylko od efektu gazu, w założeniu, że wszystkie elektrony powstające w gazie są całkowicie pochłonięte (§ 31).

Możemy zdefiniować w zupełnie analogiczny sposób energię promieni γ $RaB + RaC$ w równowadze z 1 g radu, pochłoniętą w powietrzu w warunkach, w których mamy do czynienia tylko z efektem gazu. W tym celu należy zmniejszyć do możliwych granic efekt ścianek otaczając komorę jak najcieńszymi ściankami, utworzonymi z bardzo lekkich pierwiastków. Eve założył, że liczba jonów q wytworzonych w ciągu sekundy w 1 cm^3 powietrza w odległości r od źródła zawierającego gram radu w równowadze z pierwiastkami pochodnymi, może być wyrażona wzorem: $q = Ke^{-\mu r}/r^2$, gdzie μ jest to współczynnik absorpcji promieni w powietrzu. Wzór ten pozwala wyrachować liczbę jonów, utworzonych drogą całkowitej absorpcji promieniowania.

$$Q = \int_0^{\infty} 4\pi K e^{-\mu r} dr = 4\pi K/\mu.$$

W przypadku przenikliwych promieni RaC znaleziono, że Q wynosi około 1.10^{15} , a zatem że prąd I odpowiadający całkowitej absorpcji wynosi 5.10^5 j. es. Ta wartość jest prawdopodobnie zbyt mała.

Inna próba wyrugowania efektu ścianek została wykonana w następujący sposób:

Wiązka promieni równoległych, wychodzących ze źródła małych rozmiarów S , przenika do szczelnej komory jonizacyjnej przez okno z glinu F (rys. 136) i przechodzi pomiędzy dwiema elektrodami A i B w kształcie połówek cylindra, z których pierwsza jest połączona z elektrometrem, druga zaś z baterią wysokiego napięcia; półcylindry G połączone z pudłem D odgrywają rolę osłon elektrostatycznych. Wiązka wychodzi przez okno F' . Prąd mierzony za pomocą elektrometru pochodzi od jonów, które powstają w okolicy oznaczonej linią przerywaną i są wytwarzane przez wtórne promienie β badanych promieni γ . Mierzimy prąd i w zależności od ciśnienia powietrza w komorze i przekonujemy się, że elektrony wtórne wysyłane w kierunkach bocznych są pochłaniane w gazie; prąd i jest proporcjonalny do ciśnienia p . Co się tyczy elektronów wysyłanych w kierunku wiązki, można założyć, że liczby elektronów wychodzących z obszaru zaznaczonego linią przerywaną i wchodzących do niego są jednakowe, i wskutek tego działania ich nie wchodzi w rachubę. W tych warunkach liczba jonów wytworzonych w badanym obszarze może być obliczona na podstawie absorpcji pierwotnego promieniowania w tym obszarze. Jak się wydaje, obecność okna, przez które wchodzi promienie, nie powoduje żadnych zakłóceń w pomiarach. Niech będzie Es energia przechodząca w jednostce czasu przez przekrój s badanego obszaru, w odległości r od źródła; ponieważ absorpcja fotoelektryczna jest znikomo mała, przeto energia pochłonięta wynosi $\sigma_a l Es$, gdzie l jest to odległość między płaszczyznami ograniczającymi badany obszar, σ_a zaś jest to współczynnik rozpraszania charakteryzujący ilość energii przekazanej elektronom Comptona (§§ 30 i 89). Cała ta energia jest obrócona na jonizację, liczba n par wytworzonych jonów wynosi przeto $\sigma_a l Es / eV$, gdzie eV jest to średnia energia potrzebna do utworzenia jednej pary jonów.

Prąd wchodzący do elektrometru wynosi $i = ne = \sigma_a l Es / V$, skąd $E = iV / \sigma_a ls$. Gdyby energia E była całkowicie pochłonięta w powietrzu, otrzymalibyśmy prąd $I = E / V = i / \sigma_a ls$. Znając wartości l , s i σ_a możemy obliczyć I , oraz wartość $4\pi r^2 I$ prądu jonowego, odpowiadającego całkowitej absorpcji promieniowania γ źródła S . Dla obliczenia energii promieniowania konieczna jest znajomość wartości V .

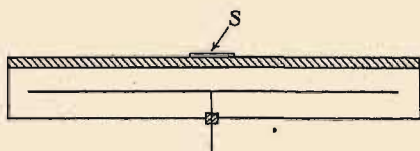
Jako źródła można używać soli radowej lub rureczki z radonem, której zawartość została zmierzona drogą porównania z wzorcem radu. Za pomocą pomiarów tego rodzaju znaleziono, że energia wysyłana przez gram radu w równowadze z pierwiastkami pochodnymi w postaci promieni γ wynosi $W = 1,08.10^5$ erg/sek (Bruzau), całkowity zaś prąd odpowiadający absorpcji tych promieni w powietrzu wynosi $I = 9,3.10^5$ j. es. Liczby te zostały obliczone w założeniu, że σ_a wynosi 0,000025 i $V = 35$ woltów. Podana wartość W odpowiada wydzielaniu ciepła w ilości 9,3 kal/godz w zgodności z wynikami otrzymanymi przez Ellisa i Woostera (§ 104).

§ 97. Oznaczanie radu za pomocą promieniowania γ . Wzorce.

Oznaczanie radu odbywa się najczęściej drogą pomiarów promieniowania γ . Główna zaleta tej metody polega na tym, że można oznaczać rad w preparatach zawartych w zalutowanej rurce, której ścianki pochłaniają promienie γ w bardzo słabym stopniu. Ponieważ jednak energia zużytkowana w komorze jonizacyjnej w postaci promieni γ stanowi na ogół tylko drobny ułamek energii, którą dawałyby w komorze jonizacyjnej promienie α , wysyłane przez ten sam preparat, przeto oznaczanie za pomocą promieni γ wymaga znacznie większych ilości materii promieniotwórczej niż oznaczanie za pomocą promieni α ¹⁾.

Jeżeli mała ilość substancji promieniotwórczej jest zawarta w rurce szklanej, której długość wynosi np. 2 cm, średnica 3 mm, grubość zaś ścianek nie przekracza 0,3 mm i jeżeli promienie przenikają do komory jonizacyjnej przez ekran z ołowiu grubości 1 cm, odgrywający rolę skutecznego filtru promieniowania, to można założyć, że absorpcja badanych promieni w ściankach rurki i w samym preparacie jest znikomo mała. W przypadku dwóch rurek podobnych i umieszczonych w podobny sposób względem komory, z których każda zawiera sól radową w równowadze z radonem i z osadem aktywnym, stosunek zawartości radu równa się stosunkowi prądów jonowych, mierzonych jako prądy nasycenia.

Aparatura musi być zbudowana w ten sposób, aby można było zaniedbać drobne różnice między rozmiarami rurek i ilościami zawartej w nich soli. Warunek ten jest spełniony, jeżeli źródło S jest umieszczone w dosyć znacznej odległości (co najmniej 50 cm) od elektroskopu otoczonego osłoną z blachy ołowianej. Można również używać komory jonizacyjnej w postaci kondensatora płaskiego, którego okładki są to krążki dużych rozmiarów (20 do 30 cm średnicy); górny krążek jest przykryty



Rys. 137.

ekranem z ołowiu, źródło zaś umieszcza się bądź bezpośrednio na ekranie, bądź w zmiennej odległości ponad ekranem. Przyrząd tego rodzaju jest przedstawiony na rys. 137.

W celu ujednostajnienia pomiarów wykonywanych w różnych krajach, Komisja Wzorców wybrana na

Zjeździe Nauki o Promieniotwórczości w Brukseli w 1910 r. postanowiła utworzyć wzorzec międzynarodowy w postaci wzorcowej rurki, zawierającej znaną ilość radu. Wzorzec ten został sporządzony w sierpniu 1911 r. przez Marię Curie. Była to cienkościenna rurka szklana, zawierająca

¹⁾ Niezmiernie małe ilości radu, np. rzędu wielkości 10^{-6} mg, mogą być oznaczane drogą badania promieni γ za pomocą licznika Geigera-Müllera (L. W.).

21,99 mg bardzo czystego bezwodnego chlorku radu, pochodzącego z soli, która posłużyła do oznaczenia ciężaru atomowego radu. Inny wzorzec, zawierający 31,17 mg $RaCl_2$, został sporządzony w Wiedeńskim Instytucie Radowym w charakterze wzorca pomocniczego. W r. 1912 Komisja dokonała porównania obu wzorców i stwierdziła ich zupełną zgodność. W związku z tym postanowiono sporządzić tzw. «wtórne» wzorce, które powinny być porównane z wzorcem międzynarodowym i z wzorcem pomocniczym z dokładnością do 0,2% i przeznaczone dla głównych Urzędów Miar różnych krajów. Ustalono, że długość rurek powinna wynosić około 30 mm, średnica wewnętrzna 3,2 mm i grubość ścianek około 0,27 mm.

Międzynarodowy wzorzec jest przechowywany w Międzynarodowym Biurze Wąg i Miar w Sèvres pod Paryżem, skąd przenosi się go do Instytutu Radowego w Paryżu w celu sprawdzania wzorców wtórnych. Wzorzec ten zawierał w sierpniu 1911 r. 16,74 mg radu pierwiastka w założeniu, że $Ra = 226,0$, $Cl = 35,457$; wskutek jednak samorzutnej przemiany radu wzorzec traci około 0,046% rocznie, toteż ilość radu jest obecnie o przeszło 1% mniejsza niż w chwili sporządzenia. Dokładne cechowania wymagają uwzględnienia tej poprawki.

Laboratorium pomiarów promieniotwórczości Urzędu Miar powinno posiadać kilka wzorców różnej zawartości radu, których wzajemne stosunki są dokładnie znane. Dokładność, jaką można osiągnąć w oznaczaniu radu, jest tym większa, im rozmiary i zawartość obu porównywanych preparatów są bardziej zbliżone do siebie. W pomiarach o charakterze technicznym, wykonywanych na potrzeby przemysłu i lecznictwa można liczyć na dokładność od 0,5% do 1%. Ponieważ w wielu laboratoriach istnieje osobny oddział pomiarowy, podobny do tego, który jest czynny w Paryskim Instytucie Radowym, przeto najczęściej oznacza się ilości radu za pomocą pomiarów elektrometrycznych zamiast ważenia.

Silnie filtrowane promienie γ używane w tych pomiarach nie pochodzą od samego radu, lecz od jego pierwiastka pochodnego RaC . Jeżeli ten ostatni nie znajduje się w równowadze z Ra , preparat nie nadaje się do oznaczania radu. W świeżo sporządzonej soli radowej ilość RaC wzrasta proporcjonalnie do ilości radonu i w przypadku, gdy to jest konieczne, można obliczyć graniczną wartość RaC na podstawie pomiarów wykonywanych w ciągu pewnego czasu. Równowaga jest osiągnięta dopiero po upływie 1 miesiąca.

Można również posługiwać się tą metodą dla oznaczania zawartości radu w substancjach, w których absorpcja promieniowania nie może być zaniedbana, wszelako osiągnięta dokładność jest mniejsza. Zawartość radu w minerałach bywa niekiedy oznaczana w ten sposób.

Pomiary promieni γ mogą służyć nie tylko do oznaczania radu, lecz również radonu i RaC ; jest rzeczą ogólnie przyjętą wyrażać ilości tych radiopierwiastków w curie i w milicurie. Tak np. ilość RaC , stanowiącego źródło promieni γ , porównywa się bezpośrednio z wzorcem i wyraża się w milicurie niezależnie od tego czy mamy do czynienia z RaC towarzyszącym radowi czy radonowi w zalutowanej rurce, czy wreszcie

z *RaC* otrzymanym z osadu aktywnego. W leczniczych zastosowaniach radu jest często rzeczą konieczną oznaczać w ten sposób radon w cienkich rurkach, tzw. igłach.

Jeżeli *RaC* nie znajduje się w równowadze z radem, jego ilość zmienia się w czasie, co należy wziąć pod uwagę w ten sposób, że wyniki redukuje się do danej chwili. To samo stosuje się do pomiarów zawartości radonu za pomocą promieniowania γ *RaC*. Ponadto w tym przypadku stosunek ilości *RaC* i radonu w stanie równowagi przejściowej różni się nieco od stosunku, który znajdujemy w przypadku, gdy *Rn* i *RaC* towarzyszą *Ra* i pozostają z nim w równowadze. Teoria wykazuje, że ilość radonu q' zawarta w rurce może być obliczona na podstawie ilości q znalezionej drogą bezpośredniego porównania z promieniowaniem γ wzorca radowego. Wzór jest następujący:

$$q' = q \left[1 - \lambda \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} \right) \right],$$

gdzie λ jest to stała radonu, a , b , c są to stałe *RaA*, *RaB* i *RaC*. Wykonując rachunek znajdujemy $q' = q(1 - 0,0088)$.

Dla oznaczania preparatów mezotoru i radiotoru posługujemy się również promieniowaniem γ ; w tym jednak przypadku nie umiemy sporządzać wzorców ze wspomnianych radiopierwiastków, ponieważ nie zdołano dotąd ich otrzymać w postaci czystej soli i w ilości dającej się zważyć. Musimy przeto zadowolić się używaniem wzorców radowych i wyrażamy ilości mezotoru i radiotoru jako «równoważne danej ilości (miligramów) radu». W przypadku *RTh* promieniowanie γ pochodzi od *ThC* + *ThC''*. W przypadku *MTh* mamy do czynienia z tą samą grupą promieni γ , ponieważ te preparaty zawierają na ogół *RTh* oraz jego pochodne; ponadto jednak należy wziąć pod uwagę inną grupę, wysyłaną przez *MTh2*, pierwiastek zajmujący w rodzinie torowej miejsce między *MTh1* i *RTh*. Współczynniki absorpcji tych dwóch grup promieni γ są różne od współczynnika absorpcji promieni γ *RaC* (§ 89). Wyniki porównania z wzorcem radowym nie są przeto jednoznaczne, lecz zależą od warunków doświadczenia, w największym zaś stopniu od grubości ołowiu użytego jako ekran.

Rozróżnianie mezotoru, radiotoru i radu zawartych w zalutowanych rurkach ma wielkie znaczenie w handlu ciał promieniotwórczych, ponieważ *MTh* i *RTh* zanikają znacznie szybciej niż rad. W celu otrzymania jakiejś wskazówki bez otwierania rurek można wykonywać pomiary z różnymi grubościami ołowiu (*Bothe*), co pozwala ujawniać różnice między współczynnikami absorpcji. Interpretacja tych wyników jest dosyć trudna zwłaszcza wskutek obecności malej domieszki radu w preparatach *MTh* (patrz § 139), pochodzących zazwyczaj z minerałów zawierających zarazem tor i uran. Inny sposób kontroli polega na tym, że wyznacza się z jednej strony stosunek R promieniowania γ rurki badanej, do promieniowania rurki wzorcowej zawierającej *Ra*, z drugiej zaś strony stosunek Δ ilości ciepła wydzielanego przez oba preparaty. Jeżeli badana rurka zawiera rad, $R = \Delta$; jeżeli zawiera *MTh* i jego pochodne, stosunek Δ/R różni się od 1 i zmienia się wraz z wiekiem preparatu (*Maria Curie*).