

Fizyka 2

Dr inż. Monika Petelczyc

monika.petelczyc@pw.edu.pl

pok. 136, Gmach Fizyki

Plan wykładu

- 1) **Kryzys fizyki klasycznej**
- 2) **Powstanie mechaniki kwantowej:** dualizm korpuskularno-falowy
- 3) **Elementy mechaniki kwantowej:** postulaty mechaniki kwantowej; równanie Schrödingera, cząstka swobodna w mechanice kwantowej, zjawisko tunelowe, atom w mechanice kwantowej, zasada Pauliego.
- 4) **Elementy fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych.**
- 5) **Ruch cząstki w potencjale periodycznym**
(struktura pasmowa ciał stałych)
- 6) **Momenty magnetyczne w atomie, własności magnetyczne substancji, rezonans jądrowy i ferromagnetyczny,**
- 7) **Układy niskowymiarowe, nanotechnologia.**
- 8) **Elementy fizyki statystycznej:** Mikro- i makrostan, przestrzeń fazowa, średnie wielkości fizycznych, zespół kanoniczny, entropia i temperatura statystyczna, układ o dwóch poziomach energii - inwersja obsadzeń i akcja laserowa, bozony i fermiony - statystyki kwantowe.

Informacje wstępne

FIZYKA 2:

wykład(30h)+ ćwiczenia (15h: dr inż. Maciej Mrowiński)

OCENA KOŃCOWA:

$0.6 * \text{wykład} + 0.4 * \text{ćwiczenia}$

Zaliczenie części wykładowej: dwa kolokwia – ocena końcowa to ocena odpowiadająca liczbie punktów wg tabeli.

Termin pierwszego zaliczenia: **28 listopada**,

drugie odbywa się w terminie egzaminu.

Warunkiem podejścia do drugiej części egzaminu jest ZALICZENIE ĆWICZEŃ. Możliwe jest przeprowadzenie egzaminu zerowego.

Skala ocen z wykładu wg punktacji

Liczba punktów	Ocena
19-24	3
25-28	3,5
29-32	4
33-35	4,5
>35*	5

*maksymalna liczba punktów do zdobycia wynosi 40, po 20pkt na każdą część egzaminu.

Informacje wstępne cd.

Literatura do wykładu:

J. Massalski, M. Massalska *Fizyka dla inżynierów.*
Cz. II Fizyka współczesna, WNT

W. Bogusz, J. Garbarczyk, F. Krok, *Podstawy Fizyki,*
Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej

R.P.Feynmann, Rb.Leighton, M.Sands, *Feynmann*
Wykłady z Fizyki, PWN

R. Kosiński - *Wprowadzenie do mechaniki*
kwantowej i fizyki statystycznej, Oficyna Wydawnicza PW

Konsultacje wykładowe i moich grup ćwiczeniowych: poniedziałek, oraz w okolicach godzin wykładowych w środy.

Uwagi końcowe

- Obecność na zaliczeniu jest obowiązkowa, jego termin jest podawany na początku semestru. W sytuacji usprawiedliwionej nieobecności, student może napisać kolokwium w innym terminie, ale nie później niż dwa tygodnie od daty ustalonego dla wszystkich sprawdzianu.
- Nie ma możliwości poprawy z całości materiału w terminie egzaminu
- Informacje o zagadnieniach obowiązujących na zaliczeniu są podawane dwa tygodnie wcześniej
- Materiały wykładowe są dostępne na stronie:

www.fizyka.pw.edu.pl/~petelczyc_m

Kryzys fizyki klasycznej

„nowe dane napływają, teoria jest w stanie przewidzieć wyniki doświadczalne, no i przewidywania te nie są zgodne z wynikami rzeczywistych pomiarów. **To właśnie jest kryzys** i w takiej sytuacji znalazła się fizyka na przełomie stuleci”

Delta 06/1979

Grzegorz BIAŁKOWSKI

Okazało się, że kryzys zapoczątkowała mała katastrofa... w nadfiolecie, a za nią, jak w dominie, posypały się liczne eksperymenty, których wyjaśnienie wymagało **NOWEGO** podejścia.

Kryzys Fizyki Klasycznej

- Burzliwy rozwój fizyki i techniki (układy elektroniczne, lasery, komputery kwantowe i technika jądrowa, chemia) byłby niemożliwy bez mechaniki kwantowej
- mechanika kwantowa służy do analizy zjawisk w **mikroświecie** i powstała na skutek analizy danych doświadczalnych nie dających się wyjaśnić za pomocą fizyki klasycznej
- mechaniki kwantowej nie da się wyprowadzić - jest **postulowana**
- przy jej konstruowaniu trzeba odstąpić od wielu poglądów i pojęć zakorzenionych w fizyce klasycznej

Przykłady:

- ruch ciała po *torze* ze ściśle określonym położeniem i pędem
- samo pojęcie prędkości rozumianej jako $\frac{dr}{dt}$

Nie jest to takie dziwne:

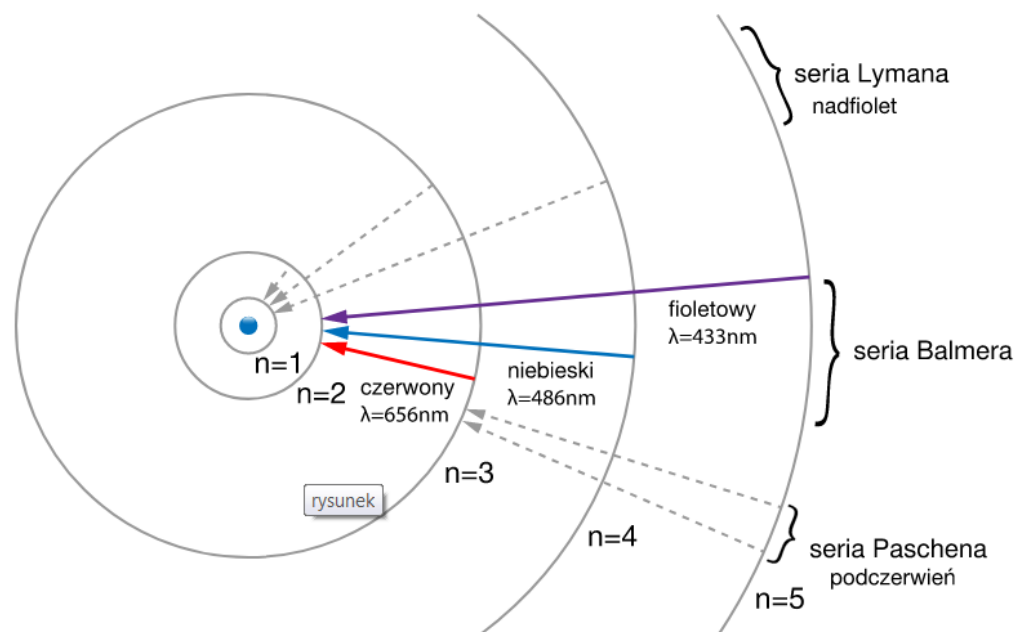
W fizyce klasycznej istnieją takie pojęcia jak temperatura, których zastosowanie ma sens tylko w pewnym ograniczonym zakresie (w przypadku **temperatury** - duża liczba cząsteczek i stan równowagi termodynamicznej układu)

Konieczność wprowadzenia mechaniki kwantowej wynikiem szeregu doświadczeń przeprowadzonych na przełomie XIX i XX wieku.

Pierwszym historycznie doświadczeniem było pozyskanie przez nauczyciela fizyki Balmera (1885 rok) linii promieniowania atomu wodoru, znajdujących się w widmie widzialnym, które spełniają warunek:

$$\lambda = Bn^2 / (n^2 - 4)$$

Za [1]



■ promieniowanie ciała doskonale czarnego

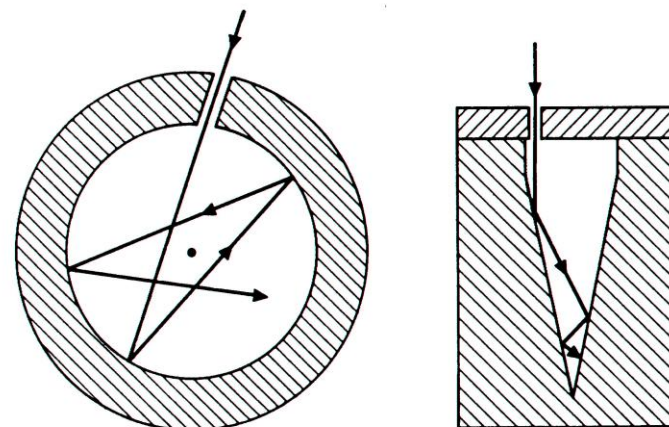
Definicja:

Ciało jest doskonale czarne gdy jego współczynnik pochłaniania wynosi 1

Interpretacja: takie ciało nie odbija promieniowania i promieniuje dokładnie tyle ile pochłania.

Doskonale czarne - gdy jego własności nie zależą od materiału z jakiego jest wykonane

Istnieją jedynie modele ciała doskonale czarnego:

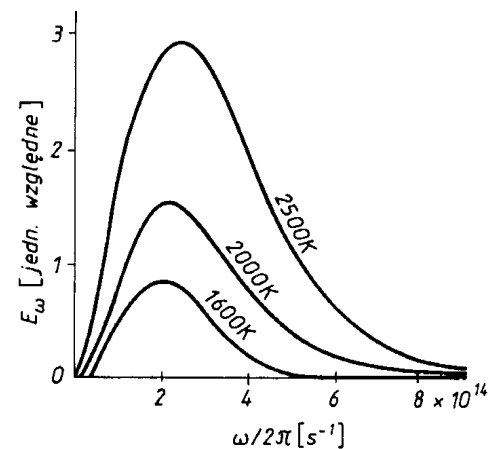


Rys. 1.1. Dwa modele ciała doskonale czarnego wykonane z wolframu (temperatura topnienia 3370°C). Zaznaczono początkowy bieg promienia świetlnego. Bardzo wielka liczba odbić promienia wchodzącego do ciała zapewnia $\alpha_{\omega} \approx 1$. Po ogrzaniu promieniowanie wychodzące z otworu może być traktowane jako promieniowanie ciała doskonale czarnego

Wynik badania tych modeli doświadczalnych w XIX w.:

Gdy rośnie temperatura T

- rośnie też maksymalna częstotać fali e-m. promieniowanej przez ciało



Rys. 1.2. Zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego E_ω w funkcji częstotliwości emitowanego promieniowania $\omega/2\pi$ dla trzech wartości temperatury T



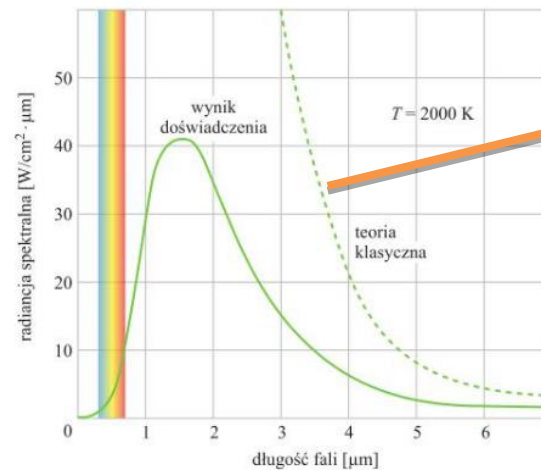
John William Strutt, III Baron Rayleigh (1842-1919)



James Jeans (1877-1946)

Zdolność emisyjną ciała doskonale czarnego można opisać przy pomocy **radiacji spektralnej** emitowanego promieniowania o długości fali λ :

$$S(\lambda) = \frac{\text{natężenie}}{\text{jednostka długości fali}} = \frac{\text{moc}}{\left(\text{jednostka powierzchni emitera}\right)\left(\text{jednostka długości fali}\right)}$$



$$S(\lambda) = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}$$

Za [2]

Wzór
„wybucha”
dla krótkich
fal

Rys. 38.8. Linia ciągłą przedstawiona jest doświadczalnie zmierzona radiacja spektralna dla wnęki o temperaturze 2000 K. Zwróć uwagę na fiasko teorii klasycznej, której przewidywanie pokazane jest krzywą przerywaną. Zaznaczony jest też przedział długości fal widocznych dla oka

Zarys klasycznej teorii promieniowania ciała doskonale czarnego Rayleigha-Jeansa

- dana jest wnęka metalowa o ścianach jednorodnie ogrzanych do temperatury T . Ścianki wnęki promieniują falę elektromagnetyczną
- fale te są falami stojącymi.

Można pokazać, że w przedziale częstości ν , $\nu + d\nu$ przy zadanych rozmiarach wnęki znajduje się w niej $N(\nu)$ fal, przy czym $\nu = c/\lambda$, gdzie c prędkość fali e-m a λ to jej długość

- pomiędzy wnęką a falami wewnątrz niej ustala się równowaga termodynamiczna (stała temperatura całego układu) więc można potraktować układ jako pudełko z gazem doskonałym. Pozwala to obliczyć następujące wielkości:
- **średnią energię** $\langle \varepsilon \rangle = kT$ - nie zależy od częstości (!)

bo:

- fala ma 1 stopień swobody - amplitudę;
- długość fali wynika z tego, że jest ona stojąca.
- Energia fali jest proporcjonalna do kwadratu jej amplitudy.
- Z własności ruchu harmonicznego $\langle \varepsilon \rangle = 2 \langle \varepsilon_k \rangle$. Na jeden stopień swobody gazu doskonałego przypada energia kinetyczna $\frac{kT}{2}$)

➤ gęstość widmową energii fali

$$\rho_T(\nu) = \frac{N(\nu) \langle \varepsilon \rangle}{V} = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} kT$$

gdzie V - objętość wnęki

Wynik ten nie zgadza się z doświadczeniem:

gęstość widmowa rośnie z częstotliwością ν (tzw. **katastrofa w nadfiolecie**)

Spostrzeżenie Plancka:

■ gdyby tak w granicy średnia energia

$\langle \varepsilon \rangle \xrightarrow[\nu \rightarrow \infty]{} 0$ to katastrofy w

ultrafiolecie udałoby się uniknąć.

Średnia energia będzie maleć w funkcji

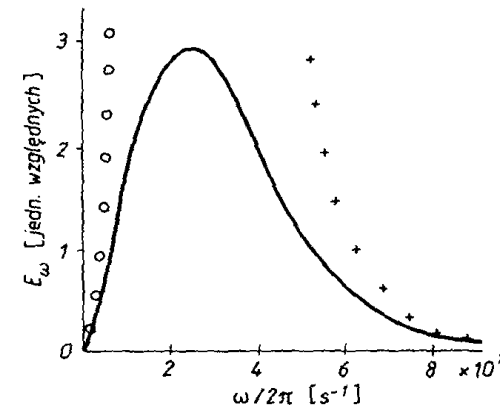
częstości jeśli

energia będzie się zmieniać nie w

sposób ciągły lecz **kwantami** (porcjami) o wielkości ΔE .

Planck **przyjął**, że zależność energii od częstości jest liniowa tj. $\Delta E \propto \nu$ ze stałą proporcjonalności h

dopasowaną na podstawie doświadczenia – pomiaru promieniowania ciała doskonale czarnego



Rys. 1.3. Eksperymentalna zależność $E_\omega(\omega/2\pi)$ – linia ciągła. W przybliżony sposób zaznaczono wyniki teorii Rayleigha-Jeansa – krzywa oznaczona kółkami i teorii Wiena – krzywa oznaczona krzyżykami. Wyniki teorii Plancka pokrywają się z krzywą ciągłą – eksperymentalną

$$h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ [J s]}$$

Rozumowanie Plancka było następujące:

Aby zrozumieć dlaczego *średnia* energia fal we wnętrzu maleje do 0 gdy częstość rośnie nieograniczenie trzeba rozpatrzyć jak w fizyce statystycznej oblicza się takie średnie.

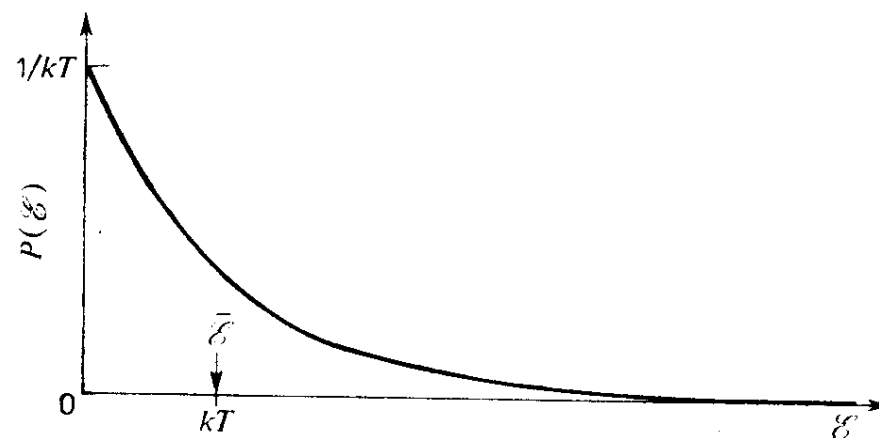
Dla gazu doskonałego:

rozkład gęstości prawdopodobieństwa

Boltzmann'a $P(E)$

$$P(E) = \frac{\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}{kT}$$

wyraża prawdopodobieństwo znalezienia w danym układzie obiektu (tu: fali) o energii z przedziału $E, E+dE$.



Rozkład Boltzmann'a $P(E)$ otrzymuje się wtedy gdy:

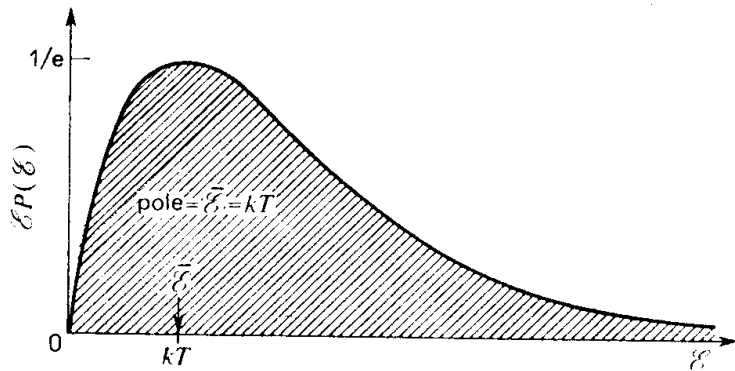
- liczba stanów energetycznych nie zależy od E
- układ zawiera bardzo wiele obiektów w stanie równowagi termodynamicznej.

Średnia wartość wielkości określonej przez rozkład prawdopodobieństwa $P(E)$

niezależnie od postaci tego rozkładu

dana jest przez

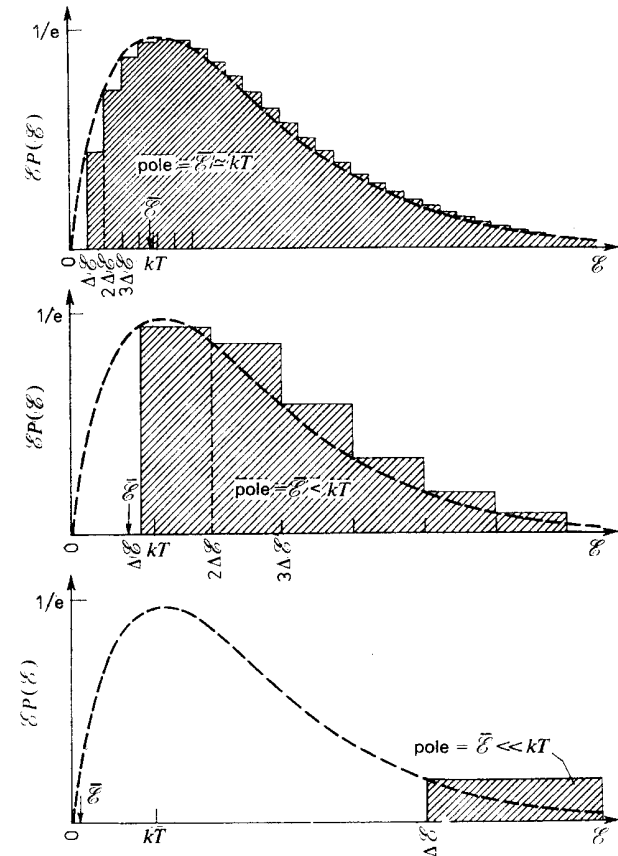
$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\int_0^{\infty} E P(E) dE}{\int_0^{\infty} P(E) dE}$$



Pole powierzchni pod krzywą (rys. na lewo) to oczywiście szukana całka tj. średnia energia $\langle \varepsilon \rangle = kT$

Jeśli energia E nie była ciągłą a zmieniała się

kwantami o wielkości ΔE (rys. na prawo) to $\langle \varepsilon \rangle < kT$



Skoro energia zmienia się kwantami ΔE , całki w wyrażeniu na średnią statystyczną przechodzą w sumy

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\Delta E \exp\left(-\frac{n\Delta E}{kT}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n\Delta E}{kT}\right)} = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

(wyrażenie po prawej to suma szeregu geometrycznego z ilorazem mniejszym od 1)

Średnia energia jaką otrzymał Planck ma następujące własności:

➤ dla $\frac{h\nu}{kT} \rightarrow 0$ funkcję eksponenjalną można rozwinąć w szereg i zachować pierwszy wyraz

$$\text{a wtedy } \langle \varepsilon \rangle \rightarrow kT$$

➤ dla $\frac{h\nu}{kT} \rightarrow \infty$ $\langle \varepsilon \rangle \rightarrow 0$

i **dokładnie odtwarza wynik doświadczenia z promieniowaniem ciała doskonale czarnego**

włącznie z tzw. **prawem przesunięć Wiena** $\lambda_{\max} T = 2.898 \cdot 10^{-3} [m K]$

Dowodzi to skwantowania energii fali elektromagnetycznej.

Pokazuje też, że skwantowanie to **nie** będzie widoczne (mieralne) gdy $\frac{h\nu}{kT}$ będzie dostatecznie małe

Dowód doświadczalny doskonałości opisu ciała doskonale czarnego:

3 October 2006



Advanced information on the Nobel Prize in Physics 2006

Cosmology and the Cosmic Microwave Background

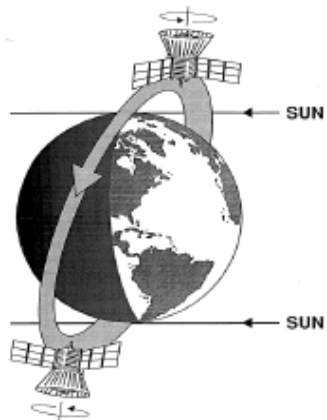


Fig. 1. Schematic view of COBE in orbit around the earth. The altitude at insertion was 900 km. The axis of rotation is at approximately 90° with respect to the direction to the sun. From Boggess et al. 1992.

Blackbody spectrum

The FIRAS instrument (Mather et al. 1982) measured the CMB spectrum in the wavelength range 0.1 – 10 mm and proved it to follow a blackbody form with high precision. Figure 6 shows the first FIRAS results in the wavelength range 0.5 – 5 mm (Mather et al. 1990), obtained after only nine minutes. The data follow perfectly a blackbody spectrum with the temperature 2.735 ± 0.060 K. At the time this was a surprising discovery, because of earlier measurements (e.g. Matsumoto et al. 1988 at 0.5 and 0.8 mm) that had shown very significant departures from a blackbody form and thereby cast doubt on the Big Bang model.

Figure 7 shows the deviations from a blackbody spectrum with a temperature of 2.726 ± 0.010 K published 1994 (Mather et al. 1994). After careful studies of errors caused by the FIRAS calibrator (figure 4), the CMB temperature was finally given as 2.725 ± 0.002 K (Mather et al. 1999) with deviations from a blackbody spectrum less than 1 part in 10^5 .

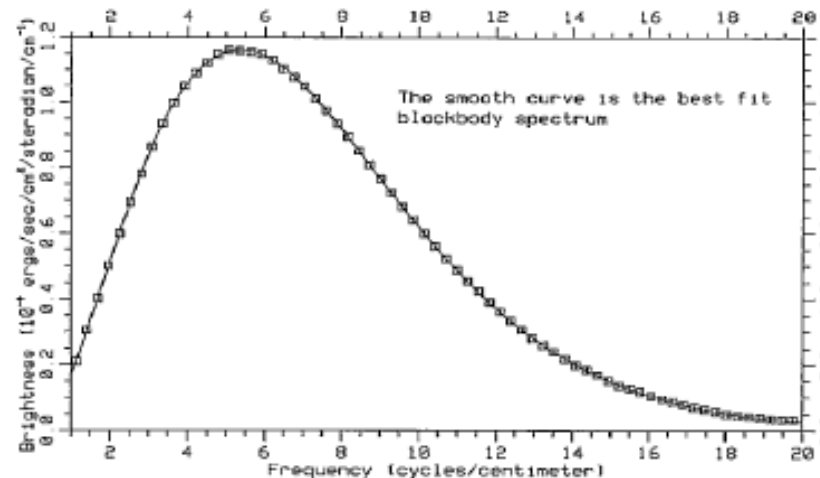
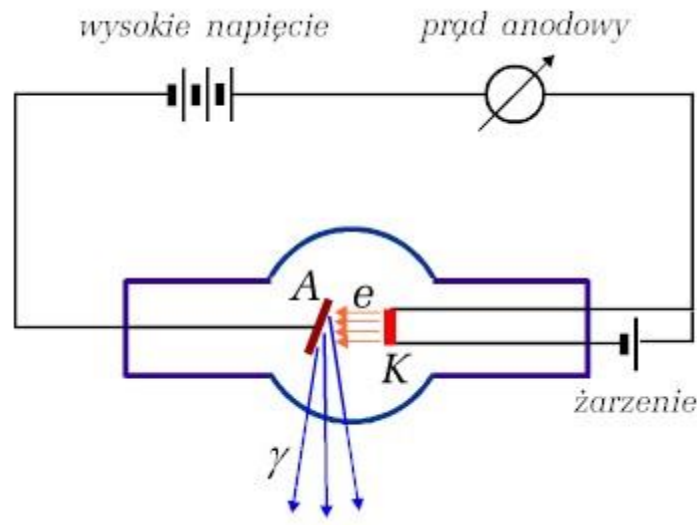
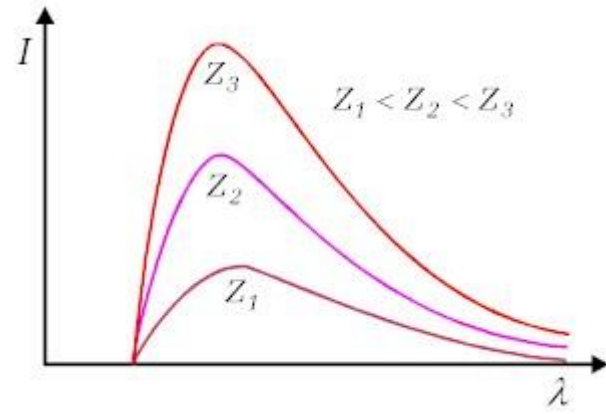


Fig. 6. The first FIRAS result (Mather et al. 1990). Data had been accumulated during nine minutes in the direction of the northern galactic pole. The small squares show measurements with a conservative error estimate of 1%. The unit along the vertical axis is $\text{erg} (\text{cm}^2 \text{s} \text{sr})^{-1}$. The relation to SI units is $1 \text{ MJy sr}^{-1} = 2.9979 \cdot 10^{-7} \text{ erg} (\text{cm}^2 \text{ s} \text{ sr})^{-1}$. The full line is a fit to the blackbody form.

Promieniowanie Roentgena

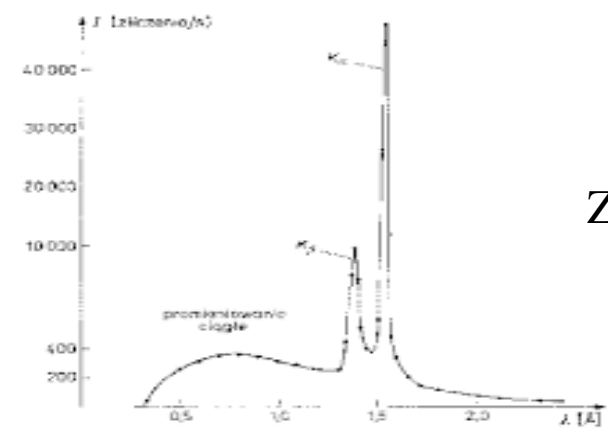


Schemat lampy Roentgenowskiej



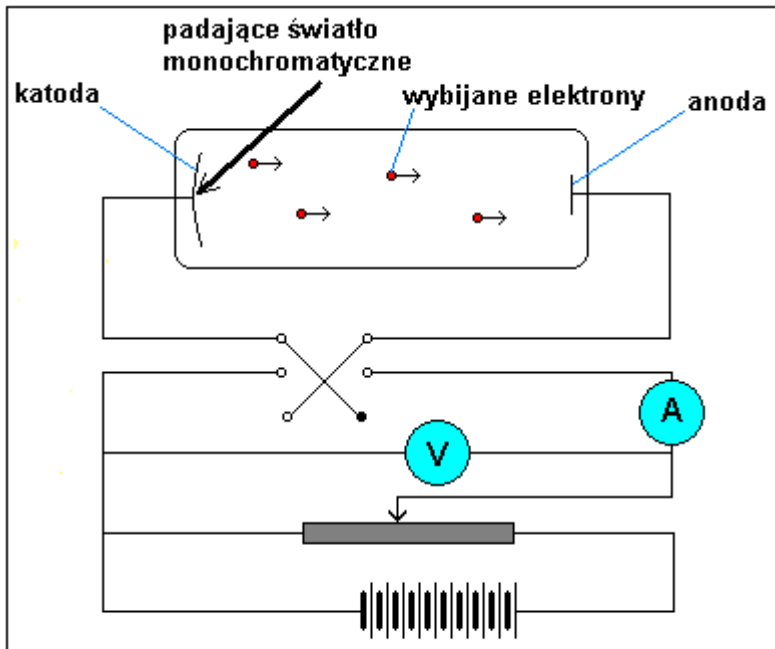
Za [6]

Widmo ciągłego promieniowania rentgenowskiego dla różnych wartości atomowej materiału anody



Za [8]

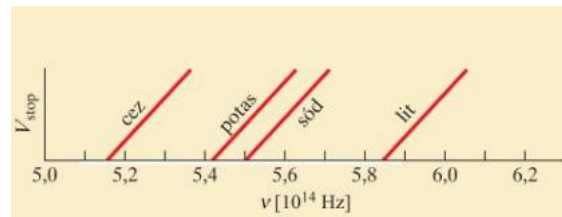
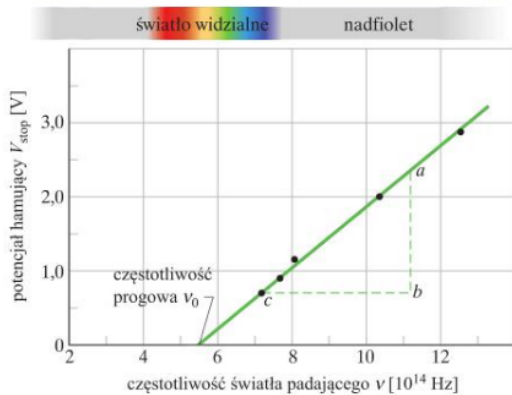
Zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne



Schemat układu doświadczalnego do badania zjawiska fotoelektrycznego

elektrony mogą opuścić elektrodę tylko wtedy, gdy częstotliwość światła przekroczy pewną wartość

im większa częstotliwość padającego światła, tym większa energia kinetyczna uwolnionego elektronu

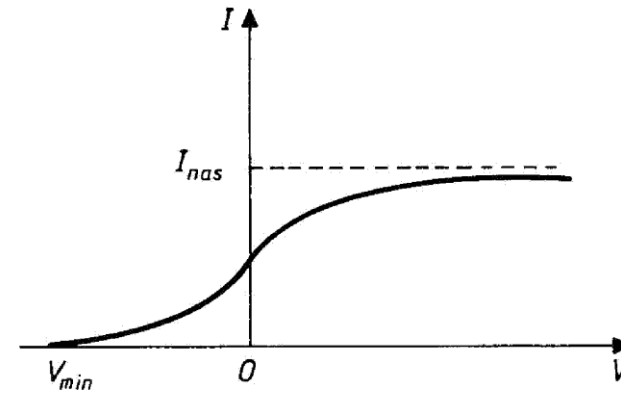


Rys 38.2. Zależność potencjału hamującego V_{stop} od częstotliwości ν światła padającego na elektrodę wykonaną z sodu w układzie doświadczalnym z rysunku 38.1 (dane opublikowane przez R.A. Millikana w 1916 r.)



Rudolf Hertz

1857-1894



Rys. 1.5. Zależność prądu fotoelektrycznego I od przyłożonego napięcia V . Po przyłożeniu napięcia $V < V_{min}$ przepływ prądu ustaje

Doświadczenie Herza (koniec XIX w.): pomimo przyłożenia do elektrod potencjału hamującego - *gdy katodę oświetlono światłem ultrafioletowym* - prąd elektryczny płynął.

Wniosek elektrony były wybijane przez światło z energią dostateczną do pokonania potencjału hamującego.

Ponadto:

- liczba elektronów była proporcjonalna do natężenia promieniowania
- energia elektronów wybitych z katody **nie** zależy od natężenia a zależy do częstości promieniowania

Interpretacja zgodna z fizyką klasyczną:

- amplituda drgań elektronów w metalu elektrody \propto amplitudy fali elektromagentycznej \Rightarrow gdy rośnie amplituda fali rośnie energia elektronów
- zjawisko powinno zachodzić dla dowolnej częstości ν ale dla dostatecznie dużych natężeń - a tak nie jest
- jeśli natężenie jest małe to elektron powinien przez pewien czas absorbować absorbować energię aż jego energia kinetyczna wzrośnie na tyle aby mógł pokonać pracę wyjścia z metalu.

Interpretacja kwantowa zjawiska fotoelektrycznego (nagroda Nobla dla Einsteina w 1905 r.):

- światło jest strumieniem cząstek (fotonów), które są nosnikami energii
- zjawiska takie jak interferencja, dyfrakcja i inne zjawiska w optyce są obserwowane gdy udział bierze *wiele* fotonów tj. wynikają one ze średnich (tj. statystycznych) własności fotonów
- w procesie emisji źródło promieniowania przechodzi

od stanu o energii $n h \nu$ do stanu o energii $(n-1) h \nu$ promieniując kwant o energii $E = h \nu$

Kwant jest zlokalizowaną w przestrzeni porcją energii poruszającą się z prędkością światła

Einstein założył, że w procesie fotoelektrycznym 1 foton zderza się z 1 elektronem. Wtedy energia kinetyczna elektronu równa jest

$$E_k = h \nu - w_0$$

gdzie w_0 jest pracą wyjścia elektronu z metalu.

W trakcie zderzenia z elektronem foton przekazuje mu pęd

$$p_f = \frac{E}{c} = \frac{h \nu}{c}$$

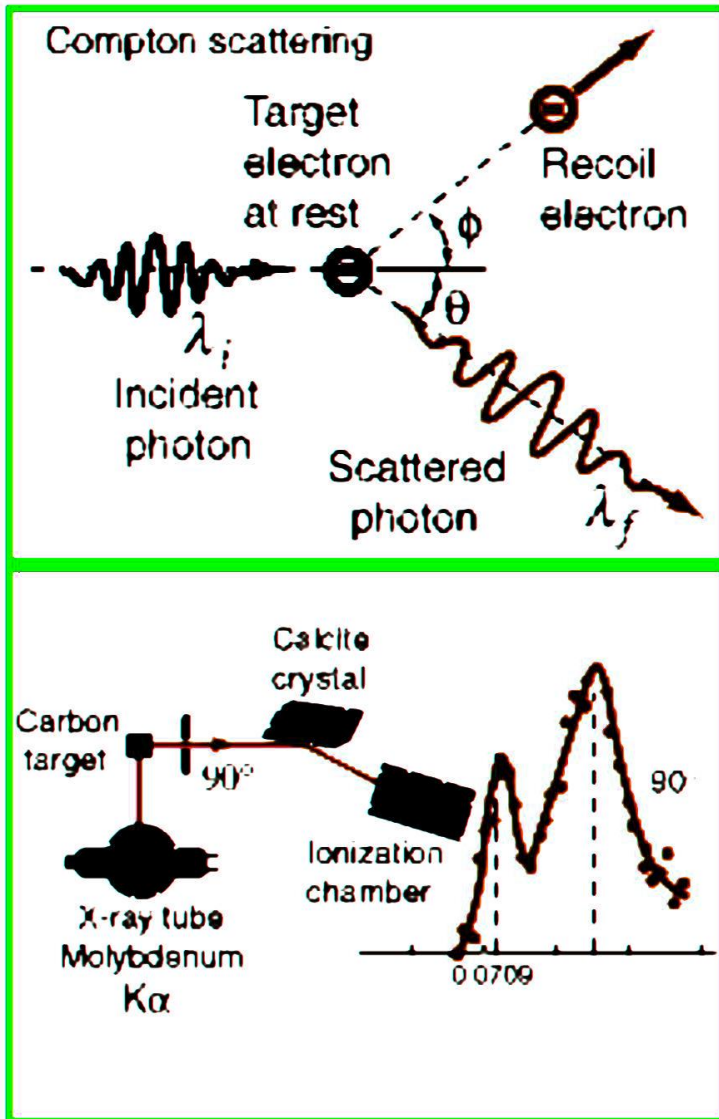
Uwzględniając zwykłe związki dla fali harmonicznej można pęd fotonu wyrazić jako:

$$p_f = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda}$$

Teoria Einsteina w zupełności wyjaśnia zjawisko fotoelektryczne

Przykład:

Widać natychmiast, że podwojenie natężenia światła powoduje podwojenie natężenia prądu
a nie wzrost energii kinetycznej elektronów



■ efekt Comptona (1923)

Compton rozpraszał monochromatyczne, płaskie fale rentgenowski na cienkich foliach złota. Fale te rozpraszają się na elektronach w metalu, przy czym długość fali rozproszonej λ_1 różni się od długości fali padającej λ_0 i zależy od kąta padania θ .

Próba wyjaśnienie tego zjawiska w oparciu o *klasyczną* elektrodynamikę:

Fala padająca pobudza elektron do drgań z częstotliwością równą częstotliwości fali (polaryzacja elektronowa). Elektrony drgając promieniają falę wtórną o *tej samej częstotliwości*.

W obrazie *korpuskularnym*:

Fotony zderzają się z elektronami. Dla takiego zderzenia zasada zachowania pędu oraz zasada zachowania energii:

$$k_0 = k_1 + m v$$

$$h \nu_0 + m_0 c^2 = h \nu_1 + m c^2$$

Stąd można wyznaczyć tzw. przesunięcie comptonowskie

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)$$

W zjawisku Comptona nie biorą udziału jądra atomowe materiału tarczy.

■ *Dualizm falowo korpuskularny w zjawisku Comptona:*

- Zjawisko to można wyjaśnić jedynie przy pomocy cząsteczkowej natury światła
- Żeby jednak efekt zaobserwować trzeba zmierzyć długość fali promieni X. Robi się to wykorzystując dyfrakcję tych promieni na kryształach - tj. korzystając z natury falowej światła.

Hipoteza de Broglie'a

Dualizm falowo-korpukularny dotyczy również cząstek elementarnych obdarzonych masą *a nie tylko fotonów*:

$$E = h\nu$$

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

Przykład:

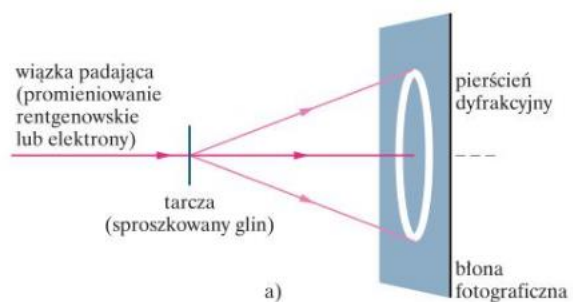
Długość fali materii *dla piłki futbolowej*: $m = 1 \text{ kg}$ i prędkość $v = 10 \text{ m/s}$

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \text{ [J s]}}{10 \left[\text{kg} \frac{\text{m}}{\text{s}} \right]} = 6.6 \cdot 10^{-35} \text{ [m]} = 6.6 \cdot 10^{-26} \text{ nm}$$

a dla *elektronu o energii kinetycznej* 100 eV $\lambda = \sim 0.12 \text{ nm}$

i jest porównywalna z odległościami międzyatomowymi w ciele stałym (kryształach). Prowadzi to do dyfrakcji elektronów w kryształach i w ogóle w tzw. materii skondensowanej.

Doświadczenie (współczesne): dyfrakcja elektronów i dyfrakcja fal Roentgena



m

m

i :

fr:

tu

ńc

wi

kc

ró

W

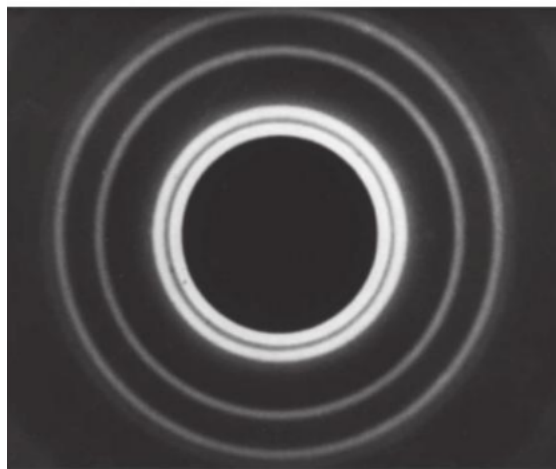
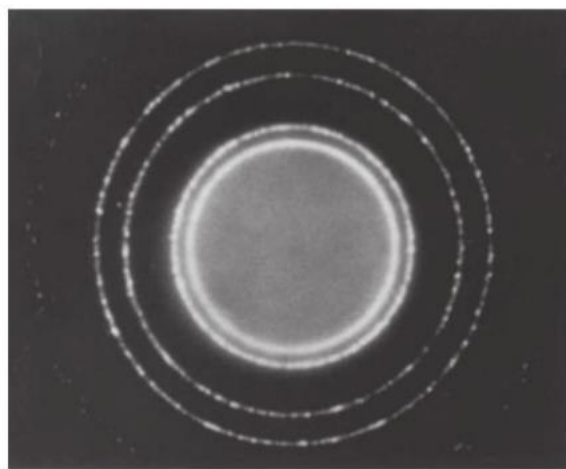
ta:

ta:

sk

at

Ru



Rys. 38.10. a) Układ doświadczalny wykorzystywany do prezentacji falowego charakteru padającej wiązki metodami dyfrakcyjnymi. Obrazy dyfrakcyjne otrzymane dla b) wiązki promieniowania rentgenowskiego i c) wiązki elektronów (fali materii). Zwróć uwagę, że oba obrazy są geometrycznie identyczne ze sobą (Ilustracje (b) i (c) pochodzą z filmu „Matter waves” (PSSC). Dzięki uprzejmości Education Development Center, Newton, Massachusetts)

Za [5]

Doświadczenie Davissona i Germera

Doświadczenie to wykazało dualizm falowo korpuskularny materii:

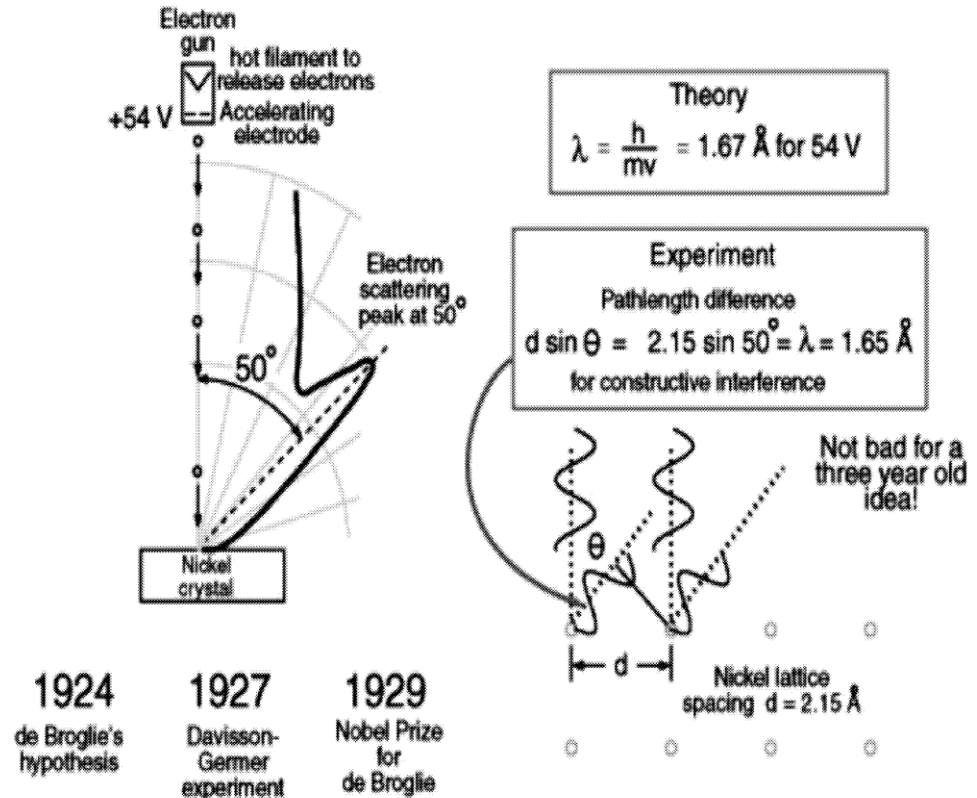
Rozpraszano elektrony na czystej powierzchni niklu.

Okazało się, że elektrony (**cząsteczki**) rozpraszają się na kryształach niklu zgodnie z prawem Bragga (dyfrakcja na 3-wymiarowej siatce dyfrakcyjnej) tj. tak jak rozprasza się np. **fala** rentgenowska.

Ciekawostka:

- J.J.Thomson wykrył elektron i pokazał, że jest on *cząstką* (nagroda Nobla 1906)
- G.P.Thomson (syn J.J.) otrzymał razem z Davissonem nagrodę nobla w 1937 roku za pokazanie, że elektron jest *falą*

Davisson-Germer Experiment



Zasada komplementarności Nielsa Bohra

W jednym doświadczeniu ujawnia się

albo tylko falowa

albo tylko korpuskularna natura badanych obiektów.

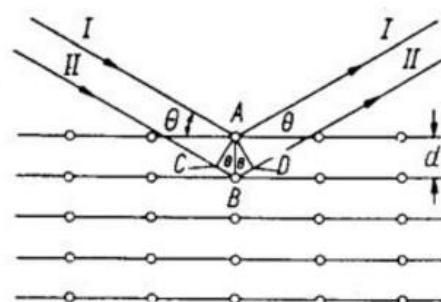
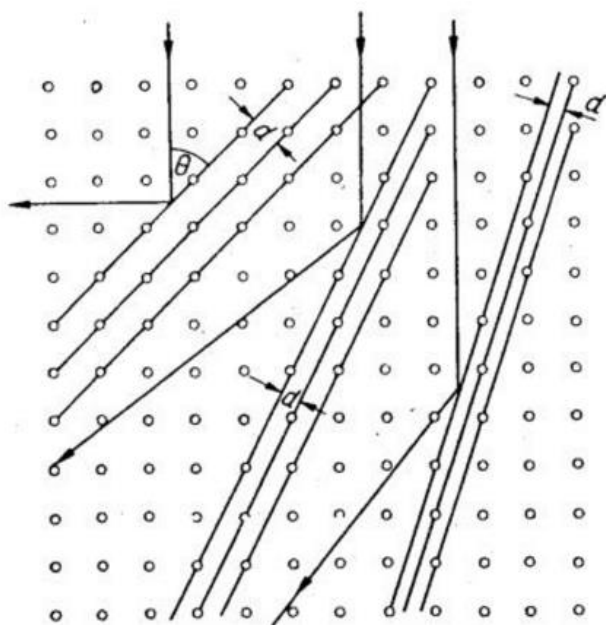
Struktura atomu

Doświadczenia sprzed 1910 roku dowiodły, że

- **istnieją atomy** - świadczyła o tym dyfrakcja promieni Rentgena zgodna z prawem Bragga (dyfrakcja na dyskretnej strukturze przestrzennej)

Warunek Bragga

$$2d\sin\theta = n\lambda$$



Rys. 28.10. Odbicie wiązki promieni X od poszczególnych płaszczyzn kryształu

Rys. 28.9. Odbicie promieni X od zbioru płaszczyzn atomowych

- istnieją w nich elektrony i mają ładunek ujemny

O istnieniu elektronów na dyskretnych orbitach świadczy m.in. doświadczenie Balmera (serie widmowe Balmera)

- atomy są obojętne elektrycznie

Stąd wiadomo było, że musi gdzieś w nich być ładunek dodatni

- doświadczenia Rutherforda (rozpraszanie cząstek α na folii złota) dowiodły, że ładunek ten jest rozłożony w bardzo małej objętości - o średnicy 10^{-13} m (średnica atomu wynosi ok. 10^{-10} m).

Ale jak wyjaśnić dlaczego elektrony przyciągane przez dodatnie jądro na nie nie spadają ?

Propozycja Nielsa Bohra (1885-1962):

elektron nie spada na jądro bo jego **moment pędu jest skwantowany**.

Model Bohra sprowadzał się do następujących stwierdzeń:

1) Elektron w atomie porusza się dookoła jądra po orbitach kołowych; ruch ten podlega prawom klasycznej

2) Tylko te orbity są stabilne, dla których fala de Broglie'a elektronu jest falą stojącą tzn.

$$n \lambda = 2\pi r_{orbity}$$

Warunek ten jest równoważny skwantowaniu długości wektora orbitalnego momentu pędu elektronu:

$$n \frac{h}{p} = 2\pi r \Rightarrow p r = n \frac{h}{2\pi}$$

$$|L| = n \frac{h}{2\pi}$$

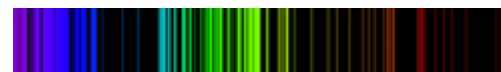
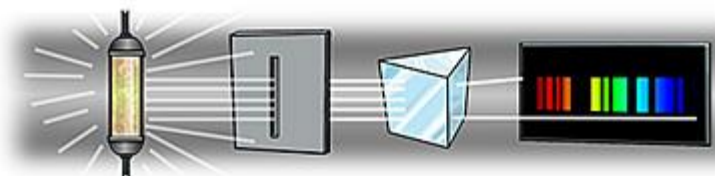
Bohra reguła kwantowania



3) Ruch po orbitach zgodnych z regułą kwantowania Bohra jest stabilny - nie ma promieniowania energii elektromagnetycznej w trakcie ruchu elektronu - *jest to niezgodne z klasyczną elektrodynamiką*

4) Promieniowanie związane z przejściem elektronu z orbity n na orbitę m wynosi $h\nu = |E_n - E_m|$, gdzie ν jest częstością fali elektromagnetycznej promieniowanej ($n < m$) lub pochłanianej przez atom ($n > m$).

Model Bohra wyjaśnił pochodzenie serii widmowych w spektroskopii optycznej.



widmo atomów żelaza

Nie wyjaśnił: struktury subtelnej linii widmowych (10^{-4} odstępu pomiędzy liniami głównymi).

■ Krytyka “starej” teorii kwantów

1) Radziła sobie względnie dobrze *tylko* ze zjawiskami cyklicznymi jak np. ruch elektronu w atomie lub oscylator harmoniczny. Jest jednak wiele zjawisk fizycznych, które nie przebiegają w sposób cykliczny w czasie.

2) dobrze opisywała atomy jednoelektronowe jak atomy H, Li, Na, K, Rb, Cs

ale *załamywała się* całkowicie już przy atomie helu, który ma tylko 2 elektrony !

- 3) określała poprawnie położenia poziomów energetycznych atomów jednoelektronowych
ale *nie* pozwalała określić natężeń linii serii widmowych
tj. częstości z jakimi przejścia pomiędzy poziomami zachodzą.

Przewidywała przy tym więcej przejść (linii w serii widmowej) niż obserwowano. Aby temu zaradzić wymyślano tzw. **reguły wyboru**, które zabraniały niektórych przejść.

- 4) Jest to teoria pozbawiona wewnętrznej spójności
mieszanina pojęć klasycznych i ad hoc wprowadzonych pojęć kwantowych.

I tak na koniec...

Feynman: Jeżeli ktoś uważa, że rozumie mechanikę kwantową, to właśnie oznacza, że nie ma o niej pojęcia.

Murray Gell-Man: Mechanika kwantowa to tajemnicza dyscyplina, której nikt nie rozumie, którą jednak potrafimy się posługiwać.

**ZACZYNAJMY posługiwać się
prawdopodobieństwem.**