

AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA
IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

WYDZIAŁ FIZYKI I TECHNIKI JĄDROWEJ
PODYPLOMOWE STUDIA PEDAGOGICZNE I
ZAWODOWE



Kierunek :

Fizyka z elementami informatyki

PRACA DYPLOMOWA

Jarosław Kazibut

PRZEŁOMOWE EKSPERYMENTY WSKAZUJĄCE
NA NIEKLASYCZNE WŁAŚCIWOŚCI
PROMIENIOWANIA.

Opiekun: prof. dr hab. Janusz Wolny

Kraków, wrzesień 2004

SPIS TREŚCI

Wstęp	str. 1
Rozdział 1. Promieniowanie ciała doskonale czarnego.	str. 2
1.1 Wielkości charakteryzujące promieniowanie.	str. 4
1.2 Pojęcie ciała doskonale czarnego i jego model. str. 7	
1.3 Próby doświadczalnego wyznaczenia funkcji rozkładu spektralnego promieniowania ciała doskonale czarnego i jego teoretycznej interpretacji. Prawo Stefana – Boltzmana. Prawo Wiena.	str. 9
1.4 Prawo Rayleigha- Jeansa.	str. 16
1.5 Prawo Plancka.	str. 21
Rozdział 2. Efekt fotoelektryczny.	str. 24
Rozdział 3. Doświadczenie Comptona.	str. 32
Rozdział 4. Promieniowanie rentgenowskie.	str. 46
Rozdział 5. Kreacja i anihilacja par.	str. 51
Podsumowanie	str. 56
Literatura	str. 59

WSTĘP

"Nauka kroczy naprzód na dwóch nogach, a mianowicie na teorii i eksperymencie..," powiedział R.A.Millikan na wykładzie wygłoszonym w maju 1924 roku z okazji otrzymania Nagrody Nobla.

Teoria naukowa jest próbą stworzenia obrazu otaczającej nas rzeczywistości. Obejmuje ona węższy lub szerszy zakres faktów i praw doświadczalnych. Teoria wiąże prawa i fakty wspólną myślą, stwarza obraz rzeczywistości, z którego te fakty wynikają w drodze logicznego rozumowania. Czerpie swe soki żywotne z doświadczeń, które potwierdzają jej wnioski. Obalają ją i niszczą doświadczenia sprzeczne z jej konsekwencjami. W rozwoju teorii eksperyment jest i pozostanie zawsze najwyższą instancją, decydując o jej roli.

Narodziny i rozwój teorii kwantów i fizyki atomowej to szereg skomplikowanych doświadczeń prowadzonych "po omacku" przez uczonych różnych narodowości, na szeroką skalę. Badania, te rozjaśniane błyskami intuicji, wspomagane przez przypadek i domysły uwieńczone zostały w końcu niezwykłą zbieżnością teorii z doświadczeniem.

Celem tej pracy jest przedstawienie przełomowych eksperymentów fizyki atomowej i ich wpływu na dalszy rozwój teorii. W pracy tej opisuję doświadczenia tworzące genezę mechaniki kwantowej i fizyki atomowej.

Praca moja może być przydatna studentom, którzy chcą zebrać i utrwalić poznane wiadomości z mechaniki kwantowej i fizyki atomowej oraz poszerzyć swoją wiedzę wykorzystując omawiane przeze mnie doświadczenia. Korzyści z jej przeczytania może również odnieść nauczyciel fizyki. Jednak treści zawarte w tej pracy mogą zostać wykorzystane przez nauczycieli jedynie w szkołach średnich. Obecnie program nauczania zawiera mniejszy niż dotychczas zakres treści kształcenia a od nauczyciela danego przedmiotu zależy stopień uszczegółowienia określonych tematów (ich ujęcie ilościowe, jakościowe lub realizacja w formie krótkiej, informacyjnej wzmianki).

Omówione przeze mnie zagadnienia: efekt fotoelektryczny, doświadczenie Comptona, powstawanie promieniowania X, czy kreacja i anihilacja par mogą stanowić dla nauczyciela materiał do przygotowania lekcji w szkołach średnich, oraz kółek fizycznych w gimnazjach.

ROZDZIAŁ I

PROMIENIOWANIE CIAŁA DOSKONALE CZARNEGO.

Teoria kwantów narodziła się w swej pierwotnej postaci z rozważań Maxa Plancka, zmierzających do wyjaśnienia rozkładu energii w ciągłym widmie promieniowania ciała doskonale czarnego. Z punktu widzenia naszej dzisiejszej wiedzy fakt ten może wydać się dość dziwny, albowiem promieniowanie ciała doskonale czarnego jest, na pierwszy rzut oka, zjawiskiem, w którym kwantowy charakter stanów energetycznych materii nie unaocznia się w sposób jawny.

Problem ciała doskonale czarnego był pierwszym problemem kwantowym. W rozdziale tym przedstawię jak przebiegał rozwój badań nad promieniowaniem ciała doskonale czarnego, zanim zainteresował się tym zagadnieniem Planck oraz w jaki sposób próba dopasowania teorii do wyników badań doświadczalnych doprowadziła Plancka do stworzenia hipotezy kwantów.

Gdy fizykę klasyczną zastosowano do badania zagadnienia promieniowania ciepłego poniosła ona szczególnie poważną porażkę. Właśnie promieniowanie ciała doskonale czarnego ujawniło po raz pierwszy słabe punkty klasycznej mechaniki i elektrodynamiki. Wówczas to zaszła konieczność wprowadzenia hipotezy kwantów, która okazała się całkowicie sprzeczna z "duchem" fizyki klasycznej.

Aby zrozumieć, sprzeczności do jakich doprowadziła fizyka klasyczna w dziedzinie promieniowania ciepłego przytoczę dwa doświadczenia.

Stałe ciała ogrzane do dostatecznie wysokiej temperatury rozżarzają się, to znaczy emitują światło widzialne, co możemy łatwo zaobserwować. Jednak i przy niższych temperaturach emitują one energie w postaci tzw. promieniowania ciepłego. Różnica pomiędzy promieniowaniem świetlnym i ciepłym jest uwarunkowana tylko właściwościami fizjologicznego aparatu naszych organów zmysłowych, nie pozostaje ona zaś w żadnym związku z ich naturą.

Wyobraźmy sobie, że mamy kilka ciał ogrzanych do różnych temperatur, umieścimy je w komorze ograniczonej doskonale odbijającymi ściankami. Ciała te będą pomiędzy sobą wymieniały energię za pośrednictwem promieniowania. Ciała o wyższej temperaturze będą stygły, ponieważ emitują więcej energii niż

jej otrzymują od ciał je otaczających, ciała o niższej temperaturze będą się ogrzewały, gdyż otrzymują więcej energii niż jej oddają. Przestrzeń wewnątrz komory będzie wypełniona energią promienistą ponieważ fale elektromagnetyczne wysyłane przez te ciała rozchodzą się ze skończoną prędkością.

Doświadczenie uczy, że musi się w końcu wytworzyć stan stacjonarny, w którym wszystkie ciała osiągają jednakową temperaturę. W tym stanie ciała te pochłaniają w jednostce czasu dokładnie tyle energii, ile jej oddają. Wówczas gęstość promieniowania w przestrzeni między tymi ciałami osiąga pewną określoną wartość, odpowiadającą danej temperaturze. Fakt ten wydaje się być zupełnie naturalnym wnioskiem z praw fizyki klasycznej. Jednak jeżeli zastanowić się głębiej, to okazuje się, że jest on niezrozumiały i to właśnie z punktu widzenia fizyki klasycznej.

Można to wyjaśnić na następującym przykładzie. Załóżmy, że w komorze z poprzedniego doświadczenia umieszczony jest kawałek żelaza i że jego powierzchnia jest poczerniona w ten sposób, że pochłania w zupełności całą energię na nią padającą. Wiadomo, że każdy centymetr kwadratowy powierzchni takiego kawałka żelaza w temperaturze zero stopni Celsjusza emituje $3 \cdot 10^{-2}$ J/s, a przy równowadze cieplnej pochłania jednocześnie z otaczającej przestrzeni taką samą ilość energii w każdej sekundzie. Wiadomo także dokładnie, że w przestrzeni między ścianami komory a powierzchnią kawałka żelaza, gęstość energii w zero stopni Celsjusza będzie równa $4 \cdot 10^{-12}$ J/cm³. Natomiast gęstość energii cieplnej wewnątrz samego kawałka żelaza przy tej samej temperaturze równa jest w przybliżeniu $8 \cdot 10^2$ J/cm³, a więc jest $2 \cdot 10^{14}$ razy większa niż gęstość energii promieniowania. Owa energia cieplna, stanowi energię drgań atomów żelaza dookoła ich położenia równowagi. W ten sposób można wysnuć następujący wniosek, przy równowadze termodynamicznej pomiędzy drgającymi atomami substancji a promieniowaniem elektromagnetycznym prawie cała energia jest skoncentrowana w drganiach atomów, tylko jej nieznaczna część przypada na promieniowanie pozostające w równowadze z atomami. Właśnie ten fakt okazuje się niezrozumiały z punktu widzenia mechaniki klasycznej,

Model rozpatrzonego wyżej doświadczenia można wyobrazić sobie w następujący sposób: na powierzchni wody nalanej do zbiornika pływają korki połączone sprężynkami w ten sposób, że mogą wykonywać względem siebie drgania. Jeśli wprowadzimy korki w drgania, to będą one oddawać swoją energię wodzie. Pojawia się więc na powierzchni wody fale. Fale te będą rozchodziły się po powierzchni wody w różnych kierunkach, będą odbijały się od ścian zbiornika po czym rozdrabniały na coraz mniejsze. Ostateczny rezultat doświadczenia powinien polegać na tym, że drgania korków ustaną, a cała ich energia zostanie przekazana otaczającemu ośrodkowi. Jednak nie można sobie wyobrazić sytuacji, w której korki w stanie końcowym wykazywałyby intensywne drgania, a woda nie otrzymywałaby żadnej energii, tymczasem taka sytuacja występuje w przypadku równowagi pomiędzy ogrzany ciałem materialnym a promieniowaniem. Jak wynikało z doświadczenia, cała energia

skupiała się tam w drganiach atomów, a na promieniowanie przypadła bardzo niewielka jej ilość.

Trudności powstałe w związku z zagadnieniem promieniowania ciepłego polegają na tym, że jak okazuje się, według fizyki klasycznej również i w przypadku równowagi promieniowania elektromagnetycznego ciał materialnych w przestrzeni zamkniętej praktycznie cała energia powinna zostać przekazana polu elektromagnetycznemu.

1.1 Wielkości charakteryzujące promieniowanie.

Aby rozpatrzyć zagadnienie promieniowania, wyobraźmy sobie, komorę ograniczoną nieprzenikliwymi dla ciepła ściankami i ogrzanymi do pewnej określonej temperatury T . Ścianki tej komory będą emitowały fale elektromagnetyczne i pochłaniały fale padające na nie z wnętrza komory. W stanie równowagi w ciągu 1 sekundy emisja będzie równać się absorpcji, a ponieważ, promieniowanie rozchodzi się z prędkością skończoną, więc wewnątrz komory będzie istnieć pole elektromagnetyczne o stałej gęstości energii

$$u = \frac{1}{8\pi} (E^2 + H^2) \quad (1.1.1)$$

Dla celów praktycznych, wygodniej jest posługiwać się zamiast objętościowej gęstości promieniowania u inną wielkością, a mianowicie natężeniem właściwym promieniowania, czyli powierzchniową jasnością promieniowania. Wielkość tą definiuje się w następujący sposób: bierzemy pod uwagę element powierzchni $d\sigma$ ustawiony w polu promieniowania w dowolny sposób. Promieniowanie przechodzi przez taki element we wszystkich możliwych kierunkach, Na elemencie $d\sigma$ (rys.1.1.1) można zbudować podwójną mnogość stożków elementarnych, a promieniowanie będzie się rozchodziło wewnątrz nich. Ilość energii $d\Phi$ przechodzącej w jednostce czasu przez element $d\sigma$ do wnętrza stożka $d\Omega$, którego oś tworzy kąt θ z normalną do elementu $d\sigma$, wynosi:

$$d\Phi = I d\sigma \cos \theta d\Omega \quad (1.1.2)$$

Wielkość I nazywa się natężeniem właściwym promieniowania i jest to strumień energii promienistej przepływający w jednostce czasu przez powierzchnię 1 cm^2 i rozchodzący się wewnątrz jednostkowego kąta bryłowego w kierunku normalnej do powierzchni. Chcąc otrzymać wartość całego strumienia przepływającego przez $d\sigma$ w jednostce czasu w jednym kierunku, należy scałkować powyższe

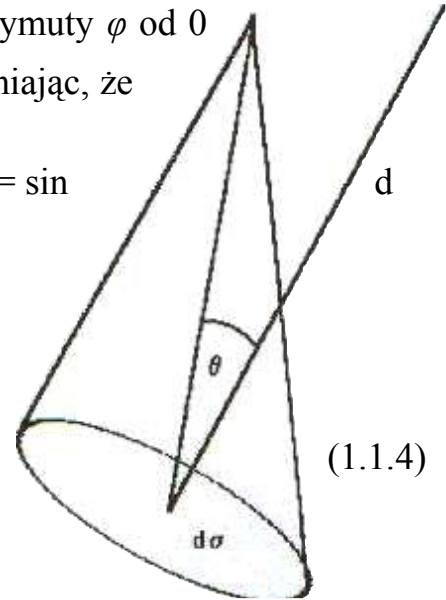
wyrażenie rozciągając całkowanie na wszystkie azymuty φ od 0 do 2π i na wszystkie kąty od 0 do $\frac{\pi}{2}$. Uwzględniając, że

$$d\varphi \quad (1.1.3) \quad d\Omega$$

Rys.1.1.1 Stożek zbudowany na elemencie $d\sigma$ = sin

otrzymujemy

$$\Phi = d\sigma \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} I \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (1.1.4)$$



Ponieważ wielkość I odgrywa w promieniowaniu tę samą rolę co wielkość powierzchniowej jasności dla źródła światła jest często nazywana powierzchniową jasnością promieniowania.

Pomiędzy jasnością I i objętościową gęstością promieniowania u zachodzi następujący związek. Weźmy pod uwagę dowolny punkt O znajdujący się wewnątrz pola promieniowania i wyobraźmy sobie kulę ze środkiem w punkcie O . Wszystkie promienie przechodzące przez punkt O muszą przejść przez powierzchnię tej kuli, a każdy z nich wnosi swój udział do objętościowej gęstości promieniowania wokół punktu O . Można wykazać, że w przypadku promieniowania liniowo spolaryzowanego gęstość objętościowa promieniowania wynosi

$$u = \frac{4\pi I}{c}$$

(1.1.5)

Promieniowanie ciepłe w komorze ma widmo ciągłe. W celu rozpatrzenia jego składu widmowego konieczne jest oprócz wielkości całkowitych u oraz I , w których uwzględnione są promieniowania wszystkich spotykanych tu częstości, wprowadzenie wielkości widmowych.

Dla nieskończenie małego przedziału częstości dv można uważać, że widmowa gęstość objętościowa du_v jest proporcjonalna do przedziału dv :

$$du_v = \rho_v dv \quad (1.1.6)$$

Współczynnik ρ_v nazywa się widmową gęstością promieniowania. Dla widma ciągłego obejmującego wszystkie częstości od 0 do ∞ mamy

$$u = \int_0^{\infty} du_v = \int_0^{\infty} \rho_v dv \quad (1.1.7)$$

Można także wprowadzić widmową jasność powierzchniową promieniowania I_v definiując ją w analogiczny sposób jak to uczyniono dla wielkości całkowych. W tym przypadku pomiędzy ρ_v i I_v zachodzi ten sam związek co pomiędzy u i I , a mianowicie

$$\rho_v = \frac{4\pi}{c} I_v \quad (1.1.8)$$

Promieniowanie o określonej częstotliwości i o określonym kierunku scharakteryzowane jest jeszcze przez swój stan polaryzacji. Promieniowanie wewnątrz komory jest zupełnie niespolaryzowane. Pod względem przenoszenia energii promień niespolaryzowany jest równoważny dwóm promieniom spolaryzowanym w płaszczyznach wzajemnie do siebie prostopadłych i o jednakowych średnich natężeniach. Dlatego dla promieniowania niespolaryzowanego

$$I = 2 \int_0^{\infty} I_v dv \quad (1.1.9)$$

natomiast dla promieniowania niespolaryzowanego jednorodnego, izotropowego

$$\rho_v = \frac{8\pi}{c} I_v \quad (1.1.10)$$

Jeżeli na ciało pada promieniowanie to część tego promieniowania ulega odbiciu od powierzchni oddzielającej ciało od ośrodka, pozostała zaś część przenika do wnętrza ciała. Energia promienista, która przeniknęła do wnętrza ciała, częściowo zostaje przez nie pochłonięta i zamienia się na ciepło, częściowo zaś odbija się parę razy wewnątrz ciała i z powrotem wydostaje się na zewnątrz. Ta część całkowitej energii padającej, zawartej w danym przedziale częstotliwości pomiędzy ν i $\nu+dv$, która pozostaje wewnątrz ciała i zamienia się w ciepło, nazywa się zdolnością absorpcji lub pochłaniania ciała dla danej częstotliwości ν . Wielkość ta jest niemianowana i oznacza się ją przez A_ν . Zdolności tej nie należy utożsamiać ze współczynnikiem absorpcji lub pochłaniania a_ν , który stanowi miarę względnego osłabienia równoległej wiązki promieni na jednostkę długości. Ciało może mieć mały współczynnik pochłaniania, lecz przy znacznych rozmiarach wielką zdolność pochłaniania.

Energia wypromieniowywana przez 1 cm² powierzchni ciała w 1 sekundy nazywa się zdolnością emisyjną i oznacza się ją przez E_ν .

1.2 Pojęcie ciała doskonale czarnego i jego model.

Pod koniec lat pięćdziesiątych dziewiętnastego wieku dwaj uczeni, Szkot Balfour Stewart i Niemiec Gustaw Robert Kirchhoff, niezależnie od siebie odkryli ważne prawo dotyczące emisji i absorpcji światła. Na podstawie badań tzw. ciepła promienistego Stewart doszedł w 1855 roku do wniosku, że "absorpcja (badanej) płytki równa jest jej emisji i to dla wszystkich rodzajów ciepła".

Rok później Kirchhoff ogłosił prawo, na podstawie którego wyjaśnił pochodzenie linii Fraunhofera w widmie słonecznym. To Kirchhoff uczynił pierwszy wielki krok na drodze teoretycznego zbadania właściwości promieniowania znajdującego się w równowadze. Opierając się na prawach termodynamiki wykazał on, że przy stałej temperaturze widmowa gęstość promieniowania ρ_v , zupełnie nie zależy od natury i właściwości ciał znajdujących się wewnątrz komory (jak również od ścianek samej komory), a więc na przykład od charakteru ich powierzchni, wykazywania lub niewykazywania przez te ciała linii selektywnej absorpcji optycznej itd. Omówiona właściwość promieniowania zrównoważonego wynika bezpośrednio z drugiej zasady termodynamiki. Załóżmy, że gęstość promieniowania zrównoważonego zależy w jakiś sposób od natury ciał, znajdujących się wewnątrz komory. Wówczas gdybyśmy wzięli dwa układy zrównoważone o jednakowej temperaturze, lecz składające się z różnych ciał i połączyli je między sobą, to naruszylibyśmy równowagę. Doprowadziło by to do wytworzenia się pomiędzy obydwoma układami różnicy temperatur, którą można by wyzyskać dla urządzenia perpetuum mobile drugiego rodzaju.

Kirchhoff wykrył dalej ważny związek pomiędzy zdolnościami emisji i absorpcji ciała przy danej częstotliwości z jednej strony, a widmową jasnością I_v (więc i ρ_v) z drugiej strony. Prawo odkryte przez Kirchhoffa jest następujące:

$$\frac{E_v}{A_v} = I_v = \frac{c}{8\pi} \rho_v \quad (1.1.11)$$

Prawo to mówi, że stosunek zdolności emisyjnej ciała do jego zdolności absorpcyjnej równa się jasności powierzchniowej promieniowania znajdującego się z tym ciałem w stanie równowagi. Uwzględniając to, że gęstość widmowa promieniowania ρ_v , (a również i I_v) nie zależy od natury ciała, prawo Kirchhoffa mówi dalej, że stosunek zdolności emisyjnej ciała do jego zdolności absorpcyjnej jest jednakowy dla wszystkich ciał. Stosunek ten, który jest proporcjonalny do widmowej gęstości promieniowania znajdującego się w równowadze. Jest więc w ten sposób funkcją zależną jedynie od temperatury i częstotliwości.

Wśród wszystkich ciał szczególnie ważne znaczenie powinno mieć takie ciało, którego zdolność absorpcyjna równa się jedności. Ponieważ ciało to pochłaniałoby całą padającą na nie energię, Kirchhoff nazwał je ciałem doskonale czarnym. Zakładając, że udało nam się zrealizować ciało doskonale czarne, wówczas z prawa Kirchhoffa dla $A_v=1$ otrzymujemy

$$E_\nu = I_\nu = \frac{c}{8\pi} \rho_\nu \quad (1.1.12)$$

Otrzymany wynik oznacza, że zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego jest również funkcją częstości i temperatury. Jeżeli więc w drodze teoretycznej znajdziemy wzór dający *explicite* $\rho(\nu, T)$ i jeżeli doświadczenie wykonane tylko dla jednego ciała doskonale czarnego potwierdzi ten wzór to wtedy możemy obliczyć rozkład energii w widmie dla dowolnego ciała znając jego zdolność absorpcyjną, którą można znaleźć za pomocą widma absorpcyjnego i rozważań geometrycznych. Stąd jest zrozumiałe, dlaczego zagadnienie teoretycznego znalezienia funkcji $\rho(\nu, T)$ wzbudziło wielkie zainteresowanie.

W rzeczywistości w przyrodzie nie ma ciała doskonale czarnego, nie ma też takiej farby, aby pokrycie nią powierzchni ciała zredukowało do zera jego współczynnik odbicia. Prawo Kirchhoffa pozwala na sporządzanie sztucznego ciała doskonale czarnego. Sam Kirchhoff zwrócił również uwagę na to, że ciało doskonale czarne, które w odniesieniu do praktyki laboratoryjnej jest jedynie idealizacją, równoważne jest wewnątrz zamkniętej wnęki o nieprzepuszczalnych dla światła ściankach. W tym celu należy zbudować komorę ograniczoną ściankami równomiernie nagrzanymi. Wówczas promieniowanie ustalające się wewnątrz komory osiągnie równowagę, a rozkład energii w jego widmie będzie identyczny z rozkładem dla ciała doskonale czarnego. Jeżeli w ściance komory wykonamy niewielki otwór, to z tego otworu wychodzić będzie promieniowanie takie samo, jak promieniowanie ciała doskonale czarnego.

Zasadniczy wniosek wynikający z prawa Kirchhoffa jest następujący:

$$\rho_\nu = F(\nu, T) d\nu \quad (1.1.13)$$

gdzie $F(\nu, T)$ jest pewną funkcją uniwersalną. Dalsze rozwinięcie koncepcji Kirchhoffa i poznanie kształtu zdefiniowanej przez niego uniwersalnej funkcji $F(\nu, T)$ wymagało przeprowadzenia dokładnych ilościowych pomiarów rozkładu natężenia promieniowania ciała doskonale czarnego przy stałej temperaturze oraz zbadania zależności tego rozkładu od temperatury.

Ze względu na uniwersalny charakter tej funkcji można było przyjąć ważne założenie, że ma ona stosunkowo prostą postać, a zatem możliwe będzie jej empiryczne odtworzenie bez szczegółowego wnikania w mechanizm procesu emisji. Wykonanie tych pomiarów wymagało jednak rozwinięcia techniki badań spektroskopowych w podczerwieni, bowiem na ten obszar widma przypada główna część energii promieniowania stosowanych w laboratoriach źródeł światła, szczególnie źródeł o niskiej temperaturze.

Promieniowanie podczerwone odkrył w 1800 roku William Herschel, umieszczając termometr poza długofalową krawędzią uzyskanego za pomocą pryzmatu widma światła słonecznego. Przez pewien czas sądzono, że promieniowanie "cieplne", widzialne i ultrafioletowe stanowią trzy odmienne typy zjawisk. Dopiero po pracach Macedonio Melloniego z lat trzydziestych XIX wieku oraz Karla Hermanna Knoblauch'a uznano ich zasadniczą fizyczną tożsamość. Uświadomienie sobie przez fizyków tej tożsamości miało doniosłe

konsekwencje teoretyczne, światło widzialne opisywane bowiem było w schemacie pojęciowym drgającego eteru, zaś na początku dziewiętnastego wieku ciepło traktowane było jako substancja, dopiero po odkryciu jego równoważności z energią zaczęło być uważane za formę ruchu.

1.3 Próby doświadczalnego wyznaczenia funkcji rozkładu spektralnego promieniowania ciała doskonale czarnego i jego teoretycznej interpretacji. Prawo Stefana-Boltzmann. Prawo Wiena.

John Tyndall znany ze swych badań dotyczących błękitu nieba, przeprowadza w latach 1856-1859 serię obserwacji spektroskopowych w Alpach, a także badał widma rozmaitych sztucznych źródeł światła, posługując się pryzmatem z soli kamiennej, przepuszczającej promienie podczerwone. Badając rozkład widmowy promieniowania pochodzącego z różnych źródeł, stwierdził Tyndall, że maksimum krzywej rozkładu dla różnych ciał świecących przypada w tej samej temperaturze na tę samą długość fali, ponieważ jednak nie podał on metody pomiaru temperatury tych ciał, sądzić można, iż było to raczej jego intuicyjne przeświadczenie. Należy wspomnieć, że podobnie jak większość współczesnych mu fizyków, uważał on emisję promieniowania za proces przekazywania eterowi energii oscylacji atomów.

W latach osiemdziesiątych we Francji ważne prace eksperymentalne prowadził profesor fizyki z Uniwersytetu w Montpellier, Andre Crova. W 1878 roku ogłosił on pierwszą z serii prac, których celem miało być opracowanie metody określania temperatury źródła światła na podstawie rozkładu energii w jego widmie. W latach 1877-1878 wykonał on wiele badań widma Słońca i szeregu innych źródeł promieniowania, stosując instrument własnej konstrukcji, który nazwał "spektropyrometrem". Używał pryzmatów ze szkła ołowianego, soli kamiennej i fluorytu, a jako detektor stosował "liniowe ogniwo termoelektryczne". Crova potwierdził fakt (którego odkrycie przypisywał Edmondowi Becquerelowi i J.W.Draperowi), że w miarę wzrostu temperatury źródła następuje przesunięcie maksimum w widmie energetycznym w kierunku fal krótszych. Metoda polegająca na stosowaniu jako detektora ogniwa termoelektrycznego, była jednak mało dokładna ze względu na niewielką czułość tego urządzenia, na co sam Crova zwrócił uwagę.

Ogniwa termoelektryczne umożliwiły pomiar całkowitej energii promieniowania stosowanych w laboratoriach źródeł światła, czyli wielkości u . Dzięki temu słoweński fizyk Josef Stefan na podstawie eksperymentalnych wyników Johna Tyndalla z 1864 roku ustalił w 1874 roku empiryczne prawo, zgodnie z którym wielkość ta jest proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury bezwzględnej ($u = \sigma T^4$). Jednak wzór Stefana oparty był na bardzo wątpliwych podstawach empirycznych i można mówić raczej o jego "odgadnięciu" niż o indukcyjnym wyprowadzeniu. Ścisłość tego prawa zakwestionował w trzy lata później J.Violle proponując własny wzór. W roku 1884 Ludwig Boltzmann przeprowadził teoretyczny dowód słuszności prawa Stefana opierając się na

drugiej zasadzie termodynamiki i teorii ciśnienia promieniowania. Prawo to zwane jest prawem Stefana-Boltzmann'a i ma następującą postać:

$$u = \sigma T^4 \quad (1.1.14)$$

Przydatność ogniów termoelektrycznych jako detektorów przy pomiarze rozkładu energii w widmie promieniowania przy stałej temperaturze była jeszcze mniejsza, gdy do rozszczepiania światła zamiast pryzmatów stosowano siatki dyfrakcyjne, pozwalające na bezpośrednie uzyskiwanie tzw. widm normalnych. Stosowane około roku 1880 siatki dyfrakcyjne były niskiej jakości, co powodowało znaczne straty energii światła. Ponadto, w obszarze podczerwonym dyspersja siatki jest znacznie wyższa niż pryzmatu, co powoduje dodatkowe rozproszenie energii na dłuższy odcinek widma.

Problem pomiaru natężenia światła podczerwonego o małej intensywności rozwiązał amerykański fizyk i astronom Samuel Pierpont Langley. Interesowało go zagadnienie absorpcji światła słonecznego przez atmosferę ziemską i powierzchnię ziemi. Zamierzał też zbadać jakim przemianom ulega to światło zanim zostaje reemitowane przez powierzchnię ziemi. Do tych badań konieczne było znalezienie metody pomiaru promieniowania ciał o niskich temperaturach emitujących niewidzialne światło podczerwone. Urządzenie detekcyjne, które skonstruował w roku 1880, nazwał bolometrem. Był to udoskonalony różnicowy termometr oporowy. Przyrząd tego typu wynalazł już w 1851 roku Adolph Friedrich Svenberg z Uppsali. Bolometr składał się z cienkiego włókna z platyny, żelaza lub węgla, długości 10 mm, grubości 10^{-2} - 10^{-3} mm, szerokości zaś 1 mm lub 0,04 mm. Znaczne zmniejszenie wymiarów elementu termoczułego w stosunku do ogniwa termoelektrycznego miało dwie ważne konsekwencje; zmniejszała się bezwładność cieplna detektora oraz wzrastała zdolność rozdzielcza. Włókno to włączone było do obwodu mostka Wheatstone'a, którego drugie ramię stanowił identyczny platynowy drut. Podczas pomiaru za pomocą czułego galwanometru odczytywano wielkość niezerównoważenia mostka. Urządzenie to było 10 do 30 razy czulsze od ogniwa termoelektrycznego Melloni'ego i pozwalało na wykrycie różnic temperatury rzędu 10^{-8} stopni C.

Langley nie mógł w pomiarach swych stosować siatek dyfrakcyjnych ze względu na zachodzenie na siebie widm różnych rzędów. Chcąc otrzymać widma normalne, wyznaczał za pomocą siatki Rutherforda (681 linii/mm), a następnie wklęsłych siatek Rowlanda (142.1 linii/mm), krzywą dyspersji pryzmatu z soli kamiennej, którą ekstrapolował do obszaru fal dłuższych niż 5,5 μm , przybliżając je hiperbolą. Dzięki temu rozszerzał zakres dostępnego dla ilościowych pomiarów widma do 15 μm .

Wykorzystując swą aparaturę Langley przeprowadził pomiary widma pocernionej sadzą miedzi w temperaturze 2, 330, 525 oraz 815 stopni Celsjusza, a także pustej kostki wypełnionej wrzącą wodą (100 stopni Celsjusza) lub aniliną (178 stopni Celsjusza), a nawet tej samej kostki ochłodzonej do temperatury -20 stopni Celsjusza (przy czym uzyskał "ujemne" widmo). Langley stwierdził, na podstawie kształtu rozkładu energii w widmach emisyjnych, że w

miarę wzrostu temperatury następuje "istotne, choć niewielkie przesunięcie punktu o maksymalnej ciepłocie w stronę fal krótszych". Dla temperatury 100 stopni Celsjusza pozycję tego maksimum oszacował na 7,5 μm , a dla 0 stopni Celsjusza na ponad 10 μm (wyniki te są w dobrej zgodności z dzisiejszymi danymi). Inną ważną obserwacją Langleya było wykrycie asymetrycznego kształtu krzywej rozkładu spektralnego, której nachylenie po stronie krótkofalowej było znacznie większe niż po stronie długofalowej.

Trudności doświadczalne związane z określeniem kształtu rozkładu energii w widmie promieniowania ciała doskonale czarnego, wynikające z niezwykle małej intensywności promieniowania ciał w niskich temperaturach, niedostatecznej czułości detektorów, selektywnej absorpcji optycznych elementów układu pomiarowego czy wreszcie braku zadowalającego wzorca ciała doskonale czarnego, były bardzo poważne i ich pokonanie wymagało jeszcze wielu lat pracy. Pomimo to badania Johna Tyndalla, André Crova i Samuela Langleya stanowiły już dostateczny bodziec do podjęcia pierwszych prób teoretycznej interpretacji istniejącego materiału doświadczalnego.

Sposób przygotowania, przeprowadzenia eksperymentu i przedstawienia jego wyników zależy w zasadniczym stopniu od wstępnej wiedzy, z jaką uczony przystępuje do realizacji zadania. Próby oparcia praw promieniowania ciała doskonale czarnego na mocnych teoretycznych podstawach, podjęte w końcu lat siedemdziesiątych przez fizyka Władimira Aleksandrowicza Michelsona, miały za punkt wyjścia powszechne w owym czasie przekonanie, że wszelkie zjawiska naturalne zachodzą zgodnie z zasadami mechaniki. Przyjmowano wówczas powszechnie, że ruchem najmniejszych cząstek materii rządzą te same prawa, które ustalone zostały dla ruchu planet i innych ciał o znacznej masie i energii. Często podejmowano próby czysto dedukcyjnego rozwiązania zagadnienia rozkładu energii w widmie promieniowania ciała doskonale czarnego na podstawie odpowiednio skonstruowanego modelu mechanicznego. Przy próbach tych, często wykorzystywano analogię między zjawiskami promieniowania a zjawiskami akustycznymi.

Historyczny proces teoretycznej rekonstrukcji krzywej rozkładu widmowego przebiegał w ten sposób, że poszczególne ustalone w drodze badań doświadczalnych cechy tego rozkładu, takie jak całkowite prawo Stefana-Boltzmann, określające wielkość powierzchni pod krzywą w funkcji temperatury, przesunięcie położenia maksimum energii w kierunku fal krótkich ze wzrostem temperatury (prawo przesunięć Wiena), asymetria kształtu krzywej i jej podobieństwo do rozkładu Maxwella, stanowiły zasadnicze przesłanki dla rozważań teoretycznych a także były testami poprawności wniosków. Krzywa ta była więc niejako budowana z osobnych elementów, które jako dane z doświadczenia stopniowo zyskiwały solidne oparcie teoretyczne. Prawo Stefana-Boltzmann zostało w sposób ścisły wyprowadzone przez Boltzmann z założeń elektrodynamicznych i termodynamicznych w 1884 roku, natomiast prawo przesunięć zyskało dowód dzięki pracom Wiena z 1893 roku. Prawa te, których

śluszości można było dowieść w ramach klasycznej fizyki, nie wystarczały do odtworzenia pełnego kształtu krzywej rozkładu energii. Proponowane przez różnych badaczy rozwiązania miały bądź charakter całkowicie empiryczny, bądź też przy ich wyprowadzaniu (czy raczej uzasadnianiu), posługiwano się dodatkowo dość bezwzględny i budzącymi wątpliwość założeniami. Dowód praw Stefana-Boltzmann'a i Wiena stanowił w istocie granica możliwości fizyki klasycznej.

Władimir A. Michelson pisał w 1887 roku, że bezpośrednim bodźcem, jaki skłonił go do podjęcia tematu widma ciała stałego, była lektura publikacji Langleya i Crovy. Zdaniem Michelsona stan badań doświadczalnych uzasadniał próbę teoretycznej interpretacji. Jego najważniejsze, statystyczne założenie znajdowało uzasadnienie w obserwacji. "Absolutna ciągłość widma emitowanego przez ciała stałe - stwierdzał Michelson - może być wyjaśniona jedynie przez całkowitą nieregularność drgań jego atomów".

Model, który posłużył Michelsonowi do przeprowadzenia matematycznego wywodu, był następujący. Rozpatrywał on ciało stałe, którego atomy znajdujące się blisko siebie mają swobodę ruchu ograniczoną do obszaru sferycznego o niewielkim promieniu r i idealnie sprężystych ściankach. Zakładając, że wewnątrz tych obszarów atomy mogą poruszać się swobodnie, odbijając się jedynie w sposób sprężysty od ich powierzchni, i że rozkład prędkości atomów zgodny jest z prawem Maxwella, Michelson otrzymał pewien ciągły rozkład częstotliwości drgań atomów, które przekazywane eterowi rozchodzą się w postaci fal świetlnych. Powołując się na prawo Stefana Michelson otrzymał teoretyczną krzywą rozkładu, która była jakościowo zadowalająco zgodna z doświadczalnymi wynikami Langleya, wskazywała podobną asymetrię opadając szybko po stronie fal krótkich, wolniej zaś po stronie fal długich. Posiadała maksimum, które ze wzrostem temperatury przemieszczało się w kierunku krótkofalowym. Otrzymane przez Michelsona "prawo przesunięć" maksimumów krzywych izotermicznych różniło się jednak od przyszłego prawa Wiena ($\lambda_{max}T=const$) i miało postać

$$(1.1.15) \quad \lambda_{max}^2 T = const.$$

Pionierska praca Michelsona z 1887 roku odegrała w dziejach badań problemu promieniowania ciała doskonale czarnego istotną rolę, gdyż przyszłe prace Wiena, nawiązujące do koncepcji Boltzmann'a, stanowiły też w dużym stopniu kontynuację badań Michelsona. Pomimo swego znaczenia historycznego teoria Michelsona, będąca jedynie propozycją pewnej metody rozwiązania problemu, nie doprowadziła do rezultatu zadowalającego eksperymentatorów. Pod względem teoretycznym jej niewątpliwą słabość stanowił też nazbyt mechanistyczny charakter założeń co do emisji światła. W tym samym roku, w którym teoria Michelsona została ogłoszona, Henrich Hertz, wytworzył fale

elektromagnetyczne przez co potwierdził doświadczalnie słusność teorii elektromagnetycznej Maxwella. W wyniku tego, koncepcje Maxwella, dotychczas mało znane szerszym kręgom fizyków, zyskały wielką popularność. Żaden teoretyk zajmujący się zagadnieniem emisji i absorpcji światła nie mógł już obejść się bez maxwellowskiej elektrodynamiki.

W roku 1888 Heinrich Weber ogłosił swój własny wzór opisujący zależność intensywności emisji od temperatury i długości fali. W swej pracy stwierdził on, że podobnie jak prawa Stefana dotyczące całkowitej emisji promieniowania nie można uznać w żadnym razie za doświadczalnie potwierdzone (nie wspomina on o podanym w 1884 roku przez Boltzmann'a jego teoretycznym dowodzie), tak i równanie Michelsona nie zgadza się z wynikami jego własnych pomiarów prowadzonych przy pomocy lampy z włóknem węglowym. Empiryczny wzór Webera prowadzi do pewnego interesującego wniosku. Różniczkując energię promieniowania Weber uzyskuje poprawne wyrażenie na długość fali odpowiadającej maksimum krzywej widmowej

$$\lambda_{\max} = \frac{1}{bT} \quad (1.1.16)$$

formułując tym samym prawo nazwane później niezupełnie słusnie prawem Wiena. Także wyznaczona przez niego wartość współczynnika $1/b$ jest dość bliska (23% mniejsza) obecnie przyjętej, zaś w przypadku położenia punktów przegięcia krzywej zgodność z wyprowadzonym osiem lat później wzorem Wiena jest jeszcze lepsza.

Prawo przesunięcia zostało nazwane w ten sposób przez Otto Lummera i Ernsta Pringsheima w 1899 roku. Sformułowane także przez węgierskiego fizyka Rudolpha von Kövesligethy na podstawie dość wątpliwych rozważań teoretycznych, w sposób ścisły wyprowadził w 1893 roku Wilhelm Wien.

Idee, które wykorzystywał Wien w pracach dotyczących promieniowania ciała czarnego, wywodzą się z rozważań dotyczących przepływu energii, analogii zjawisk cieplnych i elektrycznych, kinetycznej teorii gazów, oscylacji cząsteczek oraz entropii jako funkcji określającej ruch energii.

Wien ogłosił w 1892 roku artykuł dotyczący zagadnienia lokalizacji energii. Rozważał w nim ruch światła poprzez "nieściśliwy eter". Opierając się na analogii drgań elektromagnetycznych i cieplnych, doszedł do wniosku, że "stosunek energii wyzwolonej jako promieniowanie do całkowitej dostępnej energii [...] zależy od okresu drgań i od długości fali w ten sposób, że promieniowanie o krótszym okresie drgań wzrasta w niezwykłym stopniu". Można zauważyć, że w stwierdzeniu tym kryje się zapowiedź "katastrofy ultrafioletowej", która w przyszłości urośnie do rangi symbolu kryzysu klasycznej fizyki. Jednak Wien nie rozwijał dalej w sposób konsekwentny przedstawionego powyżej ciągu myślowego. Wykorzystanie koncepcji

elektromagnetycznego "ruchu energii" doprowadziło do odkrycia prawa promieniowania innego fizyka Maxa Plancka.

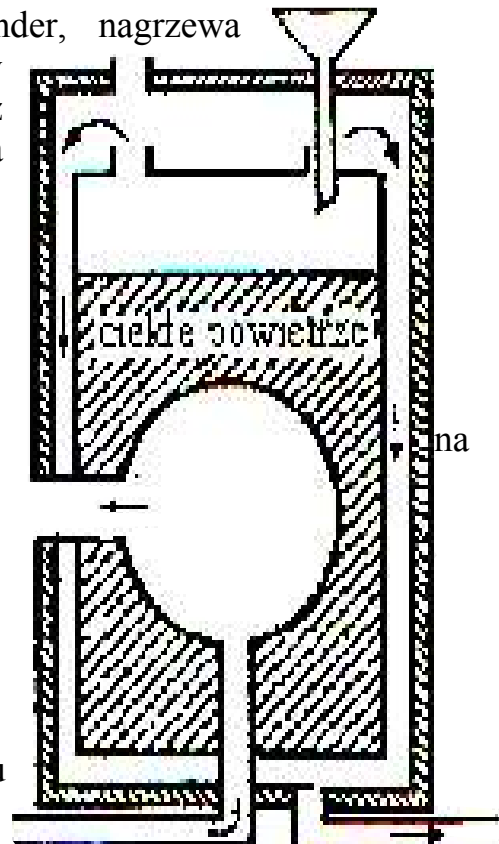
Wien wzór na rozkład widmowy promieniowania ciała doskonale czarnego ogłosił ostatecznie w czerwcu 1896 roku, choć jak sam pisał wyprowadził go już wcześniej.

Rola jaką odegrał Wien w historii rozwoju teorii kwantów, była dość szczególna, Sam Planck powiedział, że był on jednym z "bardzo niewielu fizyków, którzy osiągnęli równe mistrzostwo w dziedzinie fizyki doświadczalnej jak i teoretycznej". Osobowość twórcza Wiena ukształtowana była całkowicie w duchu klasycznej fizyki. Jako wybitny eksperymentator cieszył się wśród fizyków wysokim autorytetem. W 1911 roku został laureatem nagrody Nobla, Jest jednak rzeczą dziwną, że pomimo biegłości w dziedzinie teorii i eksperymentu, Wien te dwie dziedziny w gruncie rzeczy traktował oddzielnie. W przeciwieństwie do Plancka, dla którego podstawowe znaczenie miał związek rozważań teoretycznych z doświadczeniem, Wien nigdy nie wprowadził do wyników swych prac teoretycznych danych liczbowych pochodzących z pomiaru ani nie wyznaczał na ich podstawie wartości stałych.

Do zbadania w drodze doświadczalnej właściwości promieniowania znajdującego się w równowadze należało zbudować model ciała doskonale czarnego. Aby stworzyć model takiego ciała próbowano przede wszystkim zabezpieczyć możliwość równomiernego nagrzewania ścianek komory oraz sporządzić niewielki otwór dla wypuszczenia promieniowania na zewnątrz. Model ciała doskonale czarnego zbudowanego po raz pierwszy przez Lummera i Pringsheima przedstawia rysunek (1.1.2). Jest to metalowe naczynie o podwójnych ściankach. W celu utrzymania określonej i jednakowej temperatury przestrzeń pomiędzy ściankami wykorzystywana jest jako „łaźnia cieplna”. Odpowiednią temperaturę osiąga się poprzez przepuszczanie pomiędzy ściankami pary wodnej o temperaturze wrzenia lub dla niskich temperatur napełnia się tę przestrzeń lodem, zestalonym dwutlenkiem węgla, ciekłym powietrzem itp.

W celu zbadania promieniowania ciała doskonale czarnego w wysokich temperaturach używa się modelu innej konstrukcji, który przedstawiony jest na rysunku (1.1.3). Ciało to zbudowane jest z cylindra wykonanego z blachy platynowej.

Prąd elektryczny płynący przez ten cylinder, nagrzewa równomiernie wewnętrzny porcelanowy cylinder R. Do pomiaru temperatury wewnątrz cylindra służy termopara E, Przesłony, na rysunku zaznaczone 1, 2, 3, ... ochraniają wnętrze modelu ciała doskonale czarnego przed ochłodzeniem przez powietrze przenikające z zewnątrz. Skonstruowanie modeli ciała doskonale czarnego pozwoliło doświadczalnie zbadać prawa promieniowania, wyznaczenie stałych oraz zbadać widmowy rozkład natężeń promieniowania. Wyniki tych doświadczeń przedstawia rysunek (1.1.4). Na podstawie badań otrzymano szereg krzywych rozkładu energii

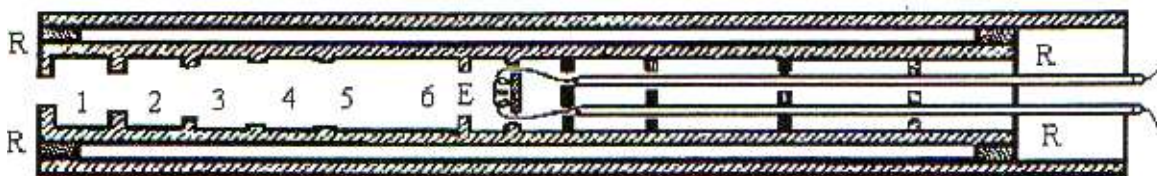


Rys.1.1.2. Najprostszy model ciała doskonale czarnego z łaźnią cieplną.

czarnego

promienistej ciała doskonale przy różnych temperaturach.

Krzywe te mają wyraźnie zaznaczone maksimum i przy wzroście temperatury wykazują wymagane przez prawo Wiena przesunięcie tego maksimum w stronę fal krótkich.



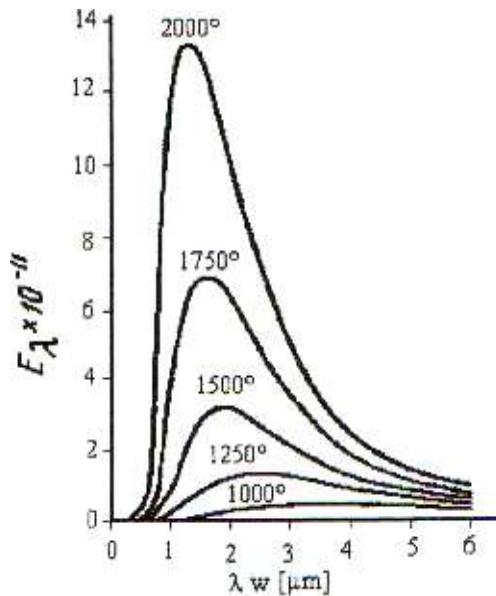
Rys.1.1.3. Ciało doskonale czarne używane w badaniach promieniowania przy wysokich temperaturach.

1.4 Prawo Rayleigha-Jeansa.

Rayleigh aby obliczyć gęstość energii elektromagnetycznej w zamkniętej komorze posłużył się zasadą ekwipartycji energii. Następujące rozważania usprawiedliwiają zastosowanie tej zasady w tym przypadku. Wyobraźmy sobie komorę o objętości V , nie zawierającą materii ograniczoną ściankami doskonale odbijającymi nagrzanymi do temperatury T .

Ponieważ ścianki tej komory wysyłają w dowolnej temperaturze fale elektromagnetyczne wewnątrz tej komory będzie istnieć pole elektromagnetyczne. Pole to można rozłożyć na układy fal stojących o różnej

częstości i
o różnych



Rys.1.1.4 Krzywe rozkładu energii w widmie ciała doskonale czarnego. Na osi odciętych odłożono gęstość energii przypadającą na daną długość fali.

kierunkach. Każda z tych fal stojących przedstawia elementarny stan pola elektromagnetycznego.

Zasada ekwipartycji energii mówi, że przy równowadze pomiędzy ściankami i polem elektromagnetycznym na każdą falę stojącą powinna przypadać średnia energia równa kT . W przypadku pola elektromagnetycznego fal stojących całkowita średnia energia kT składa się ze średnich energii pól elektrycznego i magnetycznego, z których każda równa się $(1/2)kT$.

Obliczenie energii pola dla danego przedziału częstości zawartego pomiędzy ν i $\nu+dv$ sprowadza się do znalezienia liczby elementarnych fal stojących czyli liczby swobodnych własnych drgań w objętości V , wypełnionej ośrodkiem ciągłym, a należącym do wskazanego przedziału częstości. Znając całkowitą energię pola w objętości V równą $V\rho_\nu dv$, można znaleźć gęstość energii $\rho_\nu dv$.

Powyższą metodę obliczenia gęstości energii pola $\rho_\nu dv$ za pomocą zasady ekwipartycji energii wskazał Rayleigh a przeprowadził Jeans, dlatego wzór otrzymany przez Jeansa nosi nazwę wzoru Rayleigha-Jeansa, Wzór ten w zastosowaniu do całego widma okazał się niesłuszny. Jednak odegrał on wielką rolę w rozwoju teorii promieniowania i całej współczesnej fizyki, ponieważ dobitnie ujawnił zasadnicze trudności fizyki klasycznej.

W celu wyprowadzenia wzoru Rayleigha-Jeansa należy obliczyć liczbę drgań własnych pola. Załóżmy, że komora w której ustala się stacjonarne tj. niezależne od czasu pole falowe, ma kształt sześcianu o krawędzi a . Stacjonarne pole falowe można rozpatrywać jako zespół fal stojących. Zajmijmy się najpierw falami, dla których normalna jest prostopadła do dwóch równoległych krawędzi sześcianu. Fale padające i odbite biegnące równoległe do tego kierunku w jedną i drugą stronę tworzą fale stojące. Na ściankach komory w zależności od natury fal będą znajdować się węzły lub strzałki fal. Na przykład w przypadku fal

elektromagnetycznych pole elektryczne ma na ściankach węzły, zaś magnetyczne strzałki. W jednym i drugim przypadku warunkiem istnienia fali stojącej jest to, aby na odcinku a mieściła się całkowita liczba połówek fal.

Rozpatrzmy takie fale stojące, które mają na ściankach węzły. Warunek istnienia fal stojących równoległych do płaszczyzny yz jest następujący :

$$\frac{2a}{\lambda} = n_1 \quad (1.1.17)$$

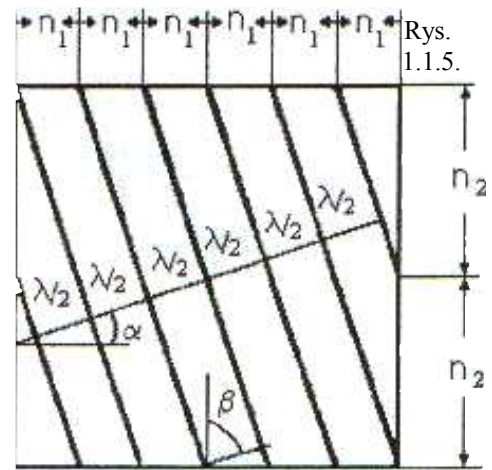
gdzie n , jest liczbą całkowitą.

Dla fal stojących o płaszczyznach jednakowej fazy równoległych do płaszczyzn xy oraz xz będą zachodziły analogiczne warunki:

$$\frac{2a}{\lambda} = n_2, \frac{2a}{\lambda} = n_3 \quad (1.1.18)$$

Układy fal stojących o normalnych równoległych do osi współrzędnych są przypadkami szczególnymi. W komorze mogą istnieć fale stojące o normalnych skierowanych w sposób dowolny.

Powyższy przypadek rozpatrzmy bardziej szczegółowo. Wyobraźmy sobie falę stojącą a normalnej tworzącej z osiami x oraz y kąty α i β , płaszczyzny zaś jednakowej fazy (na przykład płaszczyzny węzłowe) są równoległe do pionowej krawędzi sześcianu pokrywającej się z osią z . Rysunek (1.1.5) przedstawia jedną ze ścian rozważanego sześcianu. Jest nią ściana równoległa do płaszczyzny xy , układ zaś prostych równoległych stanowi ślady płaszczyzn węzłowych.



Warunek istnienia takich fal stojących polega na tym, że

odstępy pomiędzy ich

płaszczyznami węzłowymi mierzone wzdłuż normalnych do krawędzi sześcianu powinny mieścić się całkowitą liczbę razy w krawędzi a , a więc

$$\frac{2a \cos \alpha}{\lambda} = n_1, \frac{2a \cos \beta}{\lambda} = n_2 \quad (1.1.19)$$

Powyższe warunki wynikają z analizy rysunku (1.1.5). W przypadku najogólniejszym, gdy normalna do płaszczyzn węzłowych tworzy z osiami współrzędnych dowolne kąty α , β , γ muszą być jednocześnie spełnione trzy warunki:

$$\frac{2a \cos \alpha}{\lambda} = n_1, \frac{2a \cos \beta}{\lambda} = n_2, \frac{2a \cos \gamma}{\lambda} = n_3. \quad (1.1.20)$$

Podnosząc te równości do kwadratu i dodając je otrzymujemy

$$n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = \left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{2av}{c'}\right)^2, \quad (1.1.21)$$

gdzie c' jest prędkością przesuwania się płaszczyzny jednakowej fazy w danym ośrodku. Wzór (1.1.21) przedstawia równanie kuli o promieniu

$$R = \frac{2av}{c'} \quad (1.1.22)$$

Wynika stąd, że każdej trójce liczb całkowitych n_1, n_2, n_3 odpowiada określona częstość

$$v = \frac{c'}{2a} \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}. \quad (1.1.23)$$

Można teraz wprowadzić kartezjański układ współrzędnych, na którego osiach będą odłożone liczby całkowite n_1, n_2, n_3 , obierając jako jednostkę $\frac{c'}{2a}$. Na podstawie wzoru (1.1.23) każdemu zbiorowi liczb n_1, n_2, n_3 , odpowiada określona częstość, która w układzie współrzędnych będzie przedstawiać punkt o współrzędnych n_1, n_2, n_3 . Wszystkim całkowitym liczbom n_1, n_2, n_3 , których suma kwadratów ma wartość stałą, odpowiadają częstości liczbowo jednakowe. Jednak te częstości przedstawiają różne drgania własne, ponieważ każdej z nich odpowiada własny układ fal stojących różniących się co do kierunku.

Możemy teraz obliczyć ogólną liczbę drgań własnych od 0 do v . W tym celu należy zbudować układ punktów odpowiadający wszystkim możliwym całkowitym dodatnim wartościom n_1, n_2, n_3 . Układ tych punktów przedstawia siatkę sześcienną. Krawędź elementarnego sześcianu będzie równa 1, a jego objętość również 1. Jeżeli długość fali jest dostatecznie mała w porównaniu z wymiarami liniowymi komory a , to suma objętości wszystkich elementarnych komórek będzie z dostateczną dokładnością równać się jednej ósmej (oktanowi) objętości kuli o promieniu R . Ponieważ objętość każdej komórki wynosi 1, więc możemy twierdzić, że objętość oktanu jest równa liczbie komórek elementarnych. Na każdy elementarny sześcian przypada jeden punkt o współrzędnych n_1, n_2, n_3 . Szukana liczba częstości drgań swobodnych liczbowo równa się objętości oktanu, a więc

$$N = \frac{1}{8} \cdot \frac{4}{3} \pi \left(\frac{2av}{c'}\right)^3 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{av}{c'}\right)^3 = \frac{4}{3} \pi \frac{a^3 v^3}{c'^3}. \quad (1.1.23)$$

Jest to właśnie liczba drgań własnych zawartych w granicach od 0 do v . Liczba drgań w granicach od v do $v+dv$ równa się liczbie punktów o współrzędnych n_1, n_2, n_3 , które znajdują się wewnątrz jednej ósmej objętości warstwy kulistej o promieniach $\frac{2av}{c'}$ i $\frac{2a(v+dv)}{c'}$. Ta liczba punktów równa jest objętości omawianej warstwy, czyli

$$dN = \frac{4\pi v^2}{c^3} a^3 dv. \quad (1.1.24)$$

Rozważając fale elektromagnetyczne, należy wziąć pod uwagę, że każdej częstotliwości v odpowiadają dwie fale o wzajemnie prostopadłych płaszczyznach polaryzacji. Z tego powodu znaną liczbę należy podwoić, a więc oznaczając objętość sześcianu a^3 przez V otrzymujemy

$$dN = \frac{8\pi v^2}{c^3} V dv \quad (1.1.25)$$

Jest to liczba swobodnych drgań własnych objętości V . Według zasady ekwipartycji energii każdemu z drgań należy przypisać średnią energię kT . Pełna energia w objętości V będzie wynosić

$$\frac{8\pi v^2}{c^3} V kT dv. \quad (1.1.26)$$

Gęstość energii otrzymamy dzieląc powyższe równanie przez V

$$\rho_v dv = \frac{8\pi v^2}{c^3} kT dv. \quad (1.1.27)$$

Wzór ten jest wzorem Rayleigha-Jeansa. Spełnia on termodynamiczne prawo Wiena, $\rho_v dv = v^3 F\left(\frac{v}{T}\right) dv$, ponieważ można go napisać w postaci (1.1.28).

Pomimo to wzór Rayleigha-Jeansa doprowadza do absurdu. Całkowita gęstość

$$\rho_v dv = \frac{8\pi v^3}{c^3} k \frac{T}{v} dv \quad (1.1.28)$$

promieniowania obliczona za pomocą tego wzoru wynosi

$$u = \int_0^{\infty} \rho_v dv = \frac{8\pi kT}{c^3} \int_0^{\infty} v^2 dv = \infty ! \quad (1.1.29)$$

Wynik ten oznacza, że równowaga pomiędzy ciałami materialnymi a promieniowaniem może zachodzić tylko przy nieskończonej gęstości promieniowania. Wynikałoby z tego, że oscylatory ciała promieniującego powinny wypromieniowywać energię dopóty, dopóki temperatura ich nie spadnie do zera bezwzględnego. Wynik taki otrzymujemy jeżeli przyjmujemy stosowalność mechaniki klasycznej do mikroskopowych układów promieniujących. Wynik ten zaprzecza doświadczeniu, które wykazuje, że równowaga pomiędzy promieniowaniem i jego centrami materialnymi jest możliwa przy dowolnej temperaturze, i że przy tej równowadze gęstość energii

promieniowania jest bardzo mała w porównaniu z gęstością energii zawartej w ciałach.

Wzór Rayleigha-Jeansa jest błędny, jednak interesujące jest jego porównanie z wynikami doświadczenia. Posługując się wzorem Rayleigha-Jeansa w postaci

$$\rho_\lambda d\lambda = 8\pi kT \lambda^{-4} d\lambda, \quad (1.1.30)$$

który podaje rozkład według długości fal i powracając do rysunku (1.1.4), na którym przedstawiono doświadczalne krzywe rozkładu energii w widmie ciała doskonale czarnego przy różnych temperaturach, można zauważyć różnice. Wszystkie krzywe doświadczalne mają maksimum i stromo spadają w stronę fal krótkich, natomiast krzywa odzwierciedlająca prawo Rayleigha-Jeansa daje monotoniczny i przy tym szybki (λ^{-4} !) wzrost w stronę fal krótkich. Jednak w obszarze długich fal lub dla wysokich temperatur krzywa ta dobrze zgadza się z doświadczeniem, obrazuje to rysunek (1.1.6).

Wzór Rayleigha-Jeansa, opierający się na fizyce klasycznej i będący w jaskrawej sprzeczności z doświadczeniem, doprowadza do wniosku, że w widmie promieniowania cieplnego większa część energii przypada na krótkofalową część widma. Sytuację powyższą P.S.Ehrenfest nazwał „katastrofą nadfioletową”.

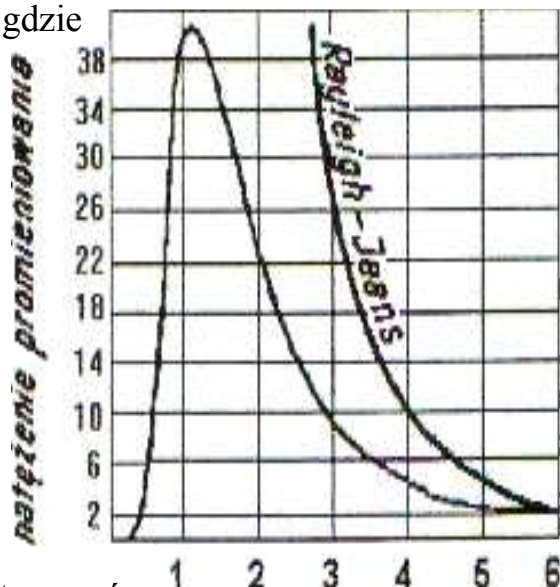
Wzór Rayleigha-Jeansa oparty jest na najogólniejszych prawach fizyki klasycznej i dla jego wyprowadzenia nie trzeba stosować żadnych dodatkowych hipotez. W 1896 roku Wien zaproponował inny wzór, który dobrze zgadzał się z doświadczeniem w tym obszarze widma, gdzie nie można stosować wzoru Rayleigha-Jeansa. Wien otrzymał swój wzór na podstawie hipotezy, że rozkład energii według częstości jest analogiczny do rozkładu Maxwella dla prędkości cząsteczek gazu. Wzór Wiena, jeżeli napiszemy go dla I_λ wygląda następująco:

$$I_\lambda = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}, \quad (1.1.31)$$

przy czym c_1 i c_2 oznaczają stałe.

Okazało się, że wzór Wiena można

Rys.1.1.6. Porównanie krzywej doświadczalnej rozkładu energii w widmie z krzywą obliczoną ze wzoru Rayleigha-Jeansa.



stosować tylko do krótkofalowej części krzywej rozkładu energii w widmie ciała doskonale czarnego.

Pod koniec XIX wieku istniały więc dwa wzory, z których każdy odpowiadał danym doświadczalnym na ograniczonej części widma, ale żaden nie opisywał całej krzywej doświadczalnej. Około 1900 roku udało się Planckowi początkowo

na drodze czysto empirycznej, znaleźć wzór, który dobrze zgadzał się z danymi doświadczalnymi i w dwóch granicznych przypadkach (dla długich i dla krótkich fal) przechodził odpowiednio we wzór Rayleigha-Jeansa lub we wzór Wiena.

1.5 Prawo Plancka.

Wyprowadzając swój wzór Planck rozpatrywał materialne centra promieniujące jako liniowe oscylatory harmoniczne posiadające ładunek elektryczny, za pomocą którego centra te mogą wymieniać energię z otaczającym je polem elektromagnetycznym. Hipoteza, którą przyjął Planck za podstawę wyprowadzenia swego wzoru brzmi następująco: **oscylatory mogą znajdować się tylko w niektórych wybranych stanach, w których energia ich jest całkowitą wielokrotnością najmniejszej ilości energii ε_0**

$$\varepsilon_0, 2\varepsilon_0, \dots, n\varepsilon_0, \dots$$

i przy promieniowaniu lub pochłanianiu oscylatory przechodzą skokiem z jednego z tych stanów do innego omijając stany pośrednie. Na podstawie powyższej hipotezy Planck wyprowadził swój wzór na objętościową gęstość widmową promieniowania ρ_ν , w następującej postaci:

$$\rho_\nu = \frac{8 \pi \nu^2}{c^3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}} - 1} \quad (1.1.32)$$

Każdy prawidłowy wzór na promieniowanie musi spełniać termodynamiczne prawo Wiena $\rho_\nu = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right)$. Aby wzór (1.1.32) spełniał to prawo, należy założyć

$$\varepsilon_0 = h\nu, \quad (1.1.33)$$

gdzie ν jest częstością drgań oscylatora, zaś h jest stałą uniwersalną, zwaną stałą Plancka. Wartość jej wynosi

$$h = 6,626 \cdot 10^{-27} \text{ erg}\cdot\text{s} = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}.$$

Wymiarem stałej Plancka jest [czas]·[energia] = [długość]·[pęd] = [moment pędu]. Wielkość tego rodzaju nazywamy działaniem. W związku z tym stałą Plancka nazywa się też kwantem działania. Bardzo mała wartość h (rzędu $10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$) jest przyczyną tego, że nieciągłość (dyskretność) dyktowana przez prawa fizyki atomowej nie ujawnia się zupełnie przy badaniu zjawisk makroskopowych. Innymi słowy, wielkość działania w świecie makroskopowym jest niezwykle duża w stosunku do h .

Podstawiając wzór (1.1.33) do (1.1.32) otrzymujemy

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (1.1.34)$$

Jest to właśnie wzór Plancka.

Należy zauważyć, że jeżeli dla ρ_ν użyjemy wzoru Plancka (1.1.34) to całkowita gęstość promieniowania

$$u = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu \quad (1.1.35)$$

przyjme wartość skończoną. Rachunek wykazuje,

$$u = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu = 1,08 \frac{48\pi k^4}{c^3 k^3} T^4. \quad (1.1.36)$$

Z tego wynika, że wzór Plancka usuwa "katastrofę w nadfiolecie".

Rozbieżność całki $\int_0^\infty \rho_\nu d\nu$, w przypadku gdy dla ρ_ν używa się wzoru

Rayleigha-Jeansa, wynika z tego, że wzór ten opiera się na zasadzie ekwipartycji energii. Zgodnie z tą zasadą na każdy stopień swobody przypada jednakowa średnia energia $\bar{\varepsilon} = kT$.

Możemy porównać teraz wzór Rayleigha-Jeansa dla ρ_ν postaci

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT, \quad (1.1.37)$$

ze wzorem Plancka dla ρ_ν postaci

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (1.1.38)$$

Ponieważ $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}$ jest liczbą stopni swobody promieniowania o częstościach zawartych pomiędzy ν , $\nu + d\nu$, to ze wzoru Plancka wynika, że średnia energia przypadająca na jeden stopień swobody nie jest jednakowa dla fal stojących o różnych częstościach. Ze wzoru Plancka mamy

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (1.1.39)$$

W tym przypadku $\bar{\varepsilon}$ szybko zmniejsza się przy wzroście ν , czym tłumaczy się zbieżność całki $\int_0^\infty \rho_\nu d\nu$. Przyjęcie wzoru (1.1.39) dla średniej energii

przypadającej na jeden stopień swobody usuwa również, co wykazał Einstein, poważne trudności w klasycznej teorii ciepła właściwego.

Max Planck przedstawił wyprowadzenie prawa promieniowania ciała doskonale czarnego 14 grudnia 1900 roku na posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Berlinie. Dzień ten można uważać za datę narodzin fizyki kwantowej.

W teorii promieniowania cieplnego fizyka klasyczna poniosła decydującą porażkę. Lorentz powiedział „równania fizyki klasycznej okazały się niezdolne do wytłumaczenia, dlaczego wygasły piec nie emituje żółtych promieni na równi z promieniowaniem o większych długościach fal”.

Stwierdzenie Plancka, że emisja i absorpcja światła nie następuje w sposób ciągły, lecz w oddzielnych porcjach energii tzw. "kwantach" było, jak to określił G.P.Thomson, „przypuszczalnie największą niespodzianką w historii fizyki, nawet dla samych odkrywców tego faktu”.

ROZDZIAŁ 2

EFEKT FOTOELEKTRYCZNY.

Efekt fotoelektryczny należy do zjawisk, w których ujawniają się korpuskularne właściwości światła.

W 1886 roku Heinrich Hertz, 29-letni profesor zwyczajny fizyki w Technische Hochschule w Karlsruhe, rozpoczął serię swych słynnych doświadczeń, w wyniku których udowodnił istnienie fal elektromagnetycznych i potwierdził tym samym słuszność ogłoszonej w 1862 roku elektromagnetycznej teorii światła Jamesa Clerka Maxwella. Zbieg okoliczności sprawił, że te same doświadczenia doprowadziły Hertza do odkrycia zjawiska fotoelektrycznego (zwanego zewnętrznym efektem fotoelektrycznym). Eksperyment Hertza polegał na tym, że w pierwotnym obwodzie rezonansowym, w którym znajdowała się przerwa iskrowa, wytwarzał on wyładowanie oscylacyjne. Obwód ten stawał się wówczas źródłem fali elektromagnetycznej wywołującej indukcję zmiennego napięcia w znajdującym się w pewnej odległości obwodzie wtórnym służącym jako detektor. Dowodem rozchodzenia się w przestrzeni fali elektromagnetycznej było pojawienie się iskry w obwodzie wtórnym, który miał postać otwartego odizolowanego elektrycznie od podłoża pierścienia z drutu o regulowanej szerokości przerwy iskrowej.

2 grudnia 1886 roku Hertz po raz pierwszy zwrócił uwagę na "szczególne efekty" związane ze zmianami maksymalnej długości iskry w obwodzie wtórnym. Hertz pisał "kiedy przypadkiem, dla ułatwienia obserwacji, zamknąłem iskrę B (tzn. obwód wtórny) w zaciemniającym pudle, zauważyłem, że wewnątrz pudła maksymalna długość iskry stała się znacznie mniejsza niż była dotychczas". Usuwając kolejno poszczególne fragmenty osłony, Hertz przekonał się, że na efekt ten wywiera wpływ tylko ta jej część, która znajduje się bezpośrednio na drodze od czynnej iskry obwodu pierwotnego do przerwy iskrowej w obwodzie wtórnym. Jak sam napisał: „nie miał zamiaru pozwolić na to, by zjawisko to odwróciło jego uwagę od głównego przedmiotu jego zainteresowania", jednak był on badaczem zbyt sumiennym i dociekliwym, aby poprzestać na powierzchniowych obserwacjach.

Dzięki trwającym dwa miesiące, starannie zaplanowanym, pomysłowym doświadczeniom udało mu się ustalić, że bezpośrednią przyczyną tego nieoczekiwanego zjawiska było promieniowanie ultrafioletowe wytwarzane przez pierwotną iskrę.

Hertz wstrzymał się od zaproponowania jakiegokolwiek teoretycznego wyjaśnienia odkrytego zjawiska. Zdawał sobie jednak sprawę z doniosłego znaczenia swego odkrycia. O swoim odkryciu mówił; że "nie mogło zostać

przewidziane przez żadną teorię", W wypadku efektu fotoelektrycznego co najmniej trzech badaczy badało go wcześniej niż Hertz (Wilhelm Hallwachs, Artur Shuster i Svante Arrhenius). Praca Herta przewyższa jednak ich badania tym, że wskazuje ona podstawową przyczynę tego zjawiska.

W roku 1888 Hallwachs stwierdził, że naładowany ujemnie, wypolerowany kawałek cynku traci ładunek wskutek oświetlenia nadfioletem. Kiedy jednak cynk był naładowany dodatnio, efekt taki nie występował. Elsler i Geitel zaobserwowali, że maksymalna długość fali pobudzającego światła, dla której zjawisko to jeszcze zachodzi, zależy od miejsca oświetlanego metalu w szeregu elektrochemicznym, im bardziej elektrododatni był metal, tym dłuższa fala, która wytwarza efekt.

Zjawiskiem fotoelektrycznym zajął się szczegółowo fizyk rosyjski A.Stoletow, który opracował odpowiednie metody badań.

Stoletow był bodajże pierwszym badaczem, który posłużył się natężeniem prądu jako miarą fotoelektrycznego działania światła. Powtórzył on eksperyment Herta, używając jako jednej z elektrod siatki (pozwoliło mu to na swobodniejszą zmianę warunków oświetlenia drugiej, czynnej elektrody) i wytwarzając między elektrodami niezbyt wielkie, stałe napięcie. W tych warunkach oświetlenie ujemnej elektrody, którą były płytki wykonane z rozmaitych, metali, nie powodowało wyładowania iskrowego lecz stały przepływ prądu. Prąd ten, o natężeniu $3\cdot 5\cdot 10^{-9}$ A Stoletow mierzył ze stosunkowo dużą dokładnością.

Początkowo myślano, że nośnikiem elektryczności płynącej przez przerwę w doświadczeniu Herta mogły być cząsteczki powietrza. Jednak szybko stwierdzono, że efekt występował nawet w najlepszych osiągalnych wówczas próżniach. Philipp Lenard wykazał w roku 1900, że stosunek ładunku do masy dla fotoelektronów jest taki sam, jak dla elektronów promieniowania katodowego. Zmierzył on również energię wyzwolanych z metalu elektronów w zależności od długości fal promieniowania. Sformułował dwa prawa zjawiska fotoelektrycznego:

- 1. Liczba elektronów wyzwolonych w jednostce czasu zależy od natężenia padającego promieniowania.**
- 2. Energia elektronów wyzwolanych z metalu przez padające promieniowanie zależy od długości fal promieniowania i nie zależy od jego natężenia.**

Doświadczenia, które szczególnie dobitnie wykazały, że istotą zjawiska fotoelektrycznego jest wyrzucanie elektronów z metalu zostały przeprowadzone przez fizyka radzieckiego A.Joffego i dotyczyły zjawiska fotoelektrycznego w pyłkach metalicznych. W doświadczeniach tych wprowadzono do kondensatora mikroskopijne cząstki metalu otrzymane przez rozpylenie elektrod łuku elektrycznego. Pomiedzy okładkami tego kondensatora dobierano taką różnicę

potencjałów, aby jeden z tych pyłków pozostawał w równowadze w polu widzenia mikroskopu. Przy oświetlaniu światłem nadfioletowym jego ładunek czasami zmieniał się i równowaga była zakłócona. Dobierając ponownie odpowiednią różnicę potencjałów można było sprowadzić pyłek na środek pola widzenia. Znając potencjały równoważące można było obliczyć wielkość ładunku traconego za każdym razem przez pyłek. Okazało się, że ładunek ten stanowi zawsze całkowitą wielokrotność ładunku elektronu.

Próbowano jakościowo wytłumaczyć zjawisko fotoelektryczne z falowego punktu widzenia. Interpretacja ta jest następująca: padająca fala elektromagnetyczna wywołuje w metalu wymuszone drgania elektronów i przy rezonansie zachodzącym pomiędzy własnym okresem drgania elektronu a okresem fali padającej amplituda tych drgań staje się tak duża, że elektron może wylecieć poza powierzchnię metalu. Jeżeli obraz ten jest prawdziwy, to energia kinetyczna, z jaką elektron opuszcza metal, powinna być otrzymana od fali padającej i dlatego energia fotoelektronu powinna pozostawać w prostym związku z natężeniem światła padającego. W rzeczywistości, doświadczenia wykazały, że energia fotoelektronów absolutnie nie zależy od natężenia światła. Powiększenie natężenia zwiększa jedynie liczbę fotoelektronów i to ściśle proporcjonalnie do natężenia, ale nie zwiększa ich prędkości. Natomiast prędkość zależy tylko od częstości padającego światła, a mianowicie wraz ze wzrostem częstości energia fotoelektronów wzrasta liniowo.

Prawa rządzące zjawiskiem fotoelektrycznym wydają się więc niezrozumiałe z punktu widzenia falowej natury światła.

W rozwiązaniu tych trudności pomógł fizyce w roku 1905 Albert Einstein, który nie posłużył się klasycznymi wyobrażeniami o świetle, ale swoją teorię zjawiska fotoelektrycznego oparł na młodej, dotychczas niewiele sprawdzonej w praktyce i z nieufnością przyjmowanej przez fizyków, teorii kwantów. Einstein pierwszy wykazał, że wszystkie te niezgodności w wyjaśnieniu zjawiska fotoelektrycznego znikają, jeżeli rozpatrywać światło jako strumień fotonów o wielkości $h\nu$, a więc jeśli przyjąć czysto korpuskularny punkt widzenia. Jakościowy obraz zjawiska jest następujący: w czasie absorpcji foton oddaje swoją energię elektronowi i jeżeli energia ta jest dostateczna, aby uwolnić elektron z przytrzymujących go więzów, to wylatuje on poza powierzchnię metalu.

Prawdopodobieństwo jednoczesnego wchłonięcia przez jeden elektron dwóch fotonów jest znikomo małe. Każdy uwolniony elektron czerpie energię z jednego fotonu (choć nie każdy pochłonięty foton uwalnia elektron). Z tego powodu liczba uwolnionych fotoelektronów powinna być proporcjonalna do liczby pochłoniętych fotonów, a więc do natężenia światła (prawo Lenarda). Ale energia fotoelektronu zależy jedynie od energii pochłoniętego fotonu, a energia fotonu wynosi $h\nu$. Prowadzi to do wniosku, że energia fotoelektronu powinna w sposób liniowy zależeć od częstości i być zupełnie niezależna od natężenia, a więc od liczby fotonów.

Einstein dobrze rozumiał istotę tego zjawiska. Konstruując równanie opisujące efekt fotoelektryczny, Einstein zapożyczył od Plancka ideę kwantyzacji w czasach, gdy bardzo niewiele osób w ogóle o niej wiedziało, a te, które ją znały, w większości w nią nie wierzyły. Kwantowe założenia Plancka ograniczały się do przypuszczenia, że chociaż energia wypromieniowana jest skwantowana w jednostkach $h\nu$, to promieniowanie dalej rozchodzi się jako fala i dlatego musi być odbierane w formie ciągłej. Einstein natomiast założył, że skwantowana jest nie tylko promieniowana energia, ale i samo promieniowanie rozchodzi się w postaci fotonów, z których każdy ma energię $h\nu$.

Bilans energetyczny pochłaniania fotonu w najogólniejszym przypadku ma postać:

$$h\nu = P_1 + P_2 + eV \quad (1.2.1)$$

gdzie:

P_1 - energia oderwania elektronu od atomu czyli energia jonizacji,

P_2 - praca wyjścia elektronu poza powierzchnię ciała,

eV - energia kinetyczna uwolnionego elektronu.

Charakterystyczną cechą metali jest wielka liczba elektronów swobodnych i dlatego można przyjąć, że dla metali P_1 równe jest zero. Aby wyjść poza powierzchnię metalu, elektron musi pokonać pole elektryczne, które powoduje, że jest on zamknięty w metalu jak w pudle. P_2 jest właśnie pracą, którą trzeba zużyć na pokonanie tego pola. Równanie Einsteina ma wówczas postać:

$$h\nu = eV + P_2, \quad (1.2.2)$$

jeśli $h\nu < P_2$ to elektron nie może wyjść poza powierzchnię metalu. Istnieje pewna minimalna częstość $h\nu_0 = P_2$, która jest jeszcze zdolna wywołać zjawisko fotoelektryczne. Przy mniejszej częstotliwości zjawisko to już nie występuje. Jest to tzw. "czerwona granica" zjawiska fotoelektrycznego. Pracę wyjścia można wyznaczyć na drodze doświadczalnej niezależnie od zjawiska fotoelektrycznego, a mianowicie badając termoemisję. Praca ta jest rzędu kilku elektronowoltów. Dla Li 2.4 eV; Na 2.1 eV; K 2.0 eV; Pd 5.0 eV; Pt 6.3 eV.

Na wartość pracy wyjścia dla powierzchni pozbawionej gazów istotny wpływ wywiera stan powierzchni metalu, a w szczególności obecność warstewki absorbowanego gazu.

Znając pracę wyjścia P_2 i korzystając ze wzoru:

$$P_2 = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} \quad (1.2.3)$$

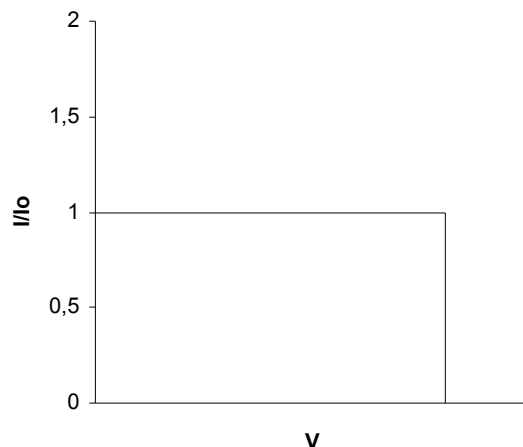
można obliczyć długość fali λ_0 "czerwonej granicy" zjawiska fotoelektrycznego. Dla metali alkalicznych λ_0 leży w widzialnej części widma (potas $\lambda_0=600$ nm) dla wolframu, platyny i innych metali dla których praca wyjścia 5-6 eV w nadfiolecie (wolfram $\lambda_0=270$ nm).

Równanie Einsteina można sprawdzić na drodze doświadczalnej. Stosownie do wzoru (1.2.2) pomiędzy częstotliwością padającego światła ν i energią uwolnionych przez nią elektronów eV powinna zachodzić zależność liniowa. Wywołując zatem zjawisko fotoelektryczne za pomocą fal o równych długościach i mierząc energie uwalnianych elektronów można się przekonać o prawdziwości równania Einsteina, a oprócz tego znaleźć liczbową wartość h , która równa się tangensowi kąta nachylenia otrzymanej prostej. Pomiar energii fotoelektronów przeprowadza się przeważnie za pomocą metody "potencjału hamującego"

Gdyby wszystkie elektrony uwalniane miały jednakową prędkość, to zależność natężenia prądu fotoelektrycznego od potencjału hamującego miałyby kształt przedstawiony na rysunku (1.2.1). Jak widać, dopóki potencjał hamujący nie osiągnie określonej wartości $V=V_g$ dopóty natężenie prądu nie zależy od potencjału. Przy potencjale $V=V_g$, prąd nagle spada do zera.

Jest to mianowicie ten potencjał V_g , przy którym energia kinetyczna elektronu równa jest pracy, którą elektron musi wykonać przy przewyciężeniu pola hamującego, a więc

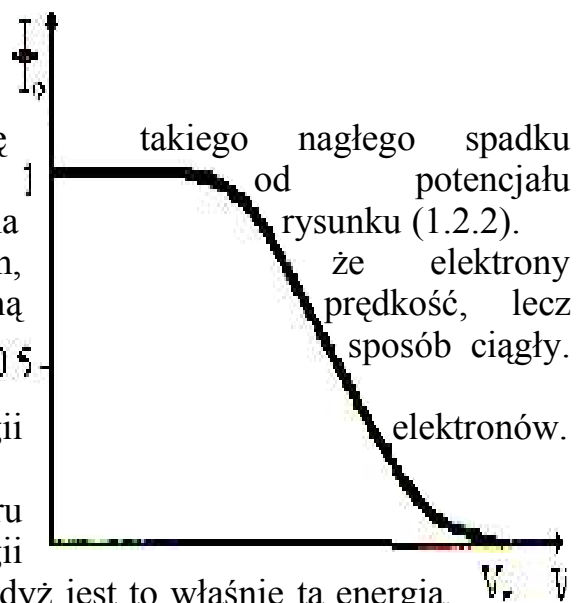
$$\frac{1}{2}mv^2 = eV_g.$$



Rys.1.1.2.

W ten sposób graniczny potencjał stanowi miarę energii fotoelektronów; energia ta jest równa eV_g elektronowoltów.

W rzeczywistości nigdy nie obserwuje się prądu. Zazwyczaj krzywa zależności prądu hamującego ma kształt przedstawiony na Stopniowy spadek prądu tłumaczy się tym, opuszczając metal mają nie jedną określoną prędkości różne zmieniające się. w Graficzne różniczkowanie tej krzywej umożliwia znalezienie rozkładu energii



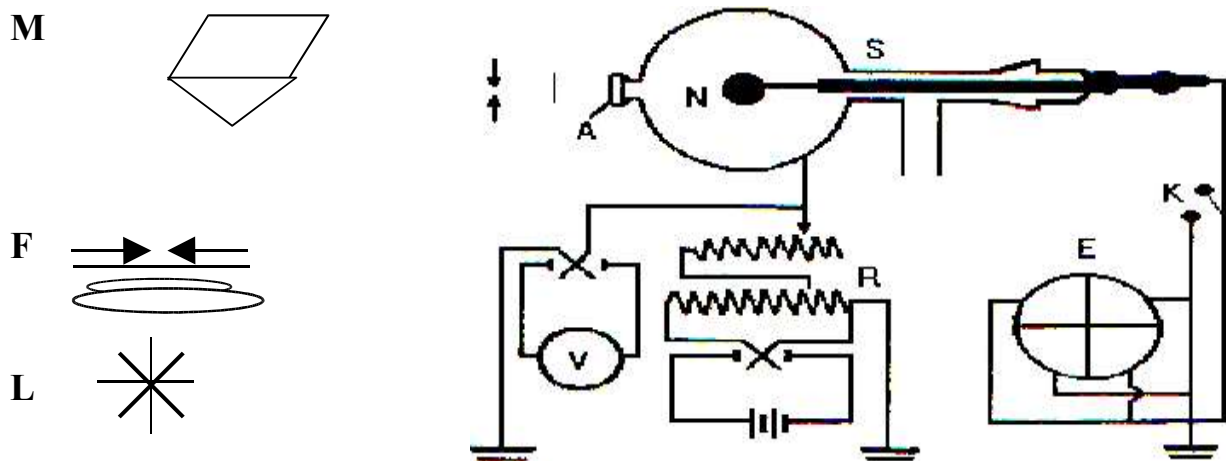
Przy doświadczalnym sprawdzaniu wzoru Einsteina interesuje nas, nie rozkład energii elektronów, lecz ich największa energia, gdyż jest to właśnie ta energia,

którą mają fotoelektrony gdy opuszczają powierzchnię metalu.

Rys.1.2.2. Zależność natężenia prądu fotoelektrycznego od potencjału hamującego.

Otrzymanie dokładnych wyników jest utrudnione z dwóch powodów. Po pierwsze, doświadczalna krzywa przedstawiająca zależność I/I_0 , w funkcji V_{gs} , nie przecina osi odciętych, lecz zbliża się do niej asymptotycznie. Wskutek czego maksymalny potencjał hamujący jest w pewnym stopniu nieokreślony. Po drugie, napięcie kontaktowe, które jest trudno wyznaczyć przesuwca całą krzywą.

Szereg trudności doświadczalnych i źródeł błędów sprawiły, że doświadczalne potwierdzenie wzoru Einsteina nie od razu zostało przeprowadzone w sposób nienaganny. Millikan przeprowadził omawiany dowód doświadczalny i wyznaczył dokładnie h . Dzięki udoskonaleniu techniki wysokiej próżni i zastosowaniu wygodnej metody kondensatora kulistego pomiary uprościły się. Metodę tę opracował F. Łukirski i wraz z S. Prileżajewem użyli jej do doświadczalnego sprawdzenia równania Einsteina.



Rys.1.2.3. Schemat urządzenia do badania zjawiska fotoelektrycznego za pomocą kondensatora kulistego.

Dzięki szczególnemu zachowaniu poruszających się elektronów w polu takiego kondensatora krzywa prądu w zależności od potencjału hamującego stromo spada do zera, wskutek czego maksymalny potencjał hamujący można zmierzyć z wielką dokładnością. Schemat aparatury doświadczalnej do badania zjawiska fotoelektrycznego za pomocą kondensatora kulistego przedstawia rysunek (1.2.3).

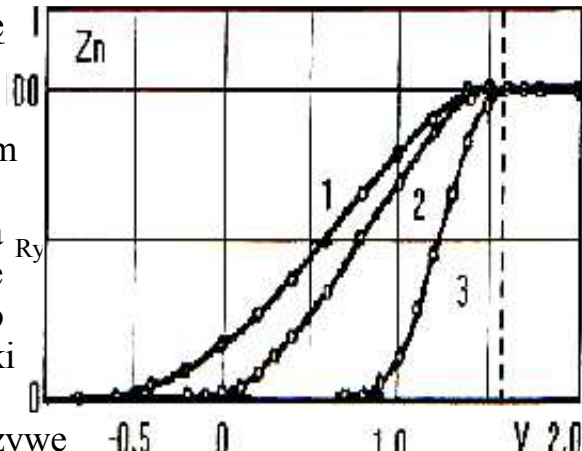
L jest to lampa rtęciowa używana jako źródło światła a FM Jest to kwarcowy monochromator, za pomocą którego można wydzielić jedną linie z widma. Światło pada przez kwarcowe okienko A do wnętrza szklanej posrebrzonej kuli

S, która stanowi zewnętrzną okładkę kondensatora. Rolę wewnętrznej okładki spełnia metalowa kulka M wykonana z badanego metalu oświetlona światłem monochromatycznym.

Za pomocą potencjometru R można nadawać określony potencjał okładce kondensatora S. Woltomierz V służy do pomiaru tego potencjału, potencjał kulki mierzy się za pomocą elektrometru E.

Na rysunku (1.2.4) przedstawiono trzy krzywe otrzymane dla kulki cynkowej oświetlonej światłem o różnej długości fali. Spadek krzywych zaczyna się przy jednakowym potencjale niezależnie od długości fali.

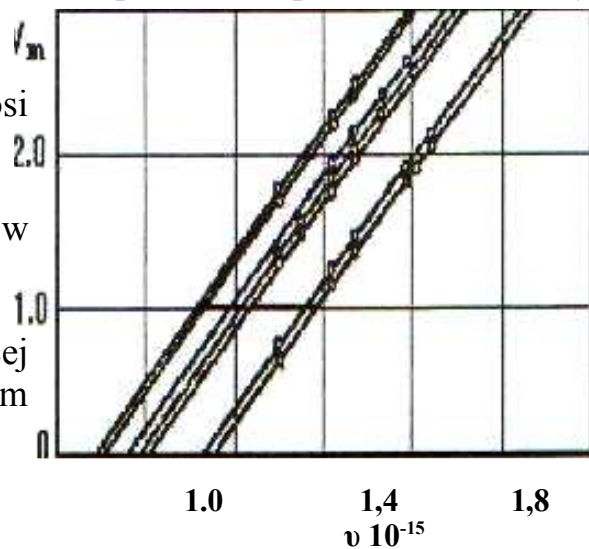
Potencjał ten równa się napięciu kontaktowemu. Za pomocą takich krzywych znajdujemy maksymalną energię fotoelektronów. Mając wykres zależności tej energii od częstości można wyznaczyć h .



Wykres na rysunku (1.2.5) przedstawia linie proste, co potwierdza liniowy związek pomiędzy $h\nu$ i eV ,

Tangens kąta nachylenia prostych wynosi h/c , a więc mierząc ten kąt można obliczyć h , jeśli znana jest wartość e . Zgodność wartości stałej Plancka w porównaniu z wartością stwierdzoną innymi metodami, potwierdziła słuszność teorii Einsteina dotyczącej zjawiska fotoelektrycznego, a tym samym także całej teorii kwantów.

Zjawisko fotoelektryczne jest dowodem na to, że nie tylko skwantowana jest energia wypromieniowana ale także promieniowanie rozchodzi się w postaci kwantów energii $h\nu$. Jako pierwszy zauważył to Einstein i w tym sensie to właśnie on był ojcem fotonów.



Rys. 1.2.5.

ROZDZIAŁ 3

ZJAWISKO COMPTONA.

Kolejnym doświadczeniem potwierdzającym korpuskularną naturę światła jest efekt Comptona.

Rozpraszanie promieni Roentgena należy do zjawisk, w których szczególnie ujawnia się dwoista natura promieniowania. Pewne właściwości rozproszonego promieniowania Roentgena, takie jak polaryzację i natężenie, można łatwo wytłumaczyć z falowego punktu widzenia, natomiast takie zjawiska jak zmiana częstotliwości przy rozpraszaniu dają się wyjaśnić, jeżeli promieniom Roentgena przypiszemy naturę korpuskularną.

Według teorii klasycznej mechanizm rozpraszania fal przez naładowane cząstki polega na tym, że fala padająca jest absorbowana przez cząstkę, która zostaje wprawiona w drgania o częstotliwości tej fali. Drgający ładunek promieniuje z tą samą częstotliwością i w ten sposób przekazuje energię drgań, którą zaabsorbował z fali padającej, wychodzącej fali rozproszonej. W mechanizmie tym nie ma miejsca na składnik o innej częstotliwości. Jednak wcześniejsze doświadczenia wykazały, że przy rozpraszaniu promieni Roentgena

a zwłaszcza promieni γ , zmienia się częstotliwość fali i co się z tym wiąże długość fali. W promieniowaniu rozproszonym pojawiają się fale dłuższe. Zanim odkryto spektroskopię promieni Roentgena w celu wyznaczenia długości fali posługiwano się metodami niedoskonałymi. Trudności w zorientowaniu się w szczegółach zjawiska zazwyczaj przypisywano wpływowi drugorzędnych czynników.

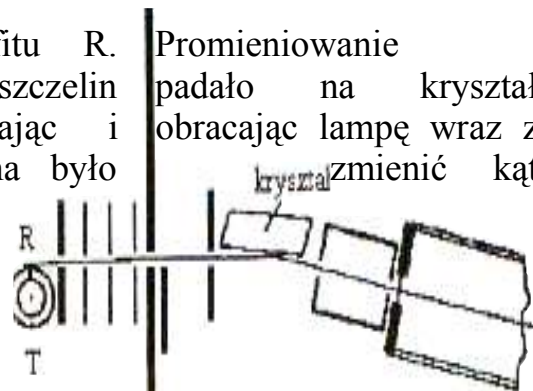
W latach 1922-1923 A. Compton dokładnie zbadał to zjawisko za pomocą spektroskopu rentgenowskiego. Wykazał, że efekt ten związany jest z samym mechanizmem rozpraszania i nie może być sprowadzony do działania czynników ubocznych.

Schemat doświadczenia przeprowadzonego przez Comptona przedstawia rysunek (1.3.1). Promieniowanie lampy rentgenowskiej zaopatrzonej w molibdenową antykatodę T

rozpraszane było przez kawałek grafitu R. rozproszone po przejściu przez szereg szczelin spektrografu rentgenowskiego. Przesuwając i grafitem R dookoła osi pionowej można było rozpraszania θ nie ruszając pozostałych części urządzenia. Rozkład widmowy natężenia mierzono za pomocą komory jonizacyjnej.

Rysunek (1.3.2) przedstawia otrzymane wyniki z doświadczeń. Krzywa A obrazuje rozkład widmowy, którą jest linia K_α molibdenu. Jej długość Krzywe B, C i D przedstawiają widmowy rozkład różnych kątów rozpraszania. Zauważono następujące

Promieniowanie padało na kryształ obracając lampę wraz z zmieniać kąt



natężenia pierwotnej linii wynosi $\lambda=0,712605\text{\AA}$. promieniowania dla właściwości zjawiska:

Rys.1.3.1 Schemat doświadczenia Comptona.

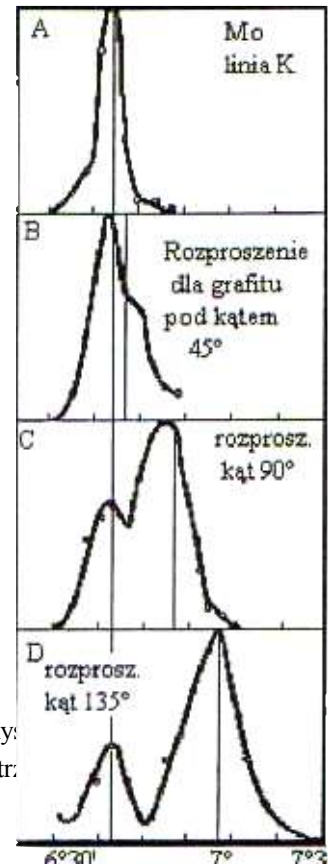
1. W promieniowaniu rozproszonym występuje zarówno pierwotna długość fali promieniowania wzbudzającego, jak i długość fali przesunięta w stronę fal długich.

2. Wielkość przesunięcia zależy od kąta rozpraszania, a mianowicie przesunięcie wzrasta, gdy kąt rozproszenia wzrasta.
3. Przy zwiększaniu kąta rozpraszania natężenie linii nieprzesuniętej maleje, a natężenie linii przesuniętej rośnie.

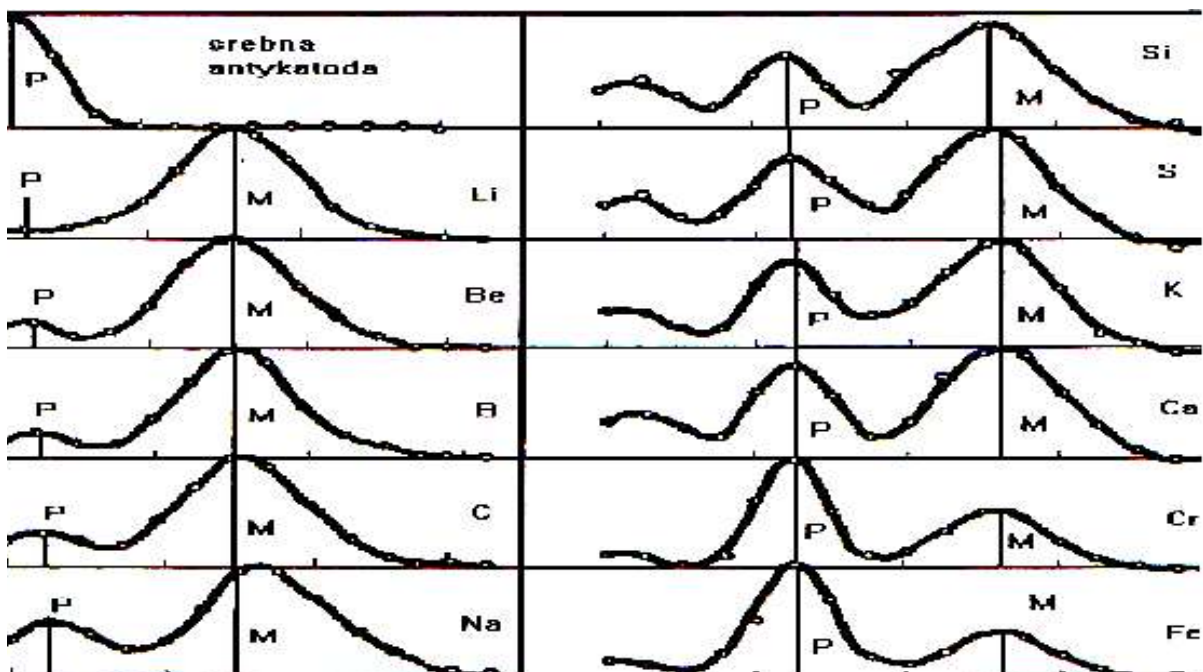
Rysunek (1.3.3) przedstawia widma linii K_α srebra ($\lambda=0.56267\text{\AA}$) z którego była sporządzona antykatoda, rozproszona za pomocą różnych ciał pod tym samym kątem. Można zauważyć następujące charakterystyczne cechy zjawiska:

1. Wielkość przesunięcia nie zależy od rodzaju materiału rozpraszającego.
2. Przy wzrastaniu liczby atomowej ciała rozpraszającego natężenie linii nieprzesuniętej wzrasta, natężenie zaś linii przesuniętej maleje.

Na przykład promieniowanie rozproszone litu składa się prawie wyłącznie z linii o przesuniętej długości fali, zaś w przypadku miedzi natężenie linii przesuniętej jest niewielkie w porównaniu z natężeniem linii nieprzesuniętej.



Rys. otr.



Rys.1.3.3. Zjawisko Comptona otrzymane przy użyciu różnych radiatorów.

Wymienione wyżej właściwości zjawiska Comptona można łatwo wytłumaczyć, jeżeli przyjmie się, że promieniowanie ma naturę korpuskularną, czyli stanowi strumień fotonów oraz, że w rozproszeniu biorą udział nie wszystkie elektrony lecz nieznaczna ich część a każdy elektron rozprasza cały foton. Foton ma określony nie tylko zapas energii $h\nu$, lecz także określony pęd. W takim przypadku rozpraszanie fotonów przez elektrony związane byłoby z wymianą energii i pędu przy zderzeniach. Foton jako cząstka ma szczególne właściwości, ponieważ porusza się z prędkością światła. Dlatego do ruchu fotonów nie można stosować wzorów mechaniki klasycznej i należy skorzystać z zależności relatywistycznych, Teoria względności mówi, że masa cząstki poruszającej się z prędkością v równa się:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

(1.3.1)

Foton porusza się z prędkością $v=c$, więc $\beta=1$ i mianownik powyższego wzoru znika. Gdyby foton posiadał masę spoczynkową różną od zera to otrzymalibyśmy:

$$m = \frac{m_0}{0} = \infty.$$

(1.3.2)

Wynika stąd, że masa spoczynkowa fotonu musi być równa zero, co w najbardziej istotny sposób różni foton od innych cząstek, jak np. elektrony, które mają skończoną masę spoczynkową.

Teoria względności podaje wzór dla pędu p cząstek poruszających się z prędkością v . Jest to wzór postaci:

$$p = \frac{v}{c^2} E.$$

(1.3.3)

Zakładając, że dla fotonu $v=c$ mamy:

$$p = \frac{E}{c}$$

(1.3.4)

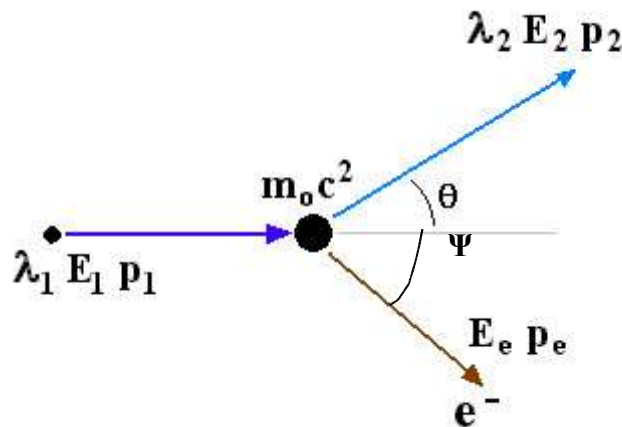
Powyższe wyrażenie jest wzorem na pęd fotonu.

Z faktu że foton posiada określony pęd, wynika, że strumień fotonów napotykać jakąkolwiek przeszkodę powinien wywierać na tę przeszkodę ciśnienie. Ciśnienie wytwarzane przez strumień fotonów jest właśnie ciśnieniem światła doświadczalnie stwierdzonym w pracach P. Lebediewa w zgodzie ze

wzorem (1.3.4). Wykazał on, nie tylko wywieranie ciśnienia przez światło na makroskopowe ciała stałe, ale odkrył bardzo subtelne zjawisko ciśnienia światła na gazy. Należy podkreślić, że Lebediew podejmując swoje doświadczenia kierował się nie korpuskularną teorią światła, lecz elektromagnetyczną teorią Maxwella, która także prowadzi do wniosku o konieczności istnienia ciśnienia światła i daje na to ciśnienie wzór pokrywający się ze wzorem (1.3.4). Właśnie to, że istnienie ciśnienia świetlnego i jego wyrażenie ilościowe mogą być wydedukowane zarówno z korpuskularnego, jak i z falowego obrazu natury światła, jest jednym z objawów dwoistości jego natury.

Założmy, że przed zderzeniem elektron znajdował się w spoczynku (rys.1.3.4), czyli pęd jego przed zderzeniem z fotonem był równy zero. Początkowy pęd fotonu wynosi:

$$p_1 = \frac{E_1}{c} = \frac{h\nu_1}{c} = \frac{h \frac{c}{\lambda_1}}{c} = \frac{h}{\lambda_1} \quad (1.3.5)$$



Rys.1.3.4

Po zderzeniu pęd elektronu wynosi p_e , zaś pęd fotonu staje się równy p_2 :

$$p_2 = \frac{E_2}{c} = \frac{h\nu_2}{c} = \frac{h \frac{c}{\lambda_2}}{c} = \frac{h}{\lambda_2} \quad (1.3.6)$$

Traktując to zderzenie jako zderzenie sprężyste, a więc stosując zasady zachowania energii i pędu otrzymany dwa równania. Na podstawie zasady zachowania energii mamy:

$$E_1 + m_0 c^2 = E_e + E_2 \quad (1.3.7)$$

gdzie $m_0 c^2$ jest energią spoczynkową elektronu.

Wykorzystując niezmiennik relatywistyczny można wyrazić energię elektronu E_e wzorem:

$$E_e^2 = p_e^2 c^2 + m_0 c^4 \quad (1.3.8)$$

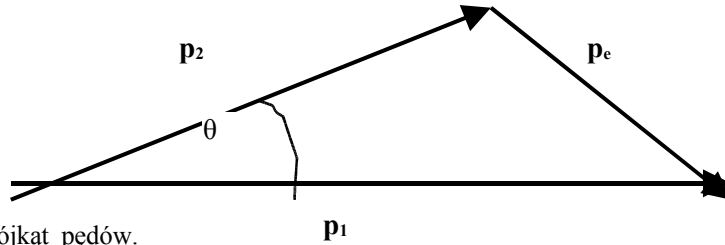
oraz ze wzoru (1.3.7)

$$E_e^2 = (E_1 - E_2 + m_0 c^2)^2 \quad (1.3.9)$$

Korzystając z zasady zachowania pędu, otrzymamy:

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_e + \vec{p}_2 \quad (1.3.10)$$

Jedno z równań (1.3.7) jest skalarne, drugie zaś (1.3.10) jest wektorowe. Dla obliczeń należałoby zamiast równania wektorowego zapisać równanie skalarne. Równanie to, otrzymamy stosując twierdzenie cosinusów do trójkąta pędów (rys.1.3.5)



Rys.1.3.5 Trójkąt pędów.

$$p_e^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2 p_1 p_2 \cos \theta \quad (1.3.11)$$

Porównując wzory (1.3.8) i (1.3.9) otrzymujemy:

$$(E_1 - E_2 + m_0 c^2)^2 = p_e^2 c^2 + m_0 c^4 \quad (1.3.12)$$

wykorzystując (1.3.11):

$$(E_1 - E_2 + m_0 c^2)^2 = p_1^2 c^2 + p_2^2 c^2 - 2 p_1 p_2 c^2 \cos \theta + m_0^2 c^4 \quad (1.3.13)$$

Podnosimy lewą stronę do kwadratu:

$$E_1^2 + E_2^2 + m_0^2 c^4 - 2 E_1 E_2 + 2 E_1 m_0 c^2 - 2 E_2 m_0 c^2 = p_1^2 c^2 + p_2^2 c^2 - 2 p_1 p_2 c^2 \cos \theta + m_0^2 c^4 \quad (1.3.14)$$

Wiedząc, że $E_1 = p_1 c$, $E_2 = p_2 c$ otrzymujemy

$$p_1^2 c^2 + p_2^2 c^2 - 2 p_1 p_2 c^2 + 2 p_1 m_0 c^3 - 2 p_2 m_0 c^3 = p_1^2 c^2 + p_2^2 c^2 - 2 p_1 p_2 c^2 \cos \theta + m_0^2 c^4 \quad (1.3.15)$$

dokonując redukcji i wykonując dzielenie stronami przez $2c^2$, otrzymujemy:

$$-p_1 p_2 + p_1 m_0 c - p_2 m_0 c = -p_1 p_2 \cos \theta \quad (1.3.16)$$

stąd

$$p_1 m_0 c - p_2 m_0 c = p_1 p_2 (1 - \cos \theta) \quad /: p_1 p_2 \quad (1.3.17)$$

$$m_0 c \left(\frac{1}{p_2} - \frac{1}{p_1} \right) = 1 - \cos \theta \quad (1.3.18)$$

wykorzystując (1.3.5) i (1.3.6) otrzymujemy:

$$m_0 c \left(\frac{\lambda_2}{h} - \frac{\lambda_1}{h} \right) = 1 - \cos \theta \quad (1.3.19)$$

stąd

$$\frac{m_0 c}{h} (\lambda_2 - \lambda_1) = 1 - \cos \theta \quad (1.2.20)$$

Wykorzystując wzory trygonometryczne mamy

$$\frac{m_0 c}{h} (\lambda_2 - \lambda_1) = 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.3.21)$$

Z powyższego wzoru możemy otrzymać wzór na zmianę długości fali, którym posługujemy się zazwyczaj w praktyce.

$$\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 2 \frac{h}{m_0 c} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.3.22)$$

Wielkość $\frac{h}{m_0 c}$ ma wymiar długości i jest kombinacją trzech stałych uniwersalnych. Nazywa się comptonowską długością fali i jest oznaczona przez A . Wartość jej wynosi

$$A = \frac{h}{m_0 c} = \frac{6,624 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 2,99 \cdot 10^{10}} = 0,0242 \text{ \AA} \quad (1.3.23)$$

Ostatecznie wzór wyrażający zmianę długości fali przy rozpraszaniu ma postać:

$$\Delta \lambda = 2 A \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.3.24)$$

Jak widać, dla $\theta=0$ jest $\Delta \lambda=0$, a dla $\theta=90^\circ$ mamy $\Delta \lambda=A$ a dla $\theta=180^\circ$ jest $\Delta \lambda=2A$

Wartość $\frac{h}{m_0 c}$ otrzymana z najdokładniejszych pomiarów wynosi

$$\left(\frac{h}{m_0 c} \right)_{\text{dośw}} = (0,02424 \pm 0,00004) \text{ \AA}$$

i dobrze zgadza się z obliczoną wartością teoretyczną:

$$\left(\frac{h}{m_0 c} \right)_{\text{teor}} = (0,024265 \pm 0,0000057) \text{ \AA}$$

Na podstawie wzoru (1.3.22) możemy wnioskować, że przesunięcie comptonowskie nie zależy od długości fali promieniowania pierwotnego. Dlatego więc, gdyby można było obserwować zjawisko Comptona w widmie

widzialnym, to dla skrajnego fioletu ($\lambda=4000\text{\AA}$) stanowiłoby ono tysięczne części procenta pierwotnej długości fali. W przypadku promieni Roentgena o średniej twardości ($\lambda\sim 0,5\text{\AA}$) przesunięcie wynosi już 10%, a dla promieni γ wielkość jego jest tego samego rzędu co długość fali.

W promieniowaniu rozproszonym oprócz linii przesuniętej obserwuje się również linie nieprzesuniętą. Należałoby wytłumaczyć dlaczego tak jest. Rozpatrując mechanizm rozpraszania zakładaliśmy, że foton zderza się z elektronem swobodnym. Takie założenie jest całkowicie usprawiedliwione dla lekkich atomów i dla słabo związanych elektronów zewnętrznych, ponieważ energia wiązania elektronu, wynosząca kilka elektronowoltów, jest znikomo mała w porównaniu z energią, fotonu promieni Roentgena. Natomiast elektrony wewnętrzne są związane tak mocno, szczególnie w ciężkich atomach, że nie można ich już traktować jako elektrony swobodne. Dlatego przy "zderzeniu" foton wymienia energię i pęd z atomem jako całością. Masa atomu jest stosunkowo duża, więc zgodnie z zasadą zachowania pędu foton nie przekazuje mu swojej energii i pędu, i z tego powodu $h\nu$ przy rozproszeniu nie ulega zmianie. W lekkich atomach wszystkie elektrony są słabo związane, natomiast w atomach ciężkich tylko elektrony zewnętrzne są słabo związane. Z tego powodu można wnioskować, że przy powiększaniu liczby atomowej natężenie linii przesuniętej (przy jednakowych warunkach obserwacji) będzie malało, zaś natężenie linii nieprzesuniętej będzie wzrastało. Zostało to potwierdzone doświadczalnie i jest widoczne na rysunku (1.3.3).

Z analogicznych wywodów wynika, że w widzialnej części widma zjawisko Comptona nie może być w ogóle obserwowane.

Każdy elementarny akt rozpraszania powinien być połączony z pojawieniem się szybkiego elektronu na skutek zderzenia z fotonem. Zmiana energii kinetycznej elektronu przy rozpraszaniu powinna być równa według zasady zachowania energii różnicy energii fotonu przed rozproszeniem i po rozproszeniu.

$$E_k = h\nu - h\nu' \equiv h\Delta\nu \quad (1.3.25)$$

zatem stosunek E_k do początkowej energii fotonu wynosi

$$\frac{E_k}{h\nu} = \frac{\Delta\nu}{\nu} \quad (1.3.26)$$

Ponieważ

$$\Delta\nu = \nu - \nu' = \frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda - \Delta\lambda} = \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} = \nu \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} \quad (1.3.27)$$

więc

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} \quad (1.3.28)$$

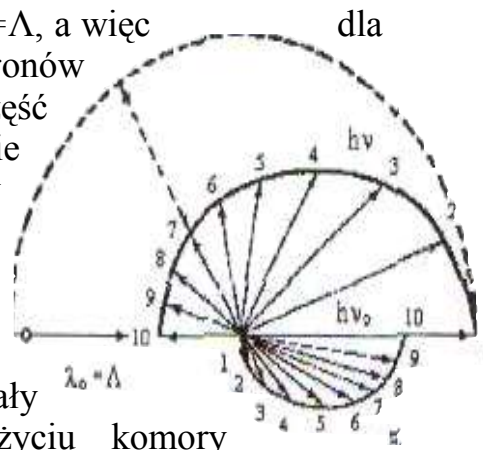
uwzględniając zależność (1.3.21) otrzymujemy:

$$\frac{E_k}{hv} = \frac{\Delta v}{v} = \frac{2A \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda + 2A \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (1.3.29)$$

Z powyższego wzoru można obliczyć, jaką część energii fotonu otrzymuje elektron Comptonowski. Dla twardych promieni Roentgena dla $\lambda = 10A = 0,24 \text{ \AA}$, oraz dla $\theta = 90^\circ$ wartość $\frac{E_k}{hv}$ wynosi tylko 1/11. Dopiero dla promieni γ dla $\lambda = A = 0,024 \text{ \AA}$ stosunek $\frac{E_k}{hv} = \frac{1}{2}$. Stąd wynika, że dla niezbyt twardych promieni Roentgena elektron Comptonowski otrzymuje stosunkowo niewielką część całkowitej energii fotonu. Ten fakt pozwala odróżnić elektrony Comptonowskie od fotoelektronów. Te ostatnie pojawiają się przy całkowitym pochłonięciu fotonu przez atom, ponieważ stosownie do równania Einsteina w tym przypadku elektron uzyskuje energię rzędu wielkości samego fotonu.

Związki, jakie zachodzą pomiędzy kierunkiem i energią rozproszonych fotonów hv oraz elektronów Comptonowskich ilustruje rysunek (1.3.6).

Wykres sporządzony jest dla przypadku, gdy $\lambda_0 = A$, a więc dla twardych promieni, dlatego energia elektronów Comptonowskich stanowi tutaj znaczną część energii pierwotnego fotonu hv_0 . Na wykresie widać, że Comptonowskie elektrony powinny być przeważnie wyrzucone do przodu, w kierunku ruchu fotonu pierwotnego. Przewidywanie teorii Comptona, że przy rozpraszaniu promieni Roentgena i promieni γ powinny pojawić się elektrony odrzutu zostały potwierdzone przez doświadczenia przy użyciu komory Wilsona.



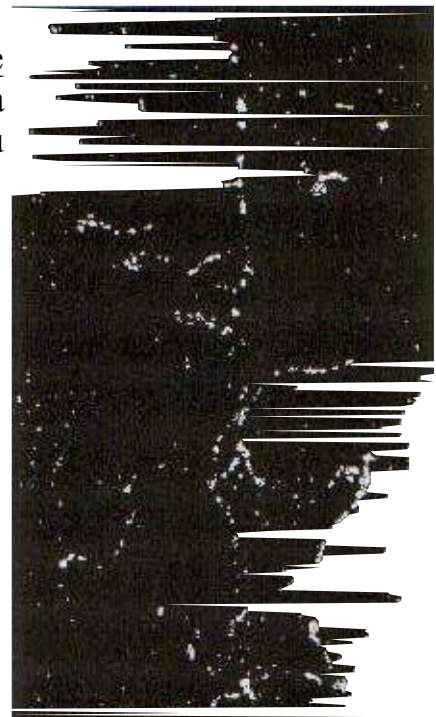
Rys. 1.3.6. Wykres biegunowy rozproszonych fotonów i elektronów Comptonowskich.

Na zdjęciu (rysunek (1.3.7)) wykonanym przy przechodzeniu promieni Roentgena przez komorę wypełnioną powietrzem widoczne jest oprócz długich torów fotoelektronów duża ilość torów krótkich rozmieszczonych wzdłuż drogi

promieni i skierowanych przeważnie ku przodowi zgodnie z powyższym wykresem. Są to właśnie torry elektronów comptonowskich. Szczegółowe badania elektronów comptonowskich przeprowadził D. Sokobielnyn.

Chcąc wyznaczyć początkowe energie tych elektronów opracował on specjalną metodę obserwacji. Metoda ta polegała na tym, że komora Wilsona umieszczona jest w silnym polu magnetycznym, i że na podstawie promieni krzywizny torów oblicza się energie elektronów. Metoda Skobielnyna odegrała później ważną rolę przy badaniach szybkich cząstek promieni kosmicznych.

Jeżeli próbowalibyśmy wytłumaczyć zjawisko Comptona z czysto klasycznego punktu widzenia należałoby traktować promienie Roentgena jako fale kuliste, elektrony zaś jako zwykłe cząstki i w tym celu należałoby wyrzec się ważności zasad zachowania energii i pędu w odniesieniu do elementarnych elektronów rozpraszania. W tym przypadku tok rozważań byłby następujący. Fala kulista równomiernie działa na wszystkie elektrony zniewalając je do drgań wymuszonych. Wskutek znikomej wielkości przekroju na jeden elektron przypada nadzwyczaj mała część energii i pędu. Tymczasem w zjawisku Comptona mamy do czynienia z elektronami, z których każdy ma znaczna część energii i pędu pierwotnej fali. W celu zrozumienia skąd pochodzi ta energia i pęd, należałoby przyjąć, że energia gromadzi się w dłuższych odstępach czasu. Jednakże nie da się tego pogodzić z faktem, że zjawisko zachodzi zarówno dla elektronów słabo związanych, które mogą gromadzić energie, jak i w stosunku do elektronów wolnych znajdujących się w metalach.



Rys.1.3.7. Tory elektronów comptonowskich w komorze Wilsona.

W roku 1923 Bohr, Kramers i Slater chcąc ocalić koncepcje falowe podjęli próbę zbudowania teorii, według której zasady zachowania energii i pędu przy rozpraszaniu spełnione są tylko w sposób statystyczny, średnio w długich okresach czasu, natomiast nie można ich stosować do elementarnych aktów rozpraszania. Według tej teorii rozpraszanie powinno odbywać się w sposób ciągły, jednakże elektrony comptonowskie wyrzucane są zupełnie przypadkowo. Procesy rozpraszania fal i wysyłania elektronów comptonowskich są nieskoordynowane. Teoria, u której podstaw leży negacja takich mocno ugruntowanych podstawowych praw przyrody, jak zasady zachowania energii i

pędu, wydaje się nie do przyjęcia. Jej bezpodstawność wykazano wkrótce w drodze eksperymentalnej.

Ważność zasady zachowania energii i pędu w elementarnych aktach rozproszenia promieni Roentgena potwierdzimy doświadczenia, opierające się na następujących rozważaniach: teoria wymagając stosowania zasad zachowania do elementarnych aktów rozpraszania mówi, że oba procesy, tj, rozpraszanie fal i wyrzucanie elektronów comptonowskich, powinny być ze sobą związane i w każdym przypadku powinny zachodzić równocześnie. Natomiast według statystyki Bohra, Kramersa i Slatera procesy te są zupełnie od siebie niezależne. Stosując zasady zachowania energii i pędu do elementarnych aktów rozpraszania oprócz równoczesnego pojawienia się fotonu i elektronu powinien zachodzić określony związek pomiędzy kierunkiem ruchu elektronu comptonowskiego i fotonu. Związek ten jest postaci:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{1+\alpha} \operatorname{tg} \Psi,$$

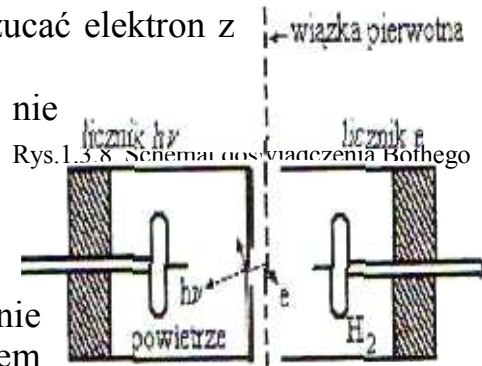
(1.3.30)

gdzie $\alpha = \frac{A}{\lambda}$, zaś oznaczenia kątów są takie jak na rysunku (1.3.4).

W celu sprawdzenia jednej lub drugiej teorii można wykonać odpowiednie doświadczenia. Przeprowadzili je w 1925 roku z jednej strony Bothe i Geiger, z drugiej strony Compton i Simon. Doświadczenia te wykazały błędność podstawowego założenia teorii statystycznej o niestosowalności zasad zachowania do elementarnych aktów rozpraszania. Okazały się one zarazem najlepszym uzasadnieniem celowości korpuskularnego pojmowania światła dla wytłumaczenia pewnych jego właściwości. W latach 1936-1937, posługując się udoskonaloną techniką przeprowadzono analogiczne doświadczenia w różnych wariantach. Te nowe doświadczenia, podobnie jak poprzednie potwierdziły z jeszcze większą dokładnością ważność zasad zachowania w elementarnych aktach rozpraszania promieni Roentgena i promieni γ .

Doświadczenie Bothego i Geigera miało wykazać, że elektron comptonowski i foton rozproszony powinny pojawiać się jednocześnie. Rysunek (1.3.8) przedstawia schemat aparatury. Pomiedzy dwoma licznikami Geigera umieszczonymi w atmosferze wodoru przepuszczono wąską wiązkę promieni Roentgena. Wodór został użyty z tego powodu, że słabo pochłania promienie Roentgena, natomiast dość silnie je rozprasza. Jeden licznik pokryto folią platynową i napełniono powietrzem (na rysunku lewy), zaś drugi był otwarty, a więc znajdował się w nim wodór (na rysunku prawy). Lewy licznik nie reagował na elektrony comptonowskie, gdyż pochłaniała je folia platynowa, reagował zaś na

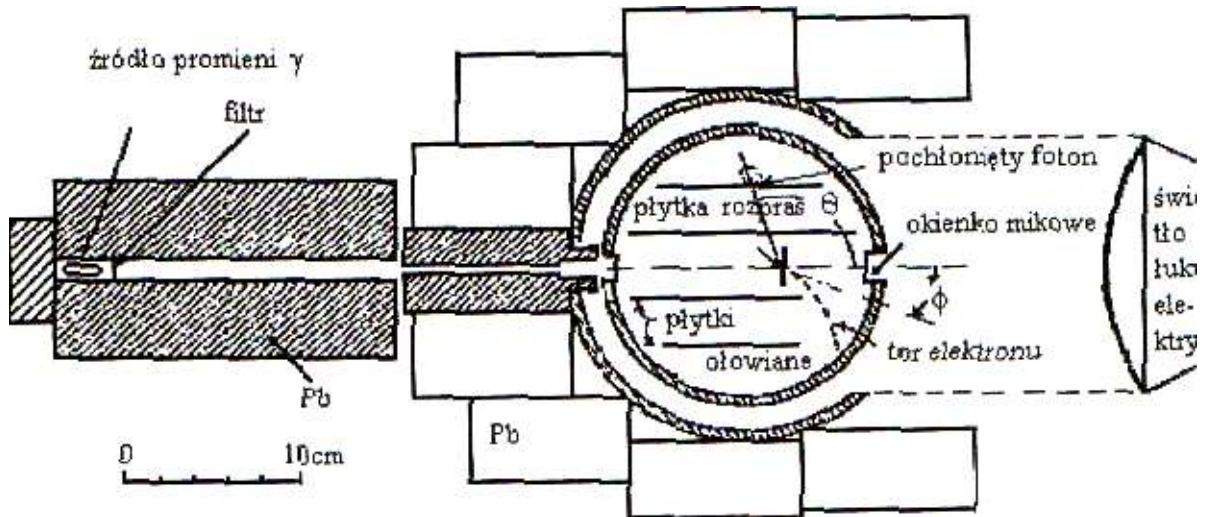
fotony, które przenikając przez folie mogły wyrzucać elektron z powietrza, ścianek licznika lub z samej folii. Natomiast prawy licznik nie reagował prawie na fotony, które są bardzo słabo pochłaniane przez wodór, ale za to silnie reagował na elektrony comptonowskie. Z uwagi na to, że nie każdy foton wpadający do licznika uruchamiał go, więc nie każde wychylenie elektrometru połączonego z prawym licznikiem było w koincydencji z wychyleniem elektrometru lewego licznika. Na odwrót, gdy zachodziła koincydencja to każdemu wychyleniu licznika kwantów musiało odpowiadać wychylenie licznika elektronów. W rzeczywistości nie zachodziło to zupełnie ściśle. Jednak liczba koincydencji była tak wielka, że według statystycznego obliczenia Bothego i Geigera można postawić 150000 przeciw 1, że koincydencje te nie były przypadkowe, lecz spowodowane były równoczesnością faktu rozpraszania i pojawienia się elektronów comptonowskich.



Doświadczenie Comptona i Simona wykonane zostały za pomocą komory Wilsona. Doświadczenia te miały na celu przekonanie się, czy istotnie pomiędzy kierunkami elektronu comptonowskiego i rozpraszanego fotonu zachodzi związek wymagany przez zasady zachowania, a wyrażony przez wzór (1.3.30) i wykres na rysunku (1.3.6).

Przeanalizujemy wykres. Załóżmy, że przy rozproszeniu elektron został odrzucony w kierunku dolnej strzałki 5. Zgodnie z zasadami rozproszony foton powinien odskoczyć w kierunku górnej strzałki 5. Kąt pomiędzy dolną strzałką 5, strzałką górną 5 i pierwotnym kierunkiem fotonu spełniają związek (1.3.30), Kierunek dolnej strzałki w doświadczeniu można łatwo ustalić ponieważ każdy elektron comptonowski pozostawia wyraźny ślad w komorze Wilsona. Natomiast nie można bezpośrednio ustalić kierunku odpowiednio górnej strzałki w komorze, gdyż sam foton nie jonizuje powietrza. Można jednak zrobić to pośrednio. Jeżeli rozproszony foton zostanie pochłonięty w jakimkolwiek miejscu wewnątrz komory, to wyrzuci on elektron, który wytworzy długi ślad. Łącząc początek tego długiego śladu z początkiem krótkiego śladu elektronu comptonowskiego otrzymamy dwie strzałki. Nasuwa się jednak pewna wątpliwość, mianowicie nie można stwierdzić na pewno czy znaleziony foton jest właśnie tym, który przy rozproszeniu spowodował odrzut rozpatrywanego elektronu. Z tego powodu wnioski z doświadczenia można wysuwać tylko na podstawie dostatecznie dużego materiału statystycznego.

Schemat urządzenia użytego przez Comptona i Simona przedstawia rysunek (1.3.9).



Rys.1.3.9. Schemat doświadczenia Comptona i Simona.

W celu zwiększenia energii elektronów comptonowskich i zwiększenia w ten sposób dokładności doświadczenia zamiast promieni Roentgena użyto twardych promieni γ . Źródło promieni γ umieszczono na końcu wąskiego kanału wyżłobionego w grubym bloku ołowianym. Równoległa wiązka przefiltrowanych promieni γ wydostawała się z tego kanału do komory Wilsona. W środku komory umieszczona była komora rozpraszająca, a z obu stron po dwie płytki ołowiane, które miały za zadanie zwiększenie prawdopodobieństwa pochłonięcia rozproszonego fotonu wewnątrz komory. Substancją rozpraszającą był kawałek celulozoidu. Komora była umieszczona w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny rysunku. Wykorzystanie metody Skobelcyna pozwalało nie tylko na znalezienie kierunku, w którym odskoczył elektron comptonowski, lecz również na wyznaczenie energii tego elektronu z krzywizny śladu. Znając kąt odskoku elektronu oraz jego energię można łatwo znaleźć za pomocą teorii Comptona kąt odskoku fotonu rozproszonego nie czyniąc żadnych założeń co do energii fotonu padającego. Jest to bardzo istotne, ponieważ nie można być pewnym dokładności filtracji pierwotnych promieni γ , a więc nie można z całą pewnością przypisać padającemu fotonowi określonej energii.

Obecnie nie ma już żadnej wątpliwości co do tego, że zasady zachowania energii i pędu są spełnione w elementarnych aktach rozpraszania.

Całkowita zgodność teorii z doświadczeniami wykazała nie tylko słuszność teorii zjawiska Comptona, ale jest kolejnym potwierdzeniem słuszności teorii kwantowej promieniowania.

Już podana przez Einsteina interpretacja zjawiska fotoelektrycznego dowiodła, jednak w sposób zupełnie inny, do starej myśli Newtona o cząstkach świetlnych, przenoszących energię od źródła promieniowania do miejsca, w

którym one padają. Zjawisko Comptona jest jakościowo inne od zjawiska fotoelektrycznego. Nie chodzi już o pochłonięcie całej energii fotonu przez elektron, ale o proces, w którym foton występuje nie tylko jako cząstka niosąca energię, ale cząstka posiadająca pęd, która przy zderzeniu z inną cząstką zachowuje się podobnie, jak sprężysta kula. Takie zachowanie fotonów utwierdza nas w przekonaniu, że rzeczywiście zgodnie z wyobrażeniami Newtona możemy światło traktować jako strumień cząstek o określonych właściwościach mechanicznych, energii i pędzie. Nie jest to jednak ta sama energia i pęd, jakie znała fizyka klasyczna. Wzory na energię i pęd kwantów zawierają stałą Plancka i dlatego też nie odpowiadają w pełni wzorom odnoszącym się do ciał makroskopowych.

Spór o pochodzenie światła kończy się rozejmem między teoriami falową i korpuskularną. Światło i inne promieniowania o falach krótszych i dłuższych w niektórych przypadkach (interferencja, polaryzacja, itp.) zachowują się jak fale, a w innych (zjawisko fotoelektryczne, zjawisko Comptona) jak strumień cząstek. Chociaż z trudem wyobrażamy sobie, jak to jest możliwe, że jeden obiekt badań zachowuje się dwojako, w sposób całkowicie odmienny, to jednak ten tzw. dualizm korpuskularno-falowy stwarza nam jedyną możliwość wyjaśnienia wszystkich obserwowanych zjawisk.

ROZDZIAŁ 4.

PROMIENIOWANIE RENTGENOWSKIE.

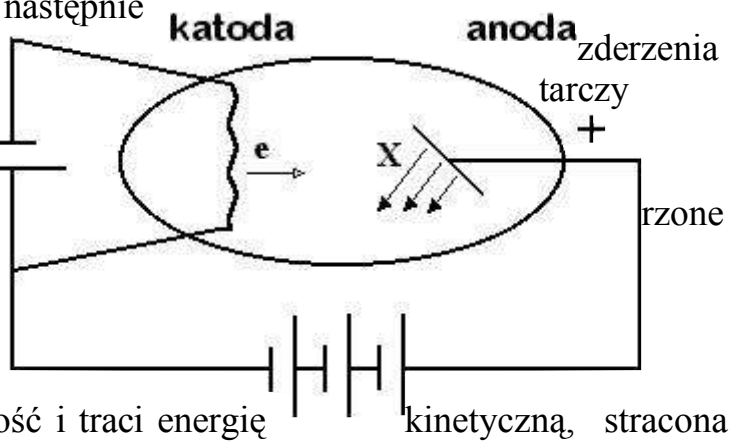
W doświadczeniu zaprojektowanym do badania promieni katodowych profesor Wilhelm Roentgen dokładnie osłonił rurę do wyładowań czarną tekturą. Gdy w zaciemnionym pokoju w rurze zachodziło wyładowanie Roentgena zaskoczyło słabe światło w pobliżu stołu doświadczalnego, po przeciwnej stronie pokoju. Ponieważ wiedział, że promienie katodowe mogą przebiec w powietrzu jedynie odległość kilku centymetrów, a występowanie słabego światła powtórzyło się po ponownym wzbudzeniu wyładowania, więc zapalił zapalniczkę i odkrył, że źródłem tajemniczego światła była fluorescencja leżącego na stole małego ekranu pokrytego platynocyjankiem baru. Roentgen zdał sobie wówczas sprawę, że jest świadkiem występowania nieznanego dotychczas promieniowania. Nazwał je promieniami X i na podstawie dalszych obserwacji zestawiał ich własności:

1. Wiele substancji jest całkowicie przezroczystych dla promieni X.
2. Promienie X nie mogą być odbite ani załamane i nie wykazują efektów interferencyjnych (te zjawiska zachodziły, ale były one zbyt subtelne aby mogły być w tym czasie zaobserwowane przez Roentgena).
3. Promienie X mogą zaczerniać płyty fotograficzne.
4. Promienie X nie są odchylane ani przez pole elektryczne ani przez pole magnetyczne.
5. Naładowane ujemnie lub dodatnio ciała ulegają rozładowaniu w obecności promieni X.
6. Promienie X powodują fluorescencję wielu substancji.

Odkrycie w listopadzie 1895 roku promieni X, a wkrótce potem naturalnej promieniotwórczości (a więc promieniowań, które łatwo przenikają materię -1896 r. H. Becquerel) otworzyły nową erę w fizyce, okres niezwyklego rozwoju i aktywności.

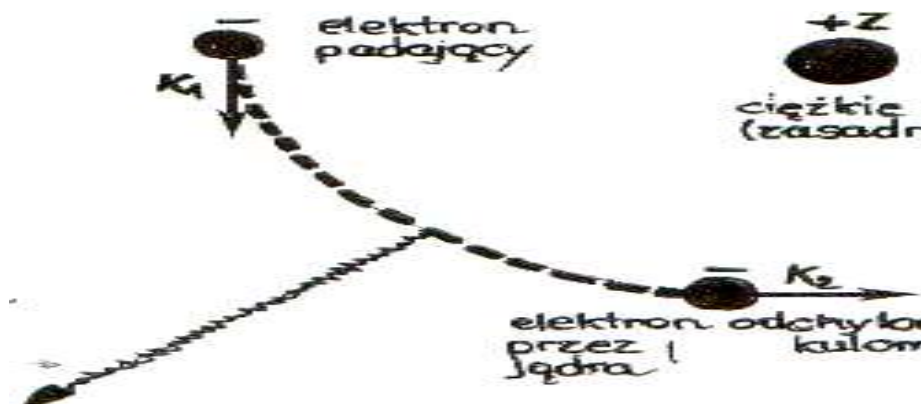
Promienie X odkryte przez Roentgena były promieniowaniem elektromagnetycznym o bardzo małej długości fali, powstającym w wyniku zderzeń szybkich elektronów ze szklaną ścianką rury do wyładowań. Długość fali promieniowania roentgenowskiego wynosi poniżej 100\AA , najczęściej rzędu od kilku do kilku setnych \AA . Do wytwarzania promieni Roentgena służą różne typy lamp, jednak zasada jest stała, zmieniają się tylko rozwiązania techniczne. Rys. 1.4.1.

Elektrony emitowane z żarzonej katody są przyspieszane do dużych prędkości za pomocą różnicy potencjałów i następnie zatrzymane w wyniku zderzenia z metalową tarczą. W wyniku zderzenia elektrony są hamowane wskutek oddziaływania z polem kulombowskim, wytworzone promieniowanie jest promieniowaniem opisany klasyczną teorią elektromagnetyzmu. Kiedy padający elektron zmniejsza swoją prędkość i traci energię kinetyczną, stracona energia jest użyta na wytworzenie fotonu o energii:



Rys. 1.4.1. Schemat lampy rentgenowskiej.

$$h\nu = K_1 - K_2 \quad (1.4.1)$$



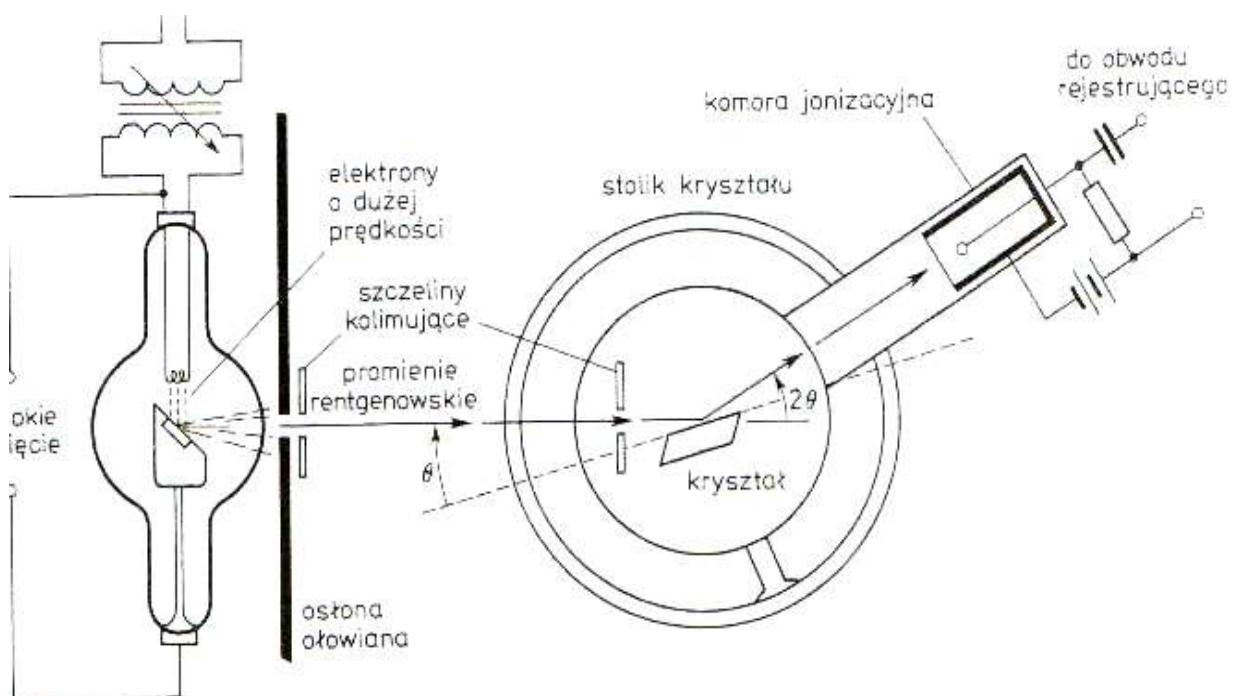
Rys.1.4.2. Promieniowanie hamowania wytwarzane przez elektron w polu kulombowskim ciężkiego jądra.

gdzie kinetyczna energia odrzutu ciężkiego jądra została zaniedbana. Promieniowanie wytworzone w wyniku hamowania naładowanej cząstki jest zwane promieniowaniem hamowania. Różnica między podejściem do promieniowania hamowania bazującym na teorii elektromagnetyzmu i podejściem bazującym na mechanice kwantowej polega na tym, że teoria elektromagnetyzmu przewiduje powstanie w wyniku każdego zderzenia spowalniającego elektron promieniowania o widmie ciągłym natomiast teoria kwantowa przewiduje kreacje pojedynczego fotonu o energii $h\nu$, różnej na ogół dla każdego zderzenia.

Pierwsze próby Roentgena mające na celu potwierdzenie falowej natury promieni X nie powiodły się. Niezwykle mała długość fali promieni X powodowała, że zjawiska interferencji i dyfrakcji trudne były do zaobserwowania. Już wczesne doświadczenia wykazały, że długość fali promieniowania X jest rzędu 10^{-8}cm . Obliczając liczbę cząsteczek w jednostce

objętości kryształu, von Laue obliczył średnią odległość atomów w ciele stałym. Jego wartość wahała się od 10^{-7} do 10^{-8} cm. Von Laue wysunął ideę, że regularne szeregi atomów w kryształach mogą być traktowane jako rodzaj siatki dyfrakcyjnej dla promieni X i za wykazanie falowego charakteru promieni X na podstawie ich dyfrakcji na kryształach otrzymał w 1914 roku Nagrodę Nobla. W.H. Bragg i jego syn L. Bragg w następnym roku uzyskali Nagrodę Nobla za udoskonalenie koncepcji Lauego dotyczących dyfrakcji promieni X na kryształach oraz selektywnego odbicia od powierzchni kryształu.

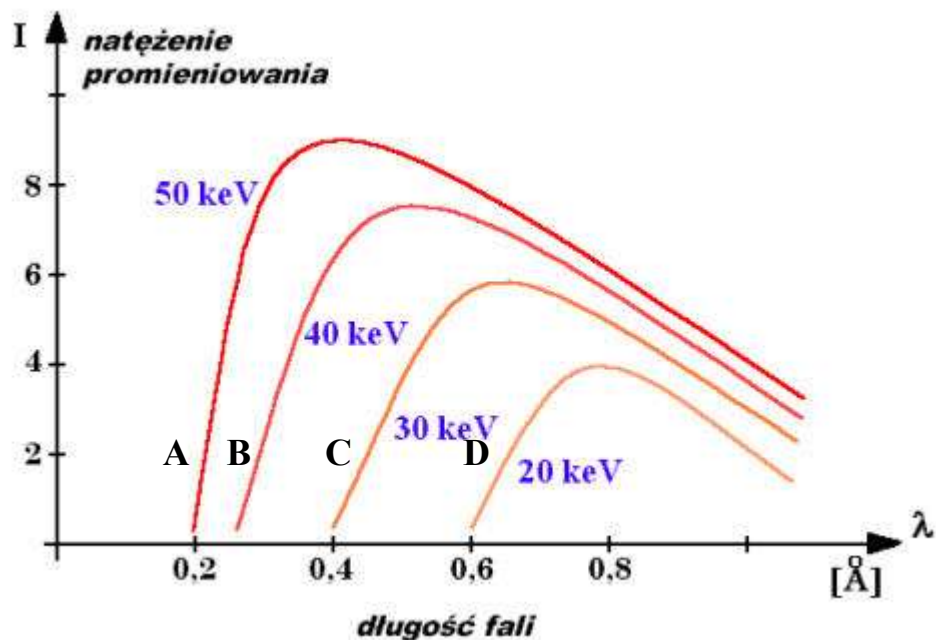
Widmo promieni X uzyskujemy zwykle za pomocą selektywnego odbicia tych promieni od powierzchni kryształu metodą Bragga rys.1.4.3.



Rys.1.4.3. Schemat spektrometru krystalicznego Bragga do badania widm promieniowania X.

Wiązka selektywnie odbitych promieni dostaje się przez odpowiednią szczelinę do wnętrza komory jonizacyjnej i za pomocą urządzenia rejestrującego mierzy się natężenie prądu jonizacji.

Widmo ciągłe promieniowania rentgenowskiego przedstawia rys.1.4.4. jest widmem promieniowania hamowania. Chociaż natężenie promieniowania hamowania dla danego napięcia przyspieszającego zależy od fizycznych właściwości tarczy z której wykonana jest anoda, to ostre odcięcia dla długości fal odpowiadających punktom A, B, C, D na rys. 1.4.4. nie zależą od materiału tarczy. Teoria klasyczna nie była w stanie wytłumaczyć tej tak wyraźnie widocznej w doświadczeniu krawędzi widma.



Rys.1.4.4. Widmo promieniowania X dla różnych wartości napięcia przyspieszającego.

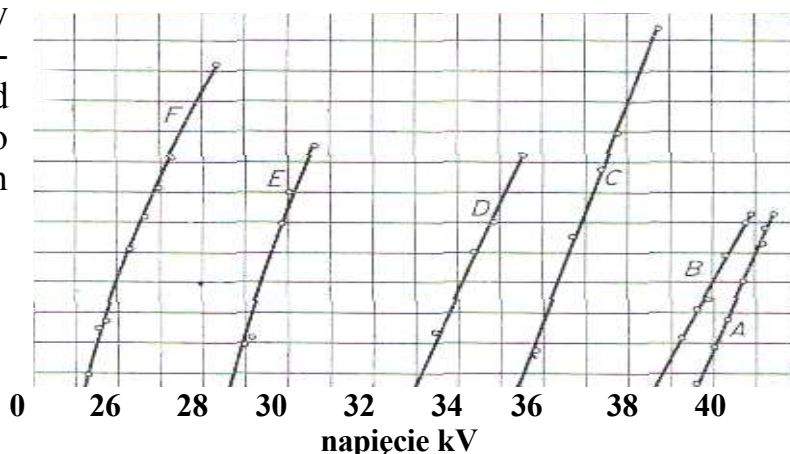
Długość fali krótkofalowej granicy widma ciągłego λ_g jest ściśle związana z napięciem przyspieszającym elektrony W . Duane i F.L. Hunt na podstawie doświadczeń wykazali, że spełniona jest bardzo ściśle zależność:

$$\lambda_g \cdot U = const \quad (1.4.2)$$

Okazuje się, że podobna ostra krótkofalowa granica wystąpi również wtedy, gdy będziemy zmieniać napięcie przyspieszające U przy niezmienionej długości fali. Dla pewnego napięcia U_g ściśle związanego z daną długością fali λ natężenie widma spada do zera. I w tym przypadku spełniony jest związek

$$\lambda \cdot U_g = const \quad (1.4.3)$$

Na rys. 1.4.5. widzimy krzywe zależności natężenia promieniowania od napięcia przyspieszającego elektrony dla pewnych długości fal.



Rys. 1.4.5. Zależność natężenia promieniowania od napięcia dla różnych długości fal.

Widmo ciągłe promieniowania towarzyszące hamowaniu elektronu w antykatodzie, zgodnie z danymi doświadczalnymi posiadać winno maksimum, elektrodynamika maxwellowska prowadzi jednak do wniosku, że natężenie powinno stopniowo

tylko zanikać w miarę przesuwania się w stronę fal krótkich. Jak już jednak wiemy w rzeczywistości od strony fal krótkich widmo obrywa się nagle dla pewnej dokładnie określonej długości fali (czyli pewnej określonej częstości drgań ν_{max}).

Zgodnie z hipotezą kwantową Plancka promieniowanie hamowania elektronów musi być wysłane w postaci kwantów. Jednakże maksymalna energia żadnego z kwantów nie może przekraczać energii najszybszych elektronów padających czyli

$$\begin{aligned}h \cdot \nu_{max} &= e \cdot U \\h \cdot \frac{c}{\lambda_g} &= e \cdot U \\ \lambda_g \cdot U &= \frac{h \cdot c}{e} = const\end{aligned}\tag{1.4.4}$$

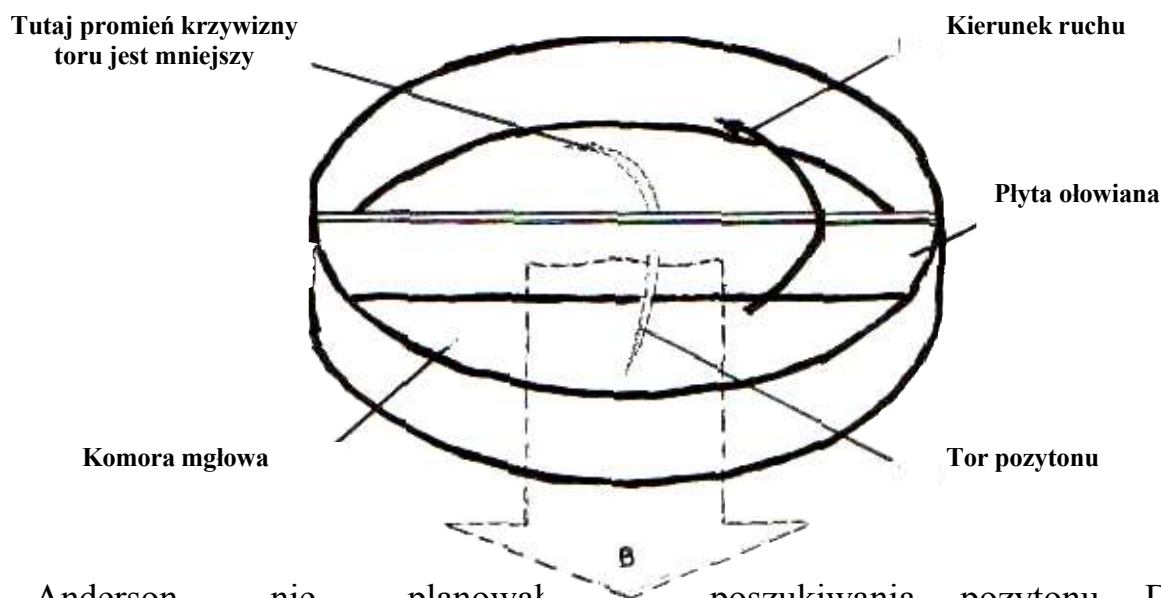
Związek ten jest równoważny wyrażeniu znalezionemu przez Duane i Hunta.

Krótkofalowy kraniec widma rentgenowskiego jest praktycznie tak ostry, że na wyznaczeniu granicy długości fali można oprzeć precyzyjną metodę wyznaczenia wartości stałej Plancka h . Metodę tę, stosowało wielu fizyków m.in. J.A. Bearden i G. Schwarz (1950 r.) oraz F.T. Johnson i H.M. Watts (1950 r.).

ROZDZIAŁ 5.

KREACJA I ANIHILACJA PAR.

W pracy opublikowanej w 1928 roku P.A.M. Dirac zwrócił uwagę na to, że relatywistyczne równanie falowe elektronu ma dwa razy więcej rozwiązań niż tego oczekiwano. Stwierdził on, że połowa z nich musi odnosić się do stanów elektronu z ujemnymi wartościami energii. Ponieważ teoria kwantowa pozwala na występowanie nieciągłych przejść, więc nie można po prostu zignorować ujemnych stanów jako rozwiązań nonsensownych. Dirac przypisał niepożądane rozwiązanie elektronowi o ładunku $+e$ i nazwał go pozytonem. Zagadkowy pozyton pozostał jedynie hipotezą teoretyczną do 1932 roku, kiedy to Carl Anderson odkrył ślady cząstek podobne do śladu pokazanego na rysunku 1.5.1.

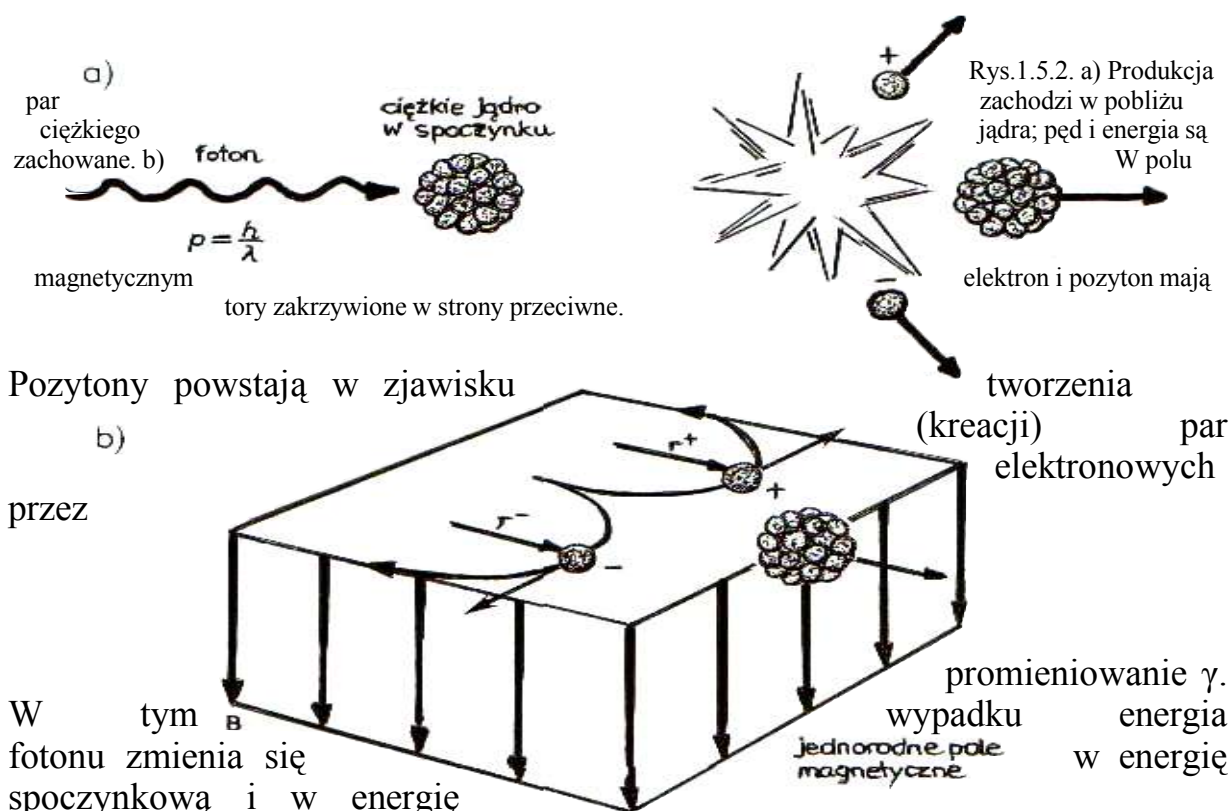


Rys. 1.5.1. Szkic toru pozytonu w komorze mgłowej w polu magnetycznym B . Anderson był w stanie zidentyfikować pozyton na podstawie kierunku pola magnetycznego, rodzaju torów oraz zmniejszenia się promieni krzywizny.

Wspólnie z Millikanem umieścili komorę mgłową w silnym polu magnetycznym w celu obserwacji promieniowania kosmicznego, a tymczasem w komorze pojawiły się tory pozytonów. W rzeczywistości pozytony były już obserwowane przez innych uczonych, ale Anderson pierwszy zidentyfikował je prawidłowo.

Na wielu zdjęciach otrzymanych z komór mgłowych Anderson obserwował ślady naładowanych cząstek, typowe dla elektronu, z tą różnicą, że w obecności pola magnetycznego ślady te zakrzywiały się w „niewłaściwą”

stronę. Cząstki można było zidentyfikować „elektronopodobne” na podstawie rodzaju smugi kondensacji, jaką zostawiały w komorze mgłowej. Cząstki α mają podwójny ładunek i są bardzo ciężkie w porównaniu z elektronami, toteż pozostawiają krótki i szeroki ślad w porównaniu z długim i cienkim śladem wytwarzanym przez elektrony. Aby określić kierunek ruchu cząstek, umieszczono w komorze mgłowej płytę ołowianą. Na rys.1.5.1 pokazano ślad cząstki w komorze mgłowej w jednorodnym polu magnetycznym. Zauważmy, że promień krzywizny toru jest mniejszy w górnej części komory. Cząstka przechodząca przez płytę ołowianą traci część pędu i promień krzywizny toru cząstki w polu magnetycznym się zmniejsza. Pozwala to określić kierunek ruchu cząstki, a znajomość kierunku pola magnetycznego daje możliwość wyznaczenia znaku jej ładunku. Elektron i pozyton mają ładunki identycznej wielkości, ale ładunek pozytonu jest dodatni, a elektronu - ujemny. Pozyton jest antycząstką, jest antyelektronem.



Pozytony powstają w zjawisku

b) przez

W tym B fotonu zmienia się spoczynkową i w energię kinetyczną elektronów. Tworzenie par nie zachodzi w pustej przestrzeni, ponieważ energia i pęd pojedynczego fotonu nie mogą być jednocześnie zachowane podczas tworzenia dwóch elektronów, jeżeli foton nie przelatuje w pobliżu ciężkiego jądra. Podczas oddziaływania jądro przyjmuje pewien pęd i pewną energię. Aby takie oddziaływanie (pokazane na rysunku 1.5.2a) mogło zajść, energia, pęd i ładunek elektryczny muszą być zachowane. Gdy foton o energii $E=h\nu$ oddziaływa z jądrem, wtedy powstaje para elektron-pozyton. Z prawa zachowania energii wynika, że minimalna energia padającego fotonu musi być równa

$$h\nu_{\min} = m_0^- c^2 + m_0^+ c^2 = 2 m_0 c^2, \quad (1.5.1)$$

czyli

$$hv_{\min} = 1,02 \text{ MeV} \quad (1.5.2)$$

Maksymalna długość fali takiego fotonu wynika z wzoru

$$hv_{\min} = \frac{h \cdot c}{\lambda_{\max}} = 1,02 \text{ MeV} \quad (1.5.3)$$

i równa jest

$$\lambda_{\max} = 1,22 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (1.5.4)$$

Musi to więc być wysokoenergetyczny foton promieniowania gamma.

Rysunek 1.5.2b przedstawia tworzenie pary elektron-pozyton w obecności jednorodnego pola magnetycznego. W tym wypadku cząstki poruszają się po torach kołowych, w kierunkach przeciwnych odpowiednio do znaku ich ładunku.

Ogólnie, dla padających kwantów γ o energii większej od 1,02 MeV mamy

$$hv + M_0 c^2 = (m_0^- c^2 + K^-) + (m_0^+ c^2 + K^+) + (M_0 c^2 + K_j), \quad (1.5.5)$$

z nadwyżką energii pojawiają się teraz w postaci energii kinetycznych elektronu K^- i pozytonu K^+ oraz energii kinetycznej jądra K_j . Ponieważ jądro ma wielką masę, więc jego prędkość jest znacznie mniejsza niż prędkość lżejszych cząstek, jakimi są elektrony i pozytony i dlatego $K_j \approx 0$.

Równanie 1.5.5. może być zatem zapisane w postaci:

$$hv = (m_0^- c^2 + K^-) + (m_0^+ c^2 + K^+), \quad (1.5.6)$$

Na rysunku 1.5.2b można zmierzyć promień r kołowych torów cząstek. Jeżeli więc znana jest indukcja pola magnetycznego B , to można wyznaczyć pęd jednej cząstki w parze elektron-pozyton na podstawie zależności

$$p = mv = eBr, \quad (1.5.7)$$

gdzie e jest ładunkiem pozytonu lub elektronu. Ponieważ całkowita energia cząstki jest równa

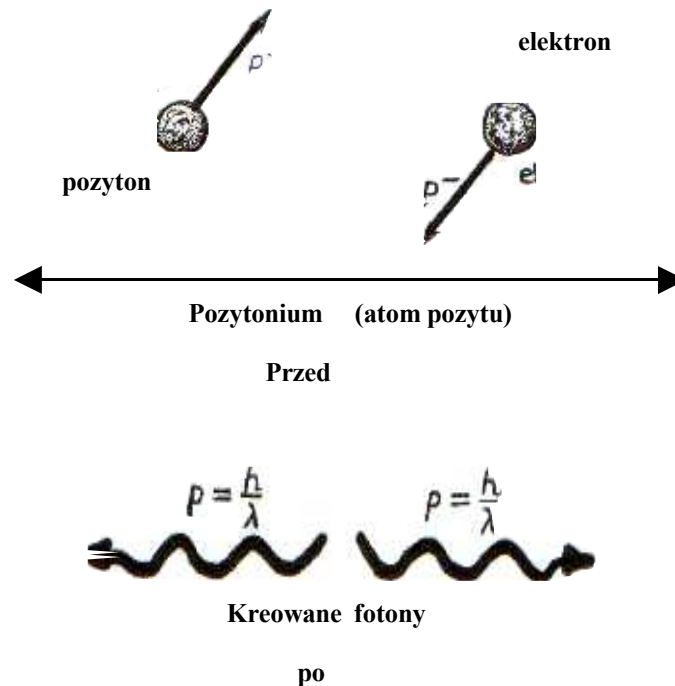
$$E = \sqrt{E_0^2 + p^2 c^2}, \quad (1.5.8)$$

więc energia jednej z cząstek, elektronu albo pozytonu, jest dana wzorem

$$E = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (eBr)^2 c^2}, \quad (1.5.9)$$

Pozyton jest antycząstką elektronu i był pierwszą odkrytą antycząstką. W 1955 roku Chamberlain, Segré, Wiegand i Ypsilantis w Uniwersytecie Kalifornijskim zaobserwowali tworzenie par proton-antyproton i również w tym samym roku zostało eksperymentalnie potwierdzone istnienie pary neutron-antyneutron.

Istnieje również zjawisko odwrotne do zjawiska tworzenia par, jest ono znane jako anihilacja par. W zjawisku anihilacji par cząstka i odpowiadająca jej antycząstka łączą się i zamieniają się całkowicie w energię promieniowania. Kiedy tworzy się pozyton, żyje on bardzo krótko. Po utracie w wyniku zderzeń większej części swej energii kinetycznej tworzy on wraz z elektronem pewien rodzaj atomu. Atom ten zwany jest pozytonium (atom pozytu).



Rys.1.5.3. Fotony są kreowane w wyniku anihilacji pary elektron-pozyton.

Całkowita energia, włączając w to masę spoczynkową pary elektron-pozyton, zamienia się w energię fotonu. I znów, podobnie jak w tworzeniu par, pęd musi być zachowany. Czasem zdarza się, że obie cząstki są praktycznie biorąc w spoczynku, to znaczy przed anihilacją mają pęd równy zero. Pęd zostanie wówczas zachowany, gdy w procesie anihilacji powstają dwa fotony o jednakowych, ale przeciwnie skierowanych pędach (rys. 1.5.3.). W przypadku elektronu i pozytonu spoczywających przed oddziaływaniem

$$m_0^- c^2 + m_0^+ c^2 = 2 h \nu_{\min}, \quad (1.5.10)$$

czyli

$$2m_0c^2 = 2hv_{\min} = \frac{2hc}{\lambda_{\max}}, \quad (1.5.11)$$

gdzie $\lambda_{\max} = 2,44 \cdot 10^{-12}$ m jest maksymalną długością fali kreowanego fotonu. W przypadku cząstek, które przed zderzeniem mają pewną energię kinetyczną, równanie 1.5.11. przyjmuje postać

$$(m_0^- c^2 + K^-) + (m_0^+ c^2 + K^+) = 2hv, \quad (1.5.12)$$

PODSUMOWANIE

J.J.Thomson powiedział: „**Wielkie odkrycie nie stanowi granicy, lecz jest szeroką drogą prowadzącą do okolic dotychczas nieznanych. Wspinamy się na szczyt wzniesienia i stwierdzamy, że zasłaniał on nam inne wyższe niż oglądane dotąd. Dalej będzie tak samo**”.

Wielkie idee, nowe teorie rodzą się z konfliktów i sprzeczności, z których zdawałoby się nie znajdzie nauka wyjścia. W ten sposób powstała teoria kwantów, która stała się podstawą fizyki atomowej. Teoria kwantów narodziła się w wyniku badań nad rozkładem energii w widmie ciała doskonale czarnego.

Planck pierwszy dokonał zasadniczego wyłomu w fizyce klasycznej. Zastąpił ciągłość w podstawowych prawach fizycznych przez nieciągłość. Wykazał on, że wzór na promieniowanie ciała doskonale czarnego można wyprowadzić pod warunkiem, że emisja i absorpcja światła nie następuje w sposób ciągły, lecz w oddzielnych porcjach energii, „kwantach”. Eksperyment potwierdził zgodność tej teorii z doświadczeniem. Teoria kwantów usunęła wiele zasadniczych konfliktów w ówczesnej nauce, polegających na sprzeczności pomiędzy stanem teorii a eksperymentem.

Planck nie wypowiadał się co do stanu promieniowania w przestrzeni. Rozprzestrzenianie się promieniowania w dalszym ciągu opisywane było za pomocą teorii falowej. Dopiero trudności w interpretacji efektu fotoelektrycznego skłoniły Einsteina do założenia, że w przestrzeni promieniowanie także rozchodzi się w postaci kwantów a więc ma naturę korpuskularną. Efekt fotoelektryczny oprócz tego, że był dowodem korpuskularnej natury promieniowania, pozwolił na doświadczalne wyznaczenie wartości stałej Plancka. h . Kolejnym potwierdzeniem kwantowego charakteru promieniowania było zjawisko Comptona. Dzięki badaniom efektu fotoelektrycznego i zjawiska Comptona spór o naturę światła zakończył się rozejmem pomiędzy teorią falową i korpuskularną. Promieniowanie w niektórych przypadkach (interferencja, polaryzacja) zachowuje się jak fala, a w innych (efekt fotoelektryczny, zjawisko Comptona) jak strumień cząstek.

Rozwijając myśl J.J. Thomsona, można powiedzieć, że fizycy znowu wspięli się na szczyt wzniesienia, za którym rozpościera się widok nowych szczytów, wyższych niż dotąd oglądane.

Eksperyment w dziejach fizyki zawsze odgrywał i nadal odgrywa doniosłą rolę. Teorie naukowe wyrastają na glebie faktów doświadczalnych. Doświadczenie i teoria współdziałają w tworzeniu obrazu otaczającego nas świata. Stopień zgodności wyników teorii z faktami doświadczalnymi mówi nam, w jakim stopniu stworzony przez nas obraz odpowiada rzeczywistości. Jednak teoria i doświadczenie nie tylko współdziałają ze sobą, równocześnie pomiędzy nimi toczy się wyścig o poznanie. Coraz bardziej pomysłowe aparaty doświadczalne odsłaniają przed nami coraz to nowy świat faktów, znajdują odstępstwa od praw tam, gdzie niedawno jeszcze wierzyliśmy w prostą prawidłowość. Teoria usiłuje nie tylko dotrzymać kroku doświadczeniu, ale pragnie je wyprzedzić, przewidzieć nowe fakty. Rozwój teorii polega na uwalnianiu się od upraszczających założeń, a przede wszystkim na obejmowaniu coraz większego zakresu faktów. Struktura teorii komplikuje się coraz bardziej. G. Thomson napisał że „...badanie doświadczalne polega na walce pomiędzy uporem eksperymentatora, a przewrotnością materii”. Podczas pracy nad techniczną stroną doświadczenia eksperymentator stara się posunąć dokładność pomiaru danej wielkości o krok dalej. Modyfikuje, zmienia, wysubtelnia aparaturę, aby w rezultacie otrzymać jeszcze jedno miejsce dziesiętne. Prace tego rodzaju mają doniosłe znaczenie. Z wyników doświadczeń, w przyszłości być może skorzysta technika lub też wyrośnie nowa myśl teoretyczna, nowy pogląd na zjawiska przyrody.

Postęp techniczny odgrywał zawsze ważną rolę w dziedzinie eksperymentów fizycznych. W miarę rozwoju techniki pomiarowej, dokładniejsze aparaty doświadczalne dostarczają ciągle nowych danych. Tam, gdzie poprzednio została stwierdzona znakomita zgodność pomiędzy teorią a doświadczeniem, zwiększona subtelność pomiarów odkrywa wyraźne odstępstwa. Doświadczenie stawia teorii nowe zadania.

Postęp w badaniach, przynajmniej w dziedzinie fizyki, jest w znacznej mierze jak wykazuje historia sprawą szczęścia. Wielka siła fizyki polega na tym, że „szczęśliwy traf donośnie dzwoni”, albo też, używając innej przenośni można powiedzieć, że „powodzenie otwiera drzwi do pokoju, którego istnienia się nie przeczuwało”.

Fizyka wiele razy stawała wobec nieznanego, wobec zupełnego braku przesłanek pozwalających wytyczyć kierunek badań, czy też oddzielić czynniki istotne od nieistotnych. Zdarzało się, że w takiej sytuacji przypadek odgrywał istotną rolę, torując drogę do doniosłych odkryć. Na przykład błędna hipoteza i przypadkowy zbieg okoliczności z brakiem dobrej pogody doprowadziły H. Becquerela do wielkiego odkrycia (promieniotwórczości uranu), ukoronowanego Nagrodą Nobla z fizyki. Owens i Rutherford, badając natężenie promieniowania próbki toru rejestrowane przez elektroskop, zauważyli, że zależy ono od tego czy drzwi do laboratorium są otwarte, czy zamknięte. I tak to przeciąg w laboratorium doprowadził spostrzegawczego Rutherforda do odkrycia tworzącej się przy rozpadzie toru pochodnej gazowej substancji promieniotwórczej, której nadali nazwę: emanacja toru.

Mówimy: odkrycie przypadkowe, ponieważ autorzy odkryć prowadzili badania w zupełnie innym celu i byli zaskoczeni rzeczami, które odkryli, a których istnienia nie podejrzewali. Ważne jest, aby odkrycie przypadkowe nastąpiło w odpowiednim momencie, trafiło na właściwy grunt, inaczej zostanie zignorowane i zapomniane.

Ogromną rolę w odkryciach nowych zjawisk fizycznych odgrywa spostrzegawczość i sumienność badacza, który nie powinien nigdy lekceważyć faktów zdawałoby się nieistotnych. Natomiast z góry przyjęte hipotezy mogą okazać się hamulcem badań.

G. Thomson pisał: „Piękno doświadczenia zależy po pierwsze od sposobu obmyślenia doświadczenia, które zmierzałoby wprost do sedna problemu, oraz od sposobu zadania pytania, na które Natura ma z góry przygotowaną odpowiedź. We współczesnych nam doświadczeniach należy podziwiać ekonomię wysiłku, polegającą na tym, że nie próbuje się szukać więcej niż to jest konieczne do uzyskania powodzenia. Na drugim miejscu należy podziwiać niezwykłą pomysłowość. Podobnie jak we wszystkich osiągnięciach artystycznych, wartości estetyczne muszą być poparte talentem technicznym. W przeciwnym razie doświadczenie po prostu zawiedzie i nie da w ogóle żadnego wyniku. Tu jest najbardziej oczywista dla młodego badacza strona doświadczalna pracy”.

LITERATURA

- V. Acosta, C.L. Cowan, B.J. Graham „Podstawy fizyki współczesnej”. PWN, Warszawa 1981.
- L.N. Cooper „Istota i struktura fizyki”. PWN, Warszawa 1975.
- R.M. Eisberg „Podstawy fizyki współczesnej” PWN, Warszawa 1968.
- B. Hoffmann „Niezwyczajna historia kwantów”. PWN, Warszawa 1965.
- L. Infeld „Nowe drogi nauki. Materia – promieniowanie”. Wiedza Powszechna, Warszawa 1957.
- J. Massalski „Fizyka dla inżynierów”, część II „Fizyka współczesna”, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1977.
- L.I. Schiff „Mechanika kwantowa”. PWN, Warszawa 1987.

- K. Szymborski „Relacje teorii i eksperymentu w genezie fizyki kwantowej”, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław 1980.
- G. Thomson „Śladem myśli naukowej”. PWN, Warszawa 1965.
- E.H. Wichmann „Fizyka kwantowa”, PWN, Warszawa 1975.
- A.K. Wróblewski „Prawda i mity w fizyce”, Iskry, Warszawa 1987.
- S. Węglarczyk „Mechanika kwantowa i atomowa”- strona internetowa (Materiały dydaktyczne AGH opiekun prof. dr hab. Janusz Wolny).