

Fizyka

- Michał Wilczyński

Adres e-mail: michal.wilczynski@pw.edu.pl

- Informacje związane z wykładem będą umieszczane na stronie <http://www.if.pw.edu.pl/~wilczyns> (prezentacje w formacie pdf) oraz na platformie Teams w zakładce pliki

Konsultacje:

- 1) poniedziałki 16:15-17 sala 103A GF
- 2) czwartki 9:15-10:15 sala 103A GF
- 3) piątki 16:45-17:30 sala 103A GF

lub w innych terminach ustalonych poprzez e-mail lub na wykładzie

Ramowy plan wykładu – studia zaoczne

- 1) Dualna korpuskularno-falowa natura promieniowania elektromagnetycznego (światła) i materii, zjawiska wskazujące na korpuskularną naturę promieniowania elektromagnetycznego (promieniowanie ciała doskonale czarnego, zjawisko fotoelektryczne i Comptona) i falową naturę materii (dyfrakcja na kryształach i interferencja)
- 2) Ewolucja poglądów na temat budowy atomu, model atomu Bohra. Emisja spontaniczna i wymuszona promieniowania, lasery.
- 3) Funkcja falowa i jej probabilistyczna interpretacja, zasada nieoznaczoności Heisenberga. Równanie Schrödingera zależne i niezależne od czasu.
- 4) Kwantowa studnia potencjału i jej praktyczne realizacje. Tunelowanie przez barierę potencjału, przykłady wykorzystania zjawiska tunelowego, skaningowy mikroskop tunelowy.
- 5) Kwantowy oscylator harmoniczny (dozwolone energie i odpowiadające im funkcje falowe dla oscylatora, porównanie własności oscylatora klasycznego i kwantowego).
- 6) *Aparat matematyczny mechaniki kwantowej - operatory i ich przykłady (operator pędu, operator Hamiltona), równanie własne, funkcje własne i wartości własne operatorów, wartość oczekiwana operatora, komutator operatorów, możliwość jednoczesnego pomiaru wielkości fizycznych reprezentowanych przez różne operatory, prawdopodobieństwo uzyskania różnych wartości w pomiarze wielkości fizycznej. (temat może zostać częściowo pominięty)*

- 7) Operator momentu pędu, równania własne dla operatorów rzutu momentu pędu na wybraną oś oraz kwadratu momentu pędu. Opis atomu wodoru i atomu jednoelektronowego w oparciu o równanie Schrödingera.
- 8) Spin, orbitalny i spinowy moment magnetyczny, oddziaływanie momentu magnetycznego z polem magnetycznym; doświadczenie Sterna-Gerlacha
Elementy przybliżonego opisu atomu wieloelektronowego- zakaz Pauliego, ekranowanie potencjału kulombowskiego jądra, częściowe zniesienie degeneracji poziomów energetycznych. Układ okresowy pierwiastków.
- 9) Funkcja falowa dla układu złożonego z kilku ciał i jej symetria, podział cząstek na bozony i fermiony. Typy wiązań chemicznych prowadzących do powstania cząsteczek, cieczy oraz ciała stałych . Elementy fizyki statystycznej; podstawowe rozkłady statystyczne klasyczne (rozkład Boltzmann) i kwantowe (rozkład Fermiego-Diraca i Bosego-Einsteina).

Literatura

- 1) P.A. Tipler, R.A. Llewellyn, Fizyka współczesna, PWN, Warszawa 2011
- 2) R. Eisberg, R. Resnick, Fizyka kwantowa: atomów, cząsteczek, ciał stałych, jąder i cząstek elementarnych, PWN, Warszawa 1983.
- 3) Z. Leś, Podstawy fizyki atomu, PWN Warszawa 2015
- 4) D. Halliday, R. Resnick. J. Walker, Podstawy fizyki, tom 5, PWN, Warszawa 2003
- 5) R. Kosiński, Wprowadzenie do mechaniki kwantowej i fizyki statystycznej, OWPW, Warszawa 2006.

Literatura dodatkowa

- 1) I.W. Sawieliew , Wykłady z fizyki, tom 3. PWN, Warszawa 1989
- 2) J. Massalski, Fizyka dla inżynierów, część II fizyka współczesna, WNT, Warszawa 2012.
- 3) A. Sukiennicki, A. Zagórski, Fizyka ciała stałego, WNT, Warszawa 1994.
- 4) W. Bogusz, J. Garbarczyk, F. Krok, Podstawy fizyki, OWPW, Warszawa 1997.
- 5) A. Twardowski, Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2002
- 6) H. Hacken, H. Wolf, Atomy i kwanty. Wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej, PWN, Warszawa 1997.
- 7) Ch. Kittel, Wstęp do fizyki ciała stałego, PWN, Warszawa 2002.
- 8) L. Liboff, Wstęp do mechaniki kwantowej, PWN, Warszawa 1987.
- 9) L. Adamowicz, Mechanika kwantowa - na skróty od klasyki do współczesności, CSZPW, Warszawa 2022.
- 10) J. Baggott, Teoria kwantowa, Odkrycia które zmieniły świat, Pruszyński i S-ka, Warszawa 2013.

Fizyka

- Przedmiot obejmuje 18 h wykładu
- Zasady zaliczenia

Podstawą zaliczenia przedmiotu jest zdanie egzaminu organizowanego w czasie sesji egzaminacyjnej. Egzamin ten będzie miał formę egzaminu pisemnego złożonego z pytań o charakterze głównie testowym ale także szczegółowych pytań otwartych. W przypadku wątpliwości co do udzielonych odpowiedzi może zaistnieć konieczność udzielenia dodatkowych wyjaśnień na drodze odpowiedzi ustnej.

Na egzaminie będzie można korzystać tylko z zestawu kilkunastu wzorów samodzielnie przygotowanych przez osobę przystępującą do egzaminu zapisanych na podpisanej przez tą osobę kartce.

Osoby uczestniczące regularnie w wykładach (możliwe 2 nieobecności) będą mogły poprawić wyniki egzaminu na drodze odpowiedzi ustnej

Do czego wykorzystujemy mechanikę kwantową

- Opis obiektów i efektów, niemożliwych do poprawnego opisania przy pomocy fizyki klasycznej (np. budowa atomów, poprawny opis emisji i absorpcji promieniowania w tym wyjaśnienia widm atomowych różnych pierwiastków).
- Opis nowych zjawisk nieprzewidywanych przez mechanikę klasyczną np. tunelowania cząstek przez barierę potencjału, emisji cząstek α z jader, kwantowania energii w układach o obniżonej wymiarowości, efektów związanych z istnieniem spinu cząstek (oddziaływania wymienne).
- Wyjaśnienie własności znanych związków chemicznych, przewidywanie własności nowych związków (chemia kwantowa) oraz układów z nich utworzonych.
- Konstruowanie nowoczesnych urządzeń wykorzystywanych w elektronice, optyce i medycynie: np. tranzystorów, diod półprzewodnikowych, układów scalonych (wykorzystywanych w procesorach komputerowych), laserów, diod świecących i urządzeń na nich opartych (np. odtwarzaczy CD i DVD, czytników kodów kreskowych), urządzeń służących do obrazowania o wysokiej rozdzielczości (mikroskopy elektronowy, skaningowy tunelowy, sił atomowych), metod diagnostycznych stosowanych w medycynie (np. jądrowy rezonans magnetyczny) nowoczesnych pamięci magnetycznych (np. opartych na zjawisku tunelowego magnetooporu).
- Opracowanie metod kryptograficznych czy metod wykonywania obliczeń wykorzystujących złożone efekty kwantowe takie jak specyficzne własności stanów splątanych (komputery kwantowe).

Rys historyczny –fizyka klasyczna na przełomie XIX/XX wieku

W końcu XIX wieku obiektami badań fizyków były zlokalizowane w przestrzeni obiekty materialne (uznawane przez znaczną część badaczy jako złożone z elementarnych cząstek) lub fale. Własności złożonych układów z wielu jednakowych obiektów były przedmiotem badań klasycznej termodynamiki i fizyki statystycznej

Podstawą opisu fal były równania falowe. W szczególności do fal oprócz fal mechanicznych zaliczano fale elektromagnetyczne (wynikające z wzajemnego indukowania się przez siebie zmiennych pól elektrycznych i magnetycznych). Równania falowe dla nich wynikały z równań Maxwella stanowiących podstawę opisu zjawisk elektromagnetycznych.

Opis ruchu cząstek opierał się na równaniach mechaniki klasycznej (wzory wyrażające zasady dynamiki Newtona lub równoważne im równania Lagrange'a II rodzaju czy Hamiltona). W początku XX wieku Einstein pokazał że równania te w przypadku cząstek poruszających z prędkością znaczącą w stosunku do prędkości światła muszą być zastąpione prawami mechaniki relatywistycznej – szczególnej teorii względności (w ten sposób można było także usunąć sprzeczności pojawiające się między klasyczną mechaniką a elektrodynamiką).

Rys historyczny- narodziny mechaniki kwantowej

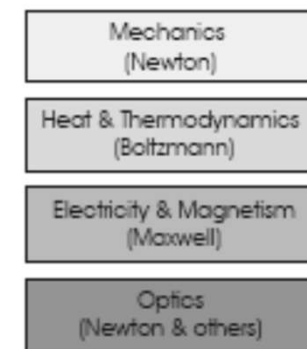
Tylko nieliczne znane wówczas zjawiska (ich ilość stale wzrastała) nie dały się opisać w tym schemacie m.in. zjawiska związane z oddziaływaniem promieniowania z materią (dyskretne widma emisyjne i absorpcyjne atomów, rozkład widmowy promieniowania emitowanego przez ciało doskonale czarne, zjawisko fotoelektryczne, efekt Comptona,) a także m.in. dyfrakcja elektronów na kryształach. Nie można było też wyjaśnić trwałości istnienia atomów

Ich opis wymaga w ogólności uznania iż obiekty z którymi spotykamy się w przyrodzie (zwłaszcza te „odpowiednio małe”) mają dualną korpuskularno-falową naturę a mechanika klasyczna musi być zastąpiona przy ich opisie przez mechanikę kwantową (zaś elektrodynamika klasyczna przez elektrodynamikę kwantową).

Wyjaśnienie w 1900 roku zjawiska promieniowania ciała doskonale czarnego przy wprowadzeniu założeń nie wynikających z klasycznej mechaniki, elektrodynamiki i termodynamiki uznaje się za datę narodzin fizyki współczesnej i zapoczątkowanie rozwoju starej teorii kwantów. W pełni ściśle sformułowania podstaw nierelatywistycznej mechaniki kwantowej nastąpiło około roku 1925, sformułowanie to można oprzeć np. na równaniu Schrödingera

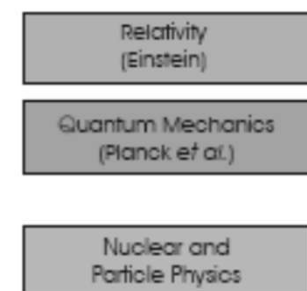
Brief History of Physics

C
L
A
S
S
I
C
A
L



~ 1900 ~

M
O
D
E
R
N



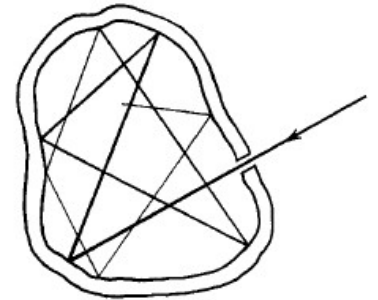
Promieniowanie ciała doskonale czarnego

Ciało doskonale czarne to takie ciało, które pochłania całe padające na niego promieniowanie. Emituje ono także promieniowanie o rozkładzie widmowym całkowicie determinowanym przez jego temperaturę T . Jednym z modeli teoretycznych ciała doskonale czarnego jest niewielki otwór we wnętrze (pudle) z wypełnionej promieniowaniem elektromagnetycznym będącym w równowadze termodynamicznej z atomami w ściankach które pochłaniają i emitują promieniowanie.

Problem – Jaka część całkowitej mocy promieniowania emitowanej z jednostki powierzchni ciała doskonale czarnego o temperaturze T przypada na promieniowanie w przedziale częstości (częstotliwości) $(\nu, \nu + d\nu)$

$P(\nu, T)$ - **zdolność emisyjna**

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi}$$



$P(\nu, T)d\nu$ - moc promieniowania o częstości zawartej w zakresie $(\nu, \nu + d\nu)$ emitowana przez jednostkową powierzchnię (moc-energia emitowana w jednostce czasu)

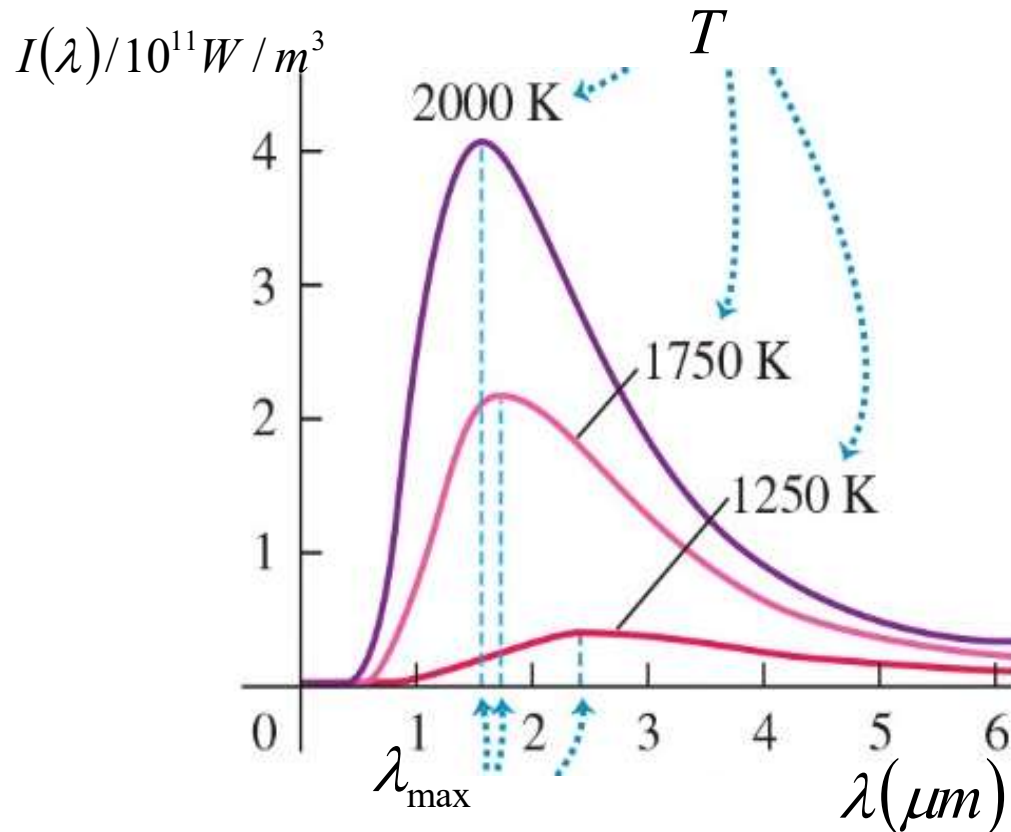
Wykorzystując relację $\nu = \frac{c}{\lambda}$ (oraz relację $|d\nu| = \frac{c}{\lambda^2} |d\lambda|$) można zdolność emisyjną wyrazić także jako funkcje długości fali λ

emitowanego promieniowania $P(\nu, T) \rightarrow I(\lambda, T) = P(\nu = c / \lambda, T) c / \lambda^2$

Wyniki eksperymentalne

1) Prawo Stefana (1879) – Boltzmana (1884)

Całkowita moc promieniowania emitowanego przez jednostkę powierzchni ciała doskonale czarnego czyli całkowita zdolność emisyjna tego ciała jest proporcjonalna do czwartej potęgi bezwzględnej temperatury ciała



$$P(T) = \int_0^{\infty} P(\nu, T) d\nu = \int_0^{\infty} I(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4$$
$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$$

2) prawo Wiena (1894) (tzw. prawo przesunięć)

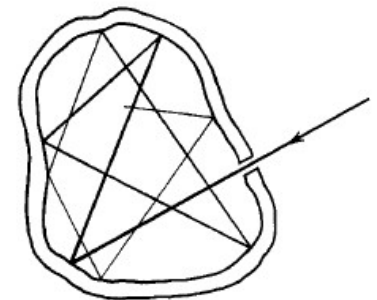
Długość fali, dla której emitowana jest maksymalna moc dla danej temperatury, jest odwrotnie proporcjonalna do tej temperatury.

$$\lambda_{\text{max}} \cdot T = \text{const} = 2,897 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

Poszukiwanie funkcji opisującej zdolność emisyjną

Zdolność emisyjną $P(\nu, T)$ można powiązać z energią promieniowania zawartą wewnątrz objętości jednostkowej wnęki wypełnionej tym promieniowaniem czyli **gęstością energii promieniowania**

$$P(\nu, T) = \rho(\nu, T)c / 4$$



Kształt funkcji $\rho(\nu, T)$ dla ciała doskonale czarnego próbowano odgadnąć korzystając z wyników badań eksperymentalnych.

Funkcja matematyczna zaproponowana przez **Wiena**(1896)

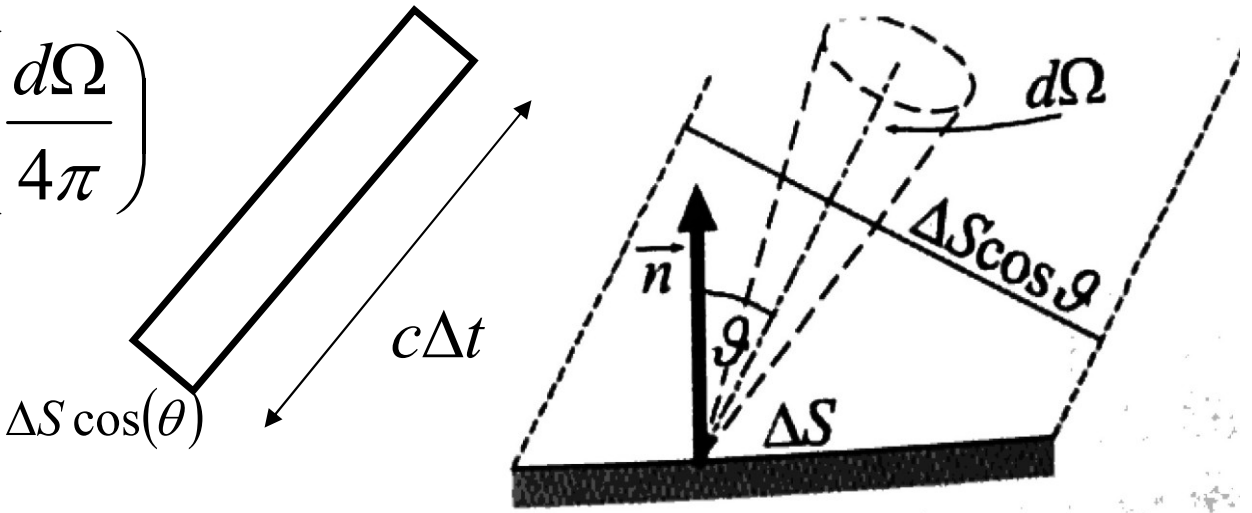
$$\rho(\nu, T) = a\nu^3 \exp\left(-\frac{b\nu}{T}\right) \quad a, b - \text{stałe}$$

prowadziła tylko do wyników zgodnych z eksperymentem dla $b\nu \gg T$

Kształt funkcji $\rho(\nu, T)$ dla ciała doskonale czarnego próbowano także określić w oparciu o prawa klasycznej mechaniki i elektrodynamiki co doprowadziło do powstania tzw. wzoru Rayleigha-Jeansa

Dowód relacji $P(\nu, T) = \rho(\nu, T)c/4$ (dla zainteresowanych)

Energia promieniowania o częstotliwości z przedziału $(\nu, \nu + d\nu)$ o gęstości energii opisanej funkcją $\rho(\nu)$ wypromieniowana w czasie Δt w kąt bryłowy $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\varphi$ z powierzchni ciała doskonale czarnego o polu ΔS pod kątem θ do normalnej do powierzchni jest równa

$$dE = \rho(\nu) d\nu c \Delta t \Delta S \cos(\theta) \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right)$$


Całkowita energia promieniowania o częstotliwości z przedziału $(\nu, \nu + d\nu)$ i gęstości energii opisanej funkcją $\rho(\nu)$ wypromieniowana w czasie Δt

$$E = \int dE = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \rho(\nu) d\nu c \Delta t \Delta S \cos(\theta) \left(\frac{\sin(\theta)}{4\pi} \right) d\theta = \frac{c}{4} \Delta t \Delta S \rho(\nu)$$

Zdolność emisyjna $P(\nu, T) = \frac{E}{\Delta t \Delta S d\nu} = \frac{c}{4} \rho(\nu)$

Fakty przyjęte przy wyprowadzaniu wzór przez Rayleigha

Fala elektromagnetyczna związana z promieniowaniem jest falą stojącą wewnątrz trójwymiarowej wnęki, której amplituda znika na ściankach wnęki.

Liczba różnych fal stojących odpowiadających częstościom drgań z zakresu $(\nu, \nu + d\nu)$ jest skończona.

Każda fala stojąca posiada dwa mody różniące się kierunkiem polaryzacji (drgań) pola elektrycznego, a zatem liczba modów drgań jest równa podwojonej liczbie fal stojących.

Zakładamy równy rozkład energii (ekwipartycja) pomiędzy wszystkie mody, na każdy z nich przypada średnio energia równa $\langle E \rangle = k_B T$ (k_B -stała Boltzmanna)

(założenie wynikające z klasycznej termodynamiki błędne z punktu widzenia mechaniki kwantowej)

Rozkład wg Rayleigha i Jeansa (1900)

$$\rho(\nu, T) = D(\nu) \langle E \rangle = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T$$

$D(\nu) = 8\pi\nu^2 / c^3$ -funkcja gęstości stanów

$D(\nu)d\nu$ - liczba różnych modów drgań promieniowania zawartych w jednostce objętości wnęki o częstościach drgań ν z zakresu $(\nu, \nu + d\nu)$

Porównanie wzoru Rayleigh'a-Jeans'a z eksperymentem

Wzór **Rayleigh'a-Jeans'a** prowadzi do $P(\nu, T)$ zgodnej z doświadczeniem dla niskich częstości promieniowania, ale całkowicie zawodzi dla wysokich częstości gdyż przewiduje iż $\lim_{\nu \rightarrow \infty} \rho(\nu) = \infty$, podczas gdy naprawdę $\lim_{\nu \rightarrow \infty} \rho(\nu) = 0$

Wzór Rayleigh'a-Jeans'a prowadzi do tzw. katastrofy w nadfiolecie- całkowita energia wypromieniowana z ciała byłaby nieskończona

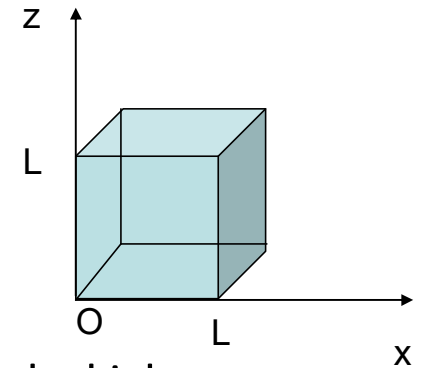
$$P(T) = \int_0^{\infty} P(\nu, T) d\nu = \infty$$

Wyprowadzenie wzoru na funkcję gęstości stanów (dla zainteresowanych)

Fale_istniejące w wnęce (dla uproszczenia w kształcie sześcianu) mają postać fal stojących z węzłami przypadającymi na ściankach wnęki.

Wynika z tego iż natężenie pola elektrycznego dla dowolnej chwili czasu spełnia warunki

$$\vec{E}(x=0)=\vec{E}(y=0)=\vec{E}(z=0)=\vec{E}(x=L)=\vec{E}(y=L)=\vec{E}(z=L)=0$$



Dla fali stojącej powstałej w wyniku konstruktywnej interferencji ośmiu fal płaskich typu $\vec{E}_i = \vec{E}_0 \cos(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t + \delta_i) / 8$ o jednakowej częstotliwości ω biegnących w kierunkach określonych przez wektory falowe

$$\vec{k}_1 = (k_x, k_y, k_z) \quad \vec{k}_2 = (-k_x, k_y, k_z) \quad \vec{k}_3 = (-k_x, -k_y, k_z) \quad \vec{k}_4 = (k_x, -k_y, k_z)$$

$$\vec{k}_5 = (k_x, -k_y, -k_z) \quad \vec{k}_6 = (-k_x, -k_y, -k_z) \quad \vec{k}_7 = (-k_x, k_y, -k_z) \quad \vec{k}_8 = (k_x, k_y, -k_z)$$

dla których $\delta_i - \delta_j = 0, \pm\pi$ ze względu na zmianę fazy o π przy odbiciu od ścianek wnęki natężenie pola elektrycznego można zapisać w postaci

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z) \sin(\omega t + \varphi_0)$$

przy czym wielkości k_x, k_y, k_z spełniają warunki $k_i = \frac{\pi}{L} n_i$ gdzie $n_i = 1, 2, 3, \dots$ $i=x, y, z$

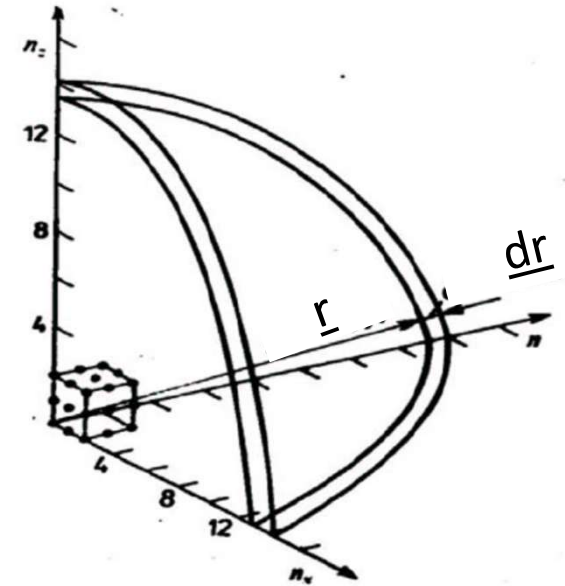
Oznacza to iż na długości wnęki może mieścić się całkowita wielokrotność połowy długości fali rozchodzącej się w kierunku równoległym do wnęki gdyż

$$\lambda_i = \frac{2\pi}{k_i} = \frac{2\pi L}{\pi n_i} = \frac{2L}{n_i} \Rightarrow L = \frac{\lambda_i}{2} n_i$$

Długość wektora falowego $k = |\vec{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \frac{\pi}{L} \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}$ $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c}$

$$\frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\pi}{L} \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}$$

$$\nu = \frac{c}{2L} \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}$$



Falom stojącym o częstości z zakresu $(\nu, \nu + d\nu)$ odpowiadają zestawy liczb naturalnych (n_x, n_y, n_z)

dla których
$$\frac{2L\nu}{c} < \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} \leq \frac{2L(\nu + d\nu)}{c}$$

Liczba tych zestawów jest równa 1/8 objętości powierzchni kulistej o

promieniu $r = \frac{2L\nu}{c}$ i grubości $dr = \frac{2L}{c} d\nu$ gdyż każdemu

zestawowi liczb odpowiada w tej przestrzeni objętość jednostkowa

Liczba dozwolonych fal stojących o częstotliwościach z zakresu $(\nu, \nu + d\nu)$ jest równa
$$dN = \frac{1}{8} 4\pi r^2 dr = \frac{1}{2} \pi \frac{4L^2 \nu^2}{c^2} \frac{2L}{c} d\nu = \frac{4\pi}{c^3} L^3 \nu^2 d\nu$$

Liczba modów drgań fal o częstości z zakresu $(\nu, \nu + d\nu)$ jest dwukrotnie większa od znalezionej liczby fakt stojących ze względu na dwa możliwe stany polaryzacji fal (różniące się kierunkami prostopadłymi do siebie wzdłuż których leżą wektory pola elektrycznego fal spolaryzowanych liniowo), których złożenie może dać fale o dowolnej polaryzacji a zatem

$$dN = \frac{8\pi}{c^3} L^3 \nu^2 d\nu$$

Liczba fal przypadających na jednostkę objętości wnęki jest równa

$$D(\nu)d\nu = \frac{dN}{L^3} = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 d\nu$$

Otrzymany wzór na funkcję $D(\nu)$ jest słuszny zarówno w obrazie klasycznym jak i kwantowym i został przyjęty przy wyprowadzaniu klasycznego wzoru Rayleigha-Jeansa i kwantowego rozkładu Plancka na rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego.

Rozkład wg Plancka

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi}{c^3} \frac{h\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

Wzór ogłoszony przez Plancka 14 grudnia 1900 (nagroda Nobla 1918)
zgodny z wynikami eksperymentalnymi

Przy jego wyprowadzeniu zakłada się iż wyrażenie określające średnią wartość energii fali stojącej $\langle E \rangle$ wynikające z zasady ekwipartycji energii musi być zastąpione relacją

$$\langle E \rangle = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

zgodną z relacją wynikającą z fizyki klasycznej tylko wówczas

gdy $h\nu \ll k_B T$

$$\langle E \rangle = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \approx \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{k_B T} + 1 - 1} = k_B T$$

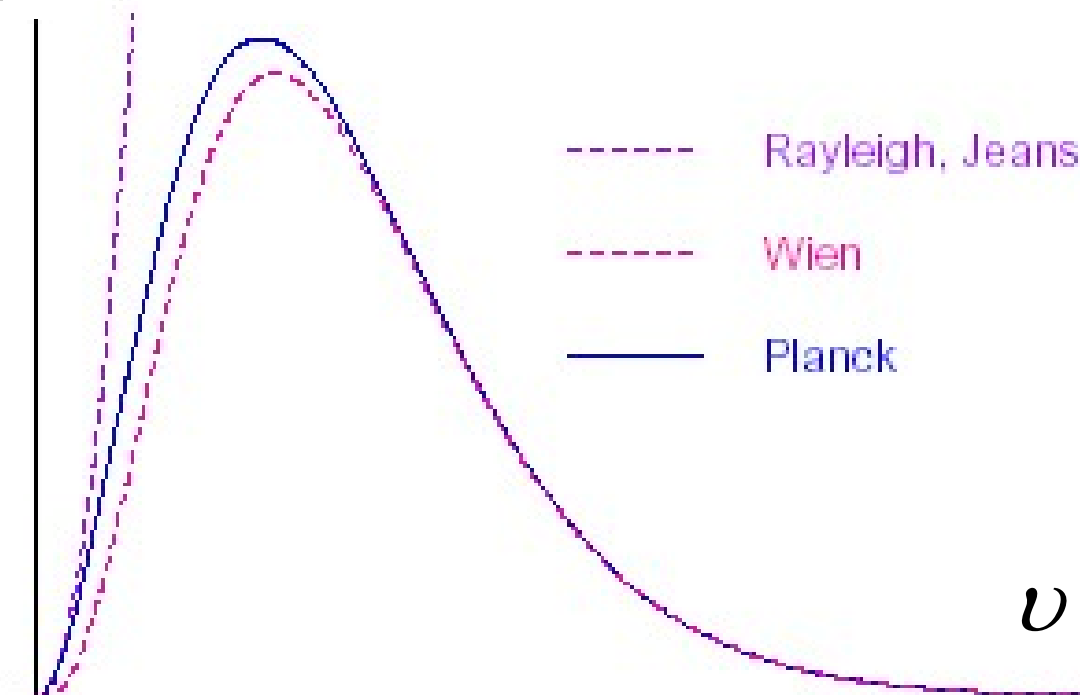
Z kolei gdy $\nu \rightarrow \infty$

$$\text{to } \langle E \rangle \approx 0$$

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

— stała Plancka

ρ



----- Rayleigh, Jeans

----- Wien

———— Planck

Jego wyprowadzenie wymaga przyjęcia iż promieniowanie może być emitowane i pochłaniane tylko małymi porcjami energii (kwantami)

$$\Delta E = h\nu$$

Wielkość kwantu energii rośnie ze wzrostem częstości ν . Dla $\nu \rightarrow 0$ $\Delta E \rightarrow 0$

Ograniczenie dozwolonych wartości jakie przyjmować mogą wielkości fizyczne do zbioru dyskretnego, zamiast zbioru ciągłego, pojawia się bardzo

często w fizyce kwantowej

Wyprowadzenie wzoru na średnią energię modu promieniowania o częstotliwości ν

Można dla celów wyprowadzenia wzoru Plancka przyjąć iż energia związana z określonym modem promieniowania (falą stojącą we wnętrzu) o częstotliwości może przyjmować wartości $E_n = n h \nu$ $n=0,1,2,3,\dots$; h -stała Plancka

(Planck założył iż $h \nu$ określa możliwą zmianę energii oscylatora drgającego z częstotliwością ν , elektrony drgające w ściankach wnęki można traktować jako oscylatory absorbujące i emitujące promieniowanie). Zgodnie z klasycznym rozkładem Boltzmann'a prawdopodobieństwo posiadania przez dany mod promieniowania tej energii jest równe

$$P_n = P(E = E_n) = \frac{1}{Q} \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right) \quad \begin{array}{l} k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \\ \text{-stała Boltzmann'a} \end{array}$$

Q- czynnik normujący zapewniający to iż suma prawdopodobieństw otrzymania wszystkich możliwych wartości energii jest równa 1

W rozważanym problemie

$$P_n = P(E = E_n = n h \nu) = \frac{\exp\left(-\frac{n h \nu}{k_B T}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n h \nu}{k_B T}\right)}$$

Średnia wartość energii przypadająca na mod promieniowania

$$\langle E \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} P_n E_n = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu \exp\left(-\frac{nh\nu}{k_B T}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{nh\nu}{k_B T}\right)} = h\nu \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n \exp(n\alpha)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(n\alpha)} = h\nu \frac{d}{d\alpha} \ln \sum_{n=0}^{\infty} \exp(n\alpha)$$

gdzie $\alpha = -\frac{h\nu}{k_B T}$

Suma w powyższym wzorze ma postać sumy zbieżnego szeregu geometrycznego

$$\sum_{n=0}^{\infty} \exp(n\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} (e^\alpha)^n = \frac{1}{1 - e^\alpha}$$

$$\langle E \rangle = h\nu \frac{d}{d\alpha} \ln[(1 - e^\alpha)^{-1}] = -h\nu \frac{d}{d\alpha} \ln(1 - e^\alpha) = \frac{h\nu e^\alpha}{1 - e^\alpha} = \frac{h\nu}{e^{-\alpha} - 1} = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

W przypadku gdybyśmy nie uwzględniali założenia Plancka to mielibyśmy

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{\infty} E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE}{\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE} = k_B T$$

Zjawisko fotoelektryczne

- Światłem o określonej częstotliwości fali oświetlamy powierzchnię metalu P pełniącą rolę katody. Powierzchnia emituje elektrony zwane fotoelektronami (H. Hertz 1887 i P. Lenard 1899-1902).

W układzie złożonym z katody i anody wchodzących w skład obwodu elektrycznego płynie prąd przy braku zewnętrznego napięcia V .

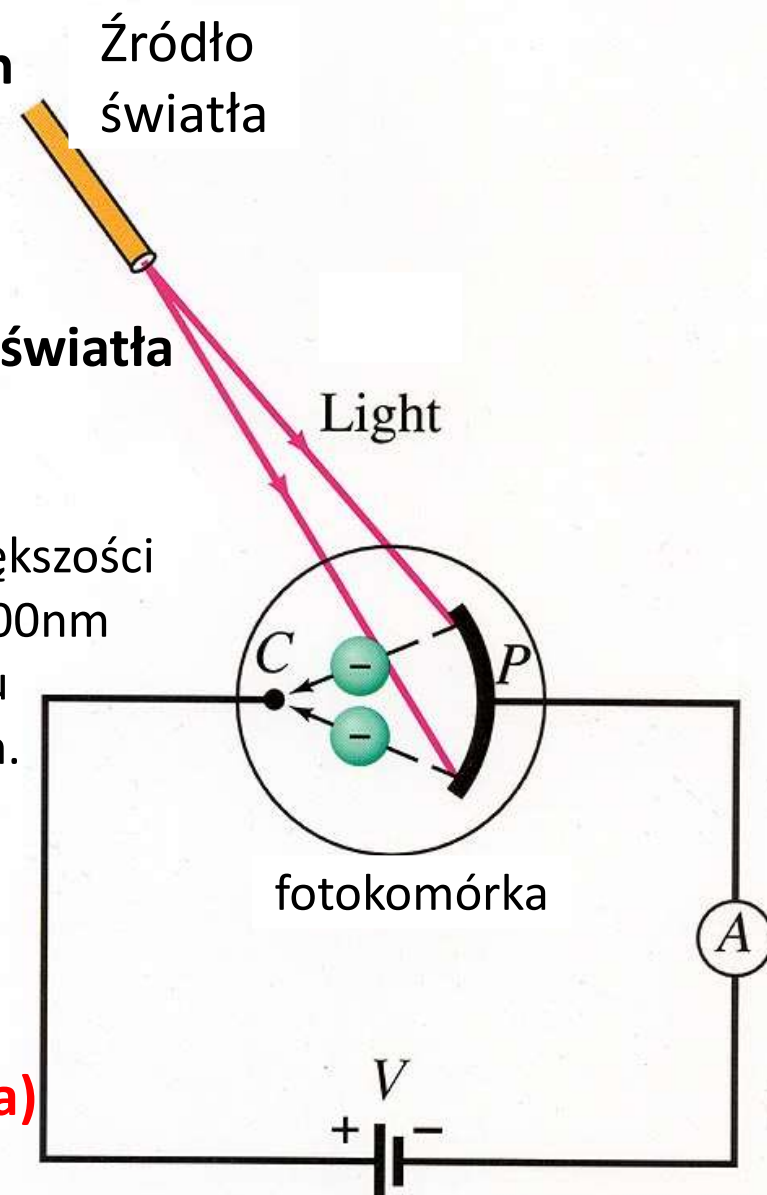
- Dla danego metalu ilość emitowanych elektronów (natężenie prądu) jest proporcjonalna do natężenia światła

- Dla każdego metalu istnieje minimalna częstota (częstotliwość) ν_0 poniżej której efekt nie zachodzi

Częstota progowa nie zależy od natężenia światła i dla większości metali częstotliwości tej odpowiada długość fali $\lambda = 200\text{-}300\text{nm}$ (ultrafiolet), jednak dla niektórych metali (np. tlenków cezu i potasu) mieści się w spektrum widzialnym $\lambda = 400\text{-}700\text{nm}$.

- Maksymalna prędkość fotoelektronów zależy jedynie od częstotliwości ν padającego światła a nie od jego natężenia.

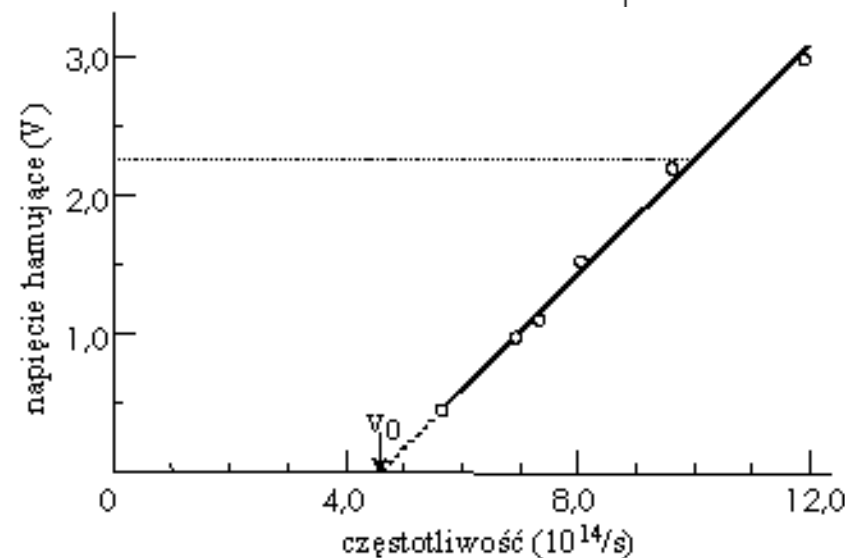
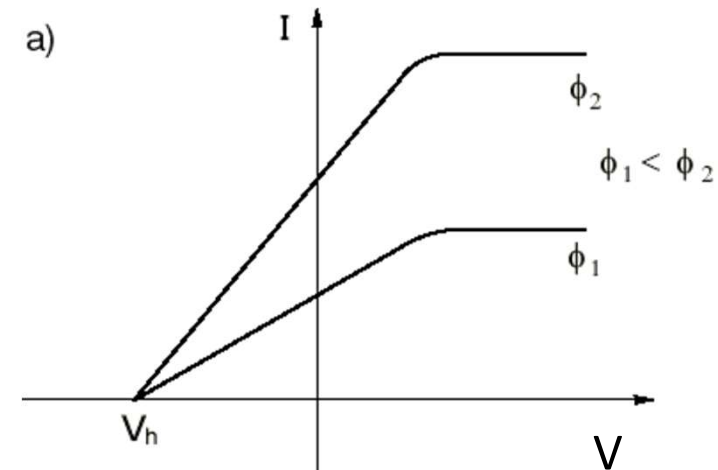
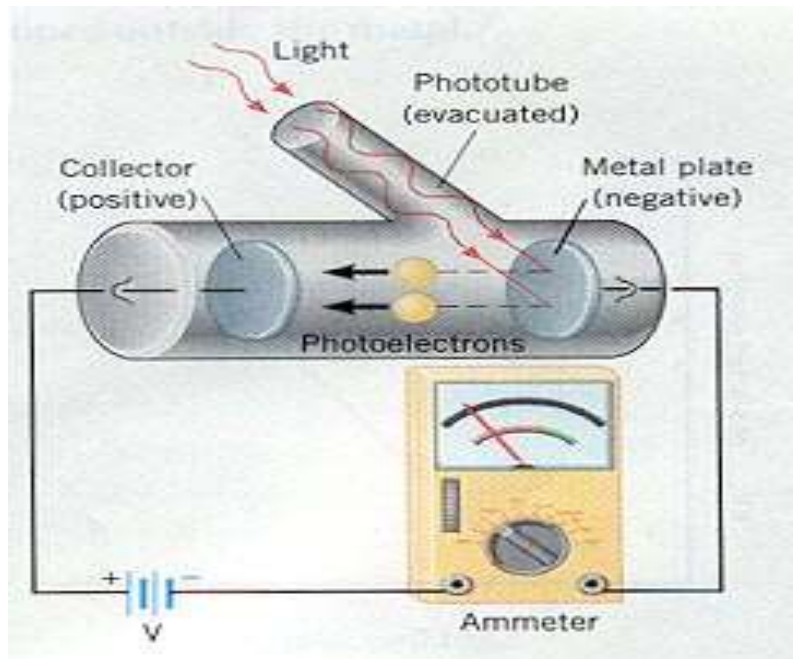
(Ostatnie dwa efekty nie mogą być wytłumaczone przy wykorzystaniu wyłącznie falowej natury światła)



Eksperymentalne określenie maksymalnej energii fotoelektronów

Możemy wyliczyć maksymalną energię kinetyczną $E_{k,max}$ emitowanych elektronów przykładając pomiędzy elektrodami napięcie powodujące hamowanie elektronów. Przy pewnym napięciu hamującym V_h , dla którego $E_{k,max} = eV_h$ prąd przestaje płynąć przy czym wartość napięcia przy którym prąd znika nie zależy od natężenia światła ϕ tylko od jego częstości, od której zależy ona liniowo.

ece.agmk.net



Trudności z wyjaśnieniem zjawiska na gruncie fizyki klasycznej

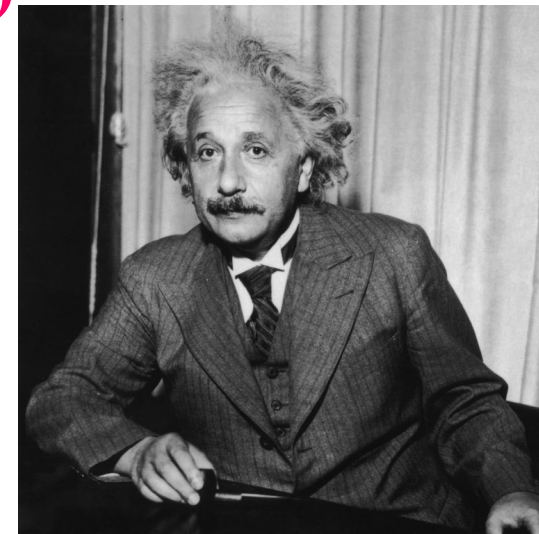
- Gdy natężenie światła rośnie, wzrasta ilość energii dostarczana na jednostkę powierzchni, a więc elektrony powinny mieć szansę na zgromadzenie większej energii i podwyższenie napięcia hamującego, ale napięcie nie zależy od natężenia !!
- Elektron powinien być w stanie otrzymać wymaganą ilość energii od promieniowania o dowolnej częstotliwości, brak więc klasycznego wytłumaczenia dla częstotliwości progowej.
- Przy jednorodnym rozkładzie energii w obszarze padającej fali czas potrzebny przez elektron do zdobycia odpowiedniej energii do opuszczenia metalu przy niewielkich natężeniach fali świetnej może osiągać wartości sekund a nawet minut co prowadziłoby do pojawienia się mierzalnego opóźnienia czasowego pomiędzy oświetleniem próbki i emisją elektronów, czego nie zaobserwowano.

Wyjaśnienie Einsteina 1905 (nagroda Nobla 1921)

Albert Einstein przyjął dwa założenia:

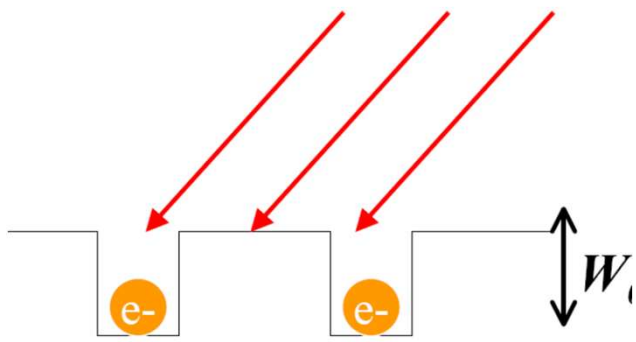
– wiązka światła składa się z małych pakietów energii **fotonów (kwantów promieniowania elektromagnetycznego)** o energii

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$



-w trakcie zjawiska fotoelektrycznego następuje pochłonięcie fotonu przez elektron, a zatem elektron uzyskuje zawsze energie równą energii fotonu całkowicie określona przez częstotliwość fali ν , a nie zależną od natężenia padającego promieniowania.

Gdy energia fotonu jest mniejsza od minimalnej pracy, którą musi wykonać elektron by opuścić metal (pracy wyjścia) to zjawisko fotoelektryczne nie zachodzi. Wzrost natężenia światła prowadzi tylko do wzrostu liczby fotonów docierających w jednostce czasu do metalu a więc i wzrostu ilości elektronów, którym fotony mogą przekazać energię.



W metalu elektrony znajdują się w studni potencjału, konieczne jest dostarczenie energii W , aby elektron mógł opuścić metal.

W - praca wyjścia

Elektron może zaabsorbować foton, dostarczona energia idzie na pokonanie pracy wyjścia i energię kinetyczną elektronu

$$h\nu = W + E_{k,\max} = W + \frac{mV_{\max}^2}{2}$$

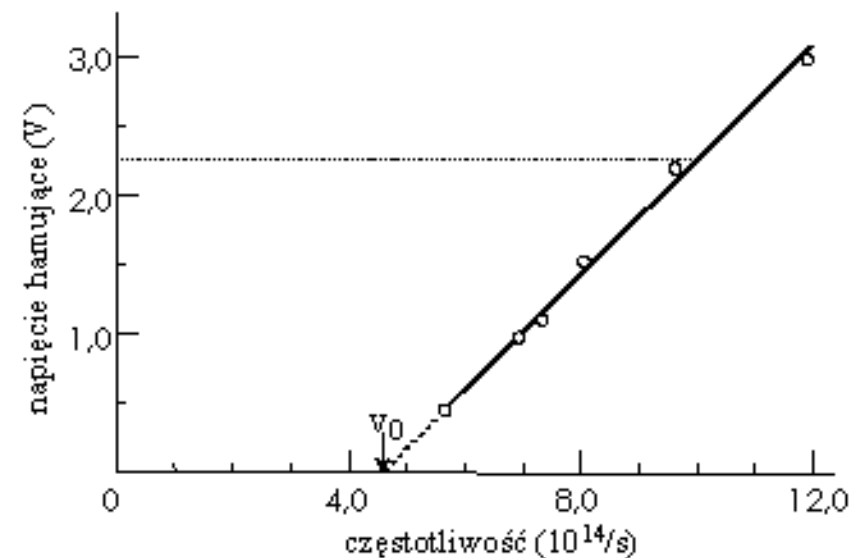
Zjawisko fotoelektryczne zachodzi, gdy $h\nu \geq W$

Najmniejsza częstotliwość, częstotliwość progową, przy której efekt ma miejsce, można określić z relacji $h\nu_0 = W$

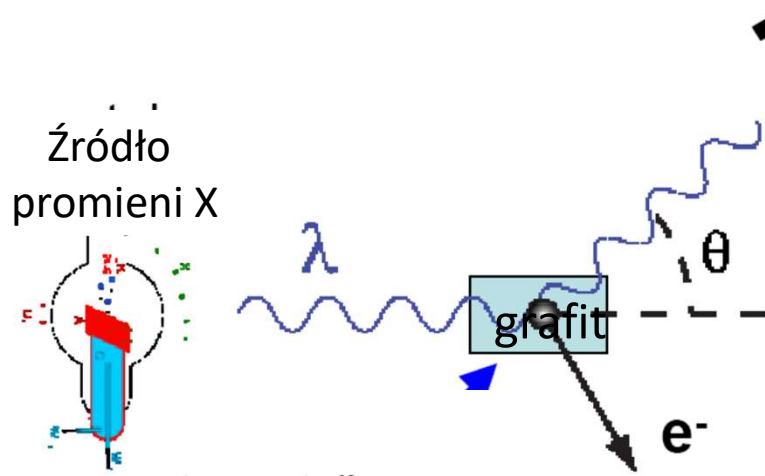
Powiązanie napięcia hamującego przy którym znika prąd w układzie z pracą wyjścia

$$h\nu = W + eV_h \rightarrow V_h = \frac{h\nu}{e} - \frac{W}{e}$$

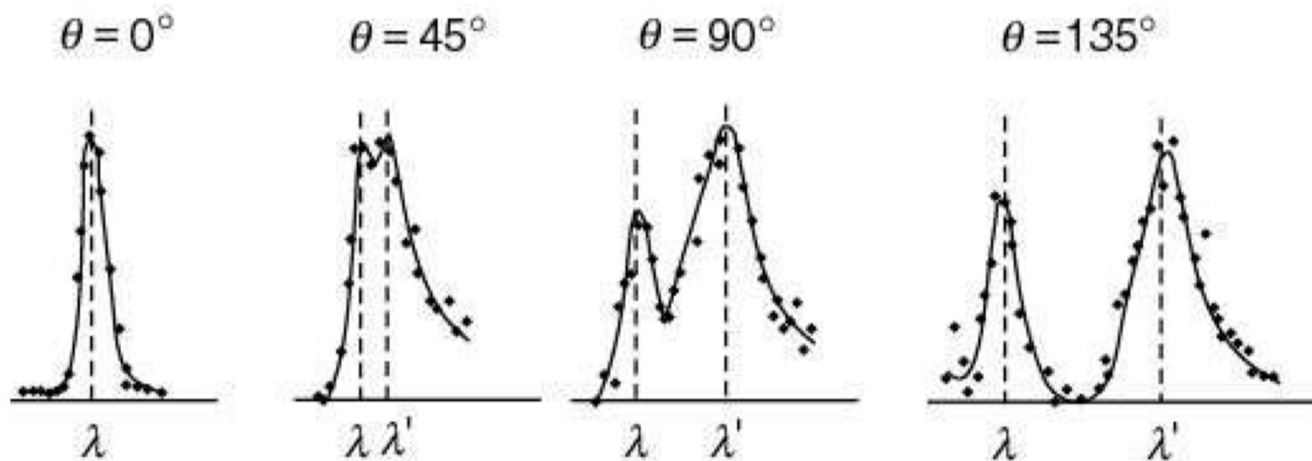
Wyniki wynikające ze wzoru zaproponowanego przez Einsteina zostały potwierdzone przez Millikana w 1914 roku (nagroda Nobla 1923).



Efekt Comptona (1923, nagroda Nobla 1927)



Promieniowanie X ulega rozproszeniu na materii (np. próbce z grafitu). Widmo promieniowania rozproszonego zawiera oprócz fali o długości λ jeszcze falę o długości $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$, Przesunięcie $\Delta\lambda$ zależy tylko od kąta rozproszenia θ (zjawisko niemożliwe do wytłumaczenia w oparciu o falową naturę światła).



- zmiana długości fali promieniowania rozproszonego nie zależy od substancji, na której zachodzi rozpraszanie a tylko od kąta rozproszenia;
- stosunek natężeń obu składowych promieniowania rozproszonego zależy od substancji, dla pierwiastków lekkich udział składowej ze zmienioną częstotliwością jest większy i maleje wraz ze wzrostem liczby atomowej.

Kłopoty z wyjaśnieniem efektu Comptona na gruncie fizyki klasycznej: Nie można wytłumaczyć zmiany częstości promieniowania rozproszonego.

Wyjaśnienie na gruncie fizyki kwantowej:

Przyjmujemy, iż do efektu Comptona prowadzą procesy sprężystego zderzenia fotonów z elektronami walencyjnymi (słabo związanymi z atomami) w kryształach. Ponieważ energia fotonów promieniowania X jest rzędu wielu keV, a energia wiązania elektronów walencyjnych w kryształach jest rzędu kilku eV to elektrony możemy z dobrym przybliżeniem uważać za swobodne.

Przy tych założeniach możemy sformułować opis zjawiska wyjaśniający podstawowe jego cechy

- częstość promieniowania rozproszonego (a więc także jego energia) nie zależy od materiału, bo w każdym materiale rozpraszanie zachodzi na elektronach walencyjnych, które można traktować jak swobodne;
- wzór na zależność zmiany długości fali promieniowania rozproszonego od wartości kąta rozpraszania można wyprowadzić z zasady zachowania energii i pędu.

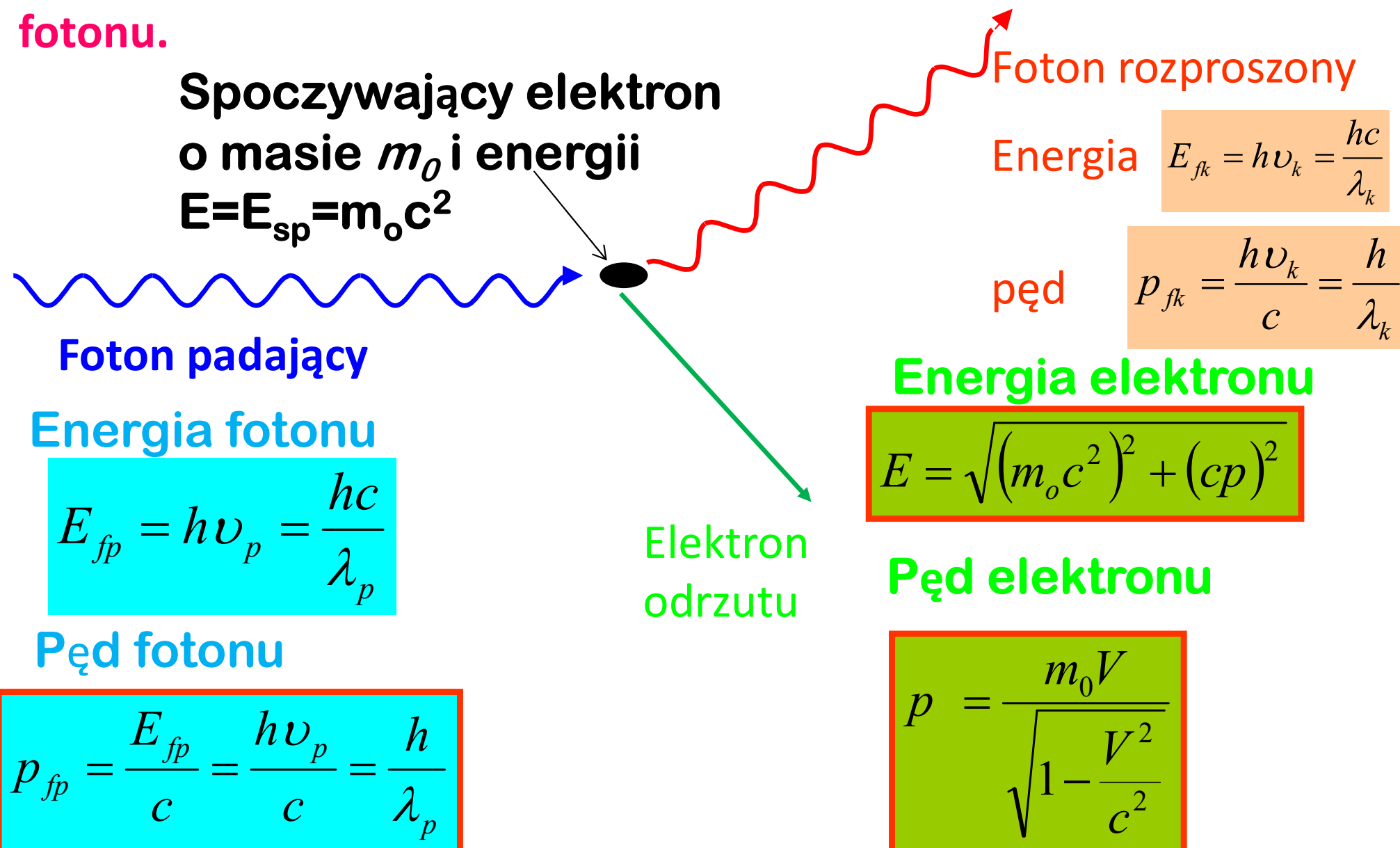
Posługujemy się wzorem na całkowitą energię wynikającą ze szczególnej teorii względności $E = \sqrt{(cp)^2 + (m_0c^2)^2}$. Uwzględniamy fakt iż prędkość fotonów jest równa prędkości światła a zatem ich masa spoczynkowa jest równa zero $m_0=0$ (inaczej ze wzoru

$E = m_0c^2 / \sqrt{1 - \left(\frac{V}{c}\right)^2}$ wynikała by nieskończona energia fotonów) czyli ich pęd jest równy $p=E/c$.

Zatem ponieważ energia fotonu, wynosi $E = h\nu$ to jego pęd musi mieć wartość

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Efekt Comptona może być wyjaśniony jako sprężyste zderzenie fotonu i elektronu. W czasie zderzenia foton przekazuje część swojej energii i pędu elektronowi, stąd wzrost długości fali rozproszonego fotonu.



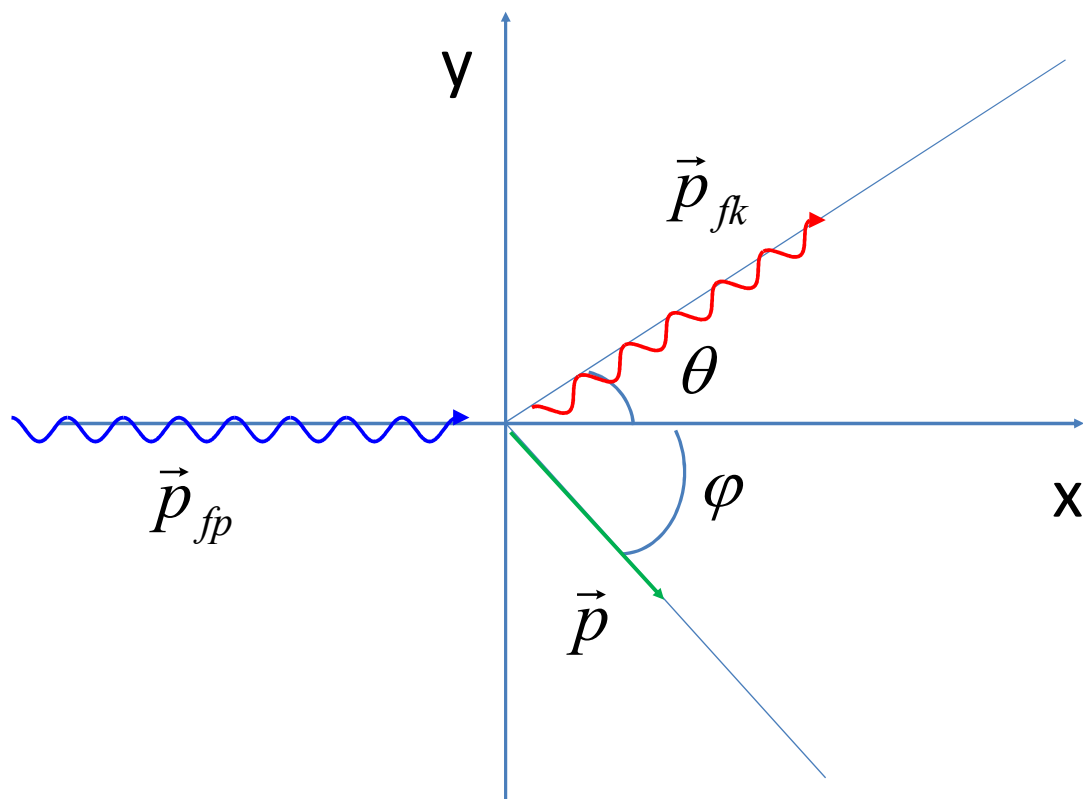
Zasada zachowania pędu

$$\vec{p}_{fp} = \vec{p}_{fk} + \vec{p}$$

pęd fotonu
padającego

pęd fotonu
rozproszonego

Pęd elektronu



Po rozpisaniu powyższego równania na składowe w układzie kartezjańskim z osią OX wyznaczoną przez pęd fotonu padającego otrzymujemy

$$p_{fp,x} = p_{fk,x} + p_x$$

$$p_{fp,y} = p_{fk,y} + p_y$$

$$p_{fp} = p_{fk} \cos(\theta) + p \cos(\varphi) \quad 0 = p_{fk} \sin(\theta) - p \sin(\varphi)$$

Zasada zachowania energii

Energia fotonu padającego

Energia fotonu rozproszonego

$$h \nu_p + m_0 c^2 = h \nu_k + \sqrt{(cp)^2 + (m_0 c^2)^2}$$

Energia spoczynkowa elektronu nieruchomego

Energia elektronu wybitego z atomu

Po rozwiązaniu układu równań wyrażających zasady zachowania energii i pędu otrzymuje się **zmianę długości fali fotonu rozproszonego pod kątem θ :**

$$\Delta \lambda = \lambda_k - \lambda_p = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 2,43 \cdot 10^{-12} m$$

comptonowska długość fali

Ze względu na małą wartość λ_c zjawisko trudno byłoby zaobserwować dla promieniowania o długości fali dłuższej od promieniowania X

Wyprowadzenie wzoru na $\Delta\lambda$ (dla zainteresowanych)

Z zasady zachowania energii wynika iż

$$E_{fp} + E_{sp} = E_{fk} + \sqrt{E_{sp}^2 + (cp)^2}$$

gdzie

E_{fp} (E_{fk}) -energii fotonu przed (po) zderzeniu z elektronem

E_{sp} -energia spoczynkowa elektronu

Z powyższego równania można wyznaczyć kwadrat pędu elektronu

$$E_{fp} - E_{fk} + E_{sp} = \sqrt{E_{sp}^2 + (cp)^2}$$

$$(E_{fp} - E_{fk} + E_{sp})^2 = E_{sp}^2 + (cp)^2$$

$$(cp)^2 = (E_{fp} - E_{fk})^2 + E_{sp}^2 + 2(E_{fp} - E_{fk})E_{sp} - E_{sp}^2$$

$$p^2 = \frac{(E_{fp} - E_{fk})^2}{c^2} + \frac{2(E_{fp} - E_{fk})m_0c^2}{c^2} = \frac{(E_{fp} - E_{fk})^2}{c^2} + 2(E_{fp} - E_{fk})m_0$$

Z zasady zachowania pędu

$$p_{fp} = p_{fk} \cos(\theta) + p \cos(\varphi)$$

$$0 = p_{fk} \sin(\theta) - p \sin(\varphi)$$

Po przekształceniu

$$p \cos(\varphi) = p_{fp} - p_{fk} \cos(\theta)$$

$$p \sin(\varphi) = p_{fk} \sin(\theta)$$

Po podniesieniu do kwadratu powyższych równań i dodaniu stronami otrzymujemy

$$p^2 = p_{fp}^2 - 2p_{fp}p_{fk} \cos(\theta) + p_{fk}^2$$

Pęd fotonu przed i po zderzeniu można powiązać z jego energią wykorzystując wzory

$$p_{fp} = \frac{E_{fp}}{c} ; \quad p_{fk} = \frac{E_{fk}}{c} \quad \text{a zatem}$$

$$p^2 = \frac{E_{fp}^2}{c^2} - 2 \frac{E_{fp} E_{fk}}{c^2} \cos(\theta) + \frac{E_{fk}^2}{c^2}$$

$$p^2 = \frac{(E_{fp} - E_{fk})^2}{c^2} + 2(E_{fp} - E_{fk})m_0 = \frac{E_{fp}^2}{c^2} - \frac{2E_{fp}E_{fk}}{c^2} + \frac{E_{fk}^2}{c^2} + 2(E_{fp} - E_{fk})m_0 \quad (1)$$

$$p^2 = \frac{E_{fp}^2}{c^2} - 2\frac{E_{fp}E_{fk}}{c^2}\cos(\theta) + \frac{E_{fk}^2}{c^2} \quad (2)$$

Oba otrzymane wzory (1) i (2) na pęd elektronu można porównać ze sobą. Otrzymujemy

$$\frac{E_{fp}^2}{c^2} - \frac{2E_{fp}E_{fk}}{c^2}\cos(\theta) + \frac{E_{fk}^2}{c^2} = \frac{E_{fp}^2}{c^2} - \frac{2E_{fp}E_{fk}}{c^2} + \frac{E_{fk}^2}{c^2} + 2(E_{fp} - E_{fk})m_0$$

$$\frac{2E_{fp}E_{fk}}{c^2}\cos(\theta) = \frac{2E_{fp}E_{fk}}{c^2} - 2(E_{fp} - E_{fk})m_0$$

$$2(E_{fk} - E_{fp}) = \frac{2E_{fp}E_{fk}}{m_0c^2}(1 - \cos(\theta))$$

Energie fotonu można zwi za  z cz sto ci  fali elektromagnetycznej, której no nikiem s  te fotony

$$E_{fp} = h\nu_p \quad E_{fk} = h\nu_k$$

$$2h(\nu_p - \nu_k) = \frac{2h^2\nu_p\nu_k}{m_0c^2}(1 - \cos(\theta))$$

za  cz sto  z d ugo ci  fali

$$\nu_p = \frac{c}{\lambda_p}, \quad \nu_k = \frac{c}{\lambda_k}$$

$$2h\left(\frac{c}{\lambda_p} - \frac{c}{\lambda_k}\right) = \frac{2h^2c^2}{\lambda_p\lambda_k m_0c^2}(1 - \cos(\theta))$$

$$c\left(\frac{\lambda_k - \lambda_p}{\lambda_p\lambda_k}\right) = \frac{h}{\lambda_p\lambda_k m_0}(1 - \cos(\theta))$$

sk d wynika wz r na zmian  d ugo ci fali

$$\Delta\lambda = \lambda_k - \lambda_p = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos(\theta))$$

Dualizm korpuskularno-falowy

E, p wielkości
charakterystyczne dla
cząstek

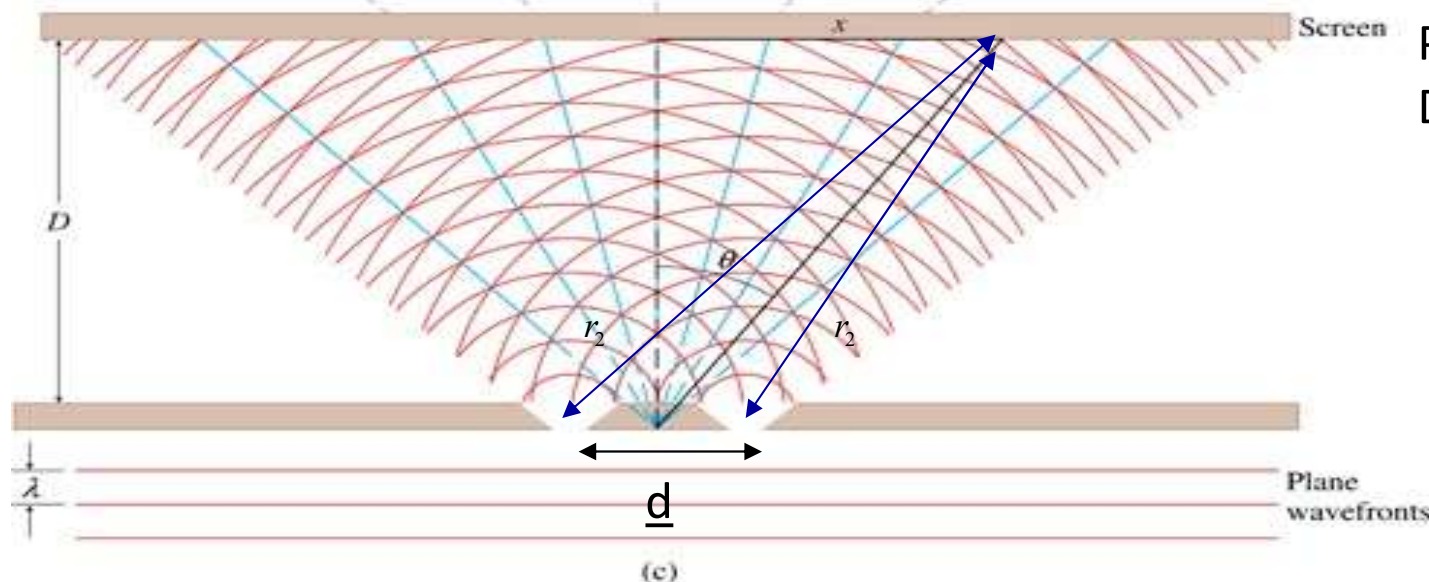
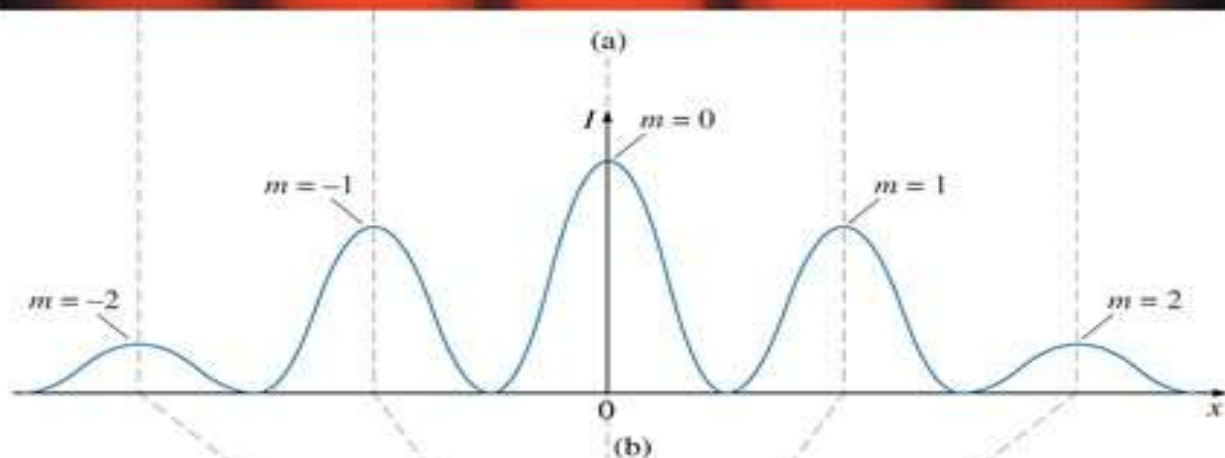
$$E = h\nu$$
$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

ν, λ wielkości
charakterystyczne dla
fali

Korpuskularna teoria światła nie tłumaczy wszystkich zjawisk optycznych, w szczególności interferencji, dyfrakcji i polaryzacji światła. Te zjawiska tłumaczy **teoria falowa**. Z tego względu powstał **dualistyczny pogląd** na naturę światła - niektóre zjawiska tłumaczone za pomocą modelu korpuskularnego, inne za pomocą falowego.

Falową teorię światła stosujemy np. do opisu doświadczenia Younga

Copyright © The McGraw-Hill Companies, Inc. Permission required for reproduction or display.



Na ekranie obserwujemy jasne i ciemne prążki powstające na skutek interferencji fal przechodzących przez dwie szczeliny. Jasność prążka zależy od natężenia fali świetlnej docierającej do ekranu (mocy promieniowana), która jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy natężenia pola elektrycznego związanej z falą świetlną $I \propto |\vec{E}_{wo}|^2$.

Położenie jasnych prążków gdy $D \gg d$

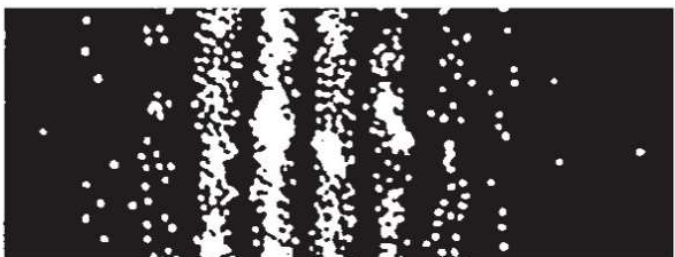
$$r_2 - r_1 \approx d \sin \theta = m\lambda$$

$r_2 - r_1$ - różnica dróg pokonanych przez fale przechodzące przez obie szczeliny od szczelin do punktu na ekranie, m = liczba całkowita

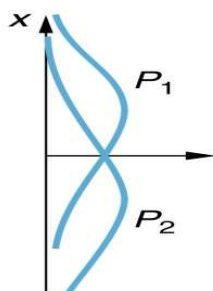
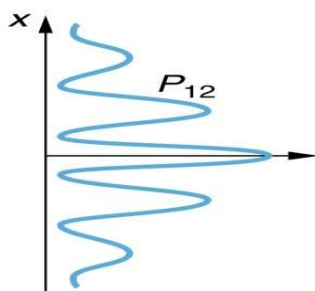
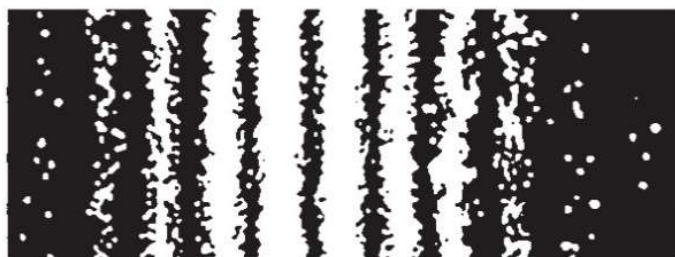
After 21 photons reach the screen



After 1000 photons reach the screen



After 10,000 photons reach the screen



Przez układ propaguje fala prawdopodobieństwa związana z kolejnymi fotonami.

Średnia liczba fotonów o jednakowej energii docierających do punktu na ekranie w odpowiednio długim przedziale czasu jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy natężenia pola elektrycznego $\langle N \rangle \propto |\vec{E}_{w0}|^2$. $|\vec{E}_{w0}|^2$ w danym punkcie jest proporcjonalne do prawdopodobieństwa znalezienia fotonu w otoczeniu punktu, przy czym nie da się przewidzieć w jakim miejscu dany foton uderzy w ekran, a jedynie określić prawdopodobieństwa uderzenia jego w otoczenie odpowiedniego punktu na ekranie. Znajomość prawdopodobieństwa pozwala na oszacowanie liczby fotonów docierających do analizowanego obszaru na ekranie po czasie w którym do ekranu dotrze odpowiednia liczba fotonów. Liczba fotonów docierających do danego punktu przy dwóch otwartych szczelinach nie jest równa sumie fotonów rejestrowanych przy otwarciu oddzielnie każdej ze szczelin. Efekt może być zaobserwowany po odpowiednio długim czasie naświetlenia nawet wówczas gdy natężenie światła jest na tyle małe, iż można oczekiwać iż pomiędzy ekranem i przesłona porusza się tylko jeden foton. Oznacza to jednak iż nie wiadomo jest przez którą szczelinę foton ten przeszedł.

Hipoteza de Broglie'a

Nie tylko fotonom, lecz wszystkim cząstkom można przypisać jednocześnie naturę korpuskularną i falową (teoretyczna rozprawa doktorska z 1924 nagrodzona nagrodą Nobla w 1929) .



Każdej poruszającej się cząstce może być przypisywana odpowiednia fala materii, zwana falą de Broglie'a, której długość λ jest uzależniona od pędu p cząstki:

$$\lambda = \frac{h}{p} \stackrel{V \ll c}{=} \frac{h}{m \cdot V}$$

h - stała Plancka.

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

Przypuszczenie to zostało później potwierdzone eksperymentalnie (np. dyfrakcja i interferencja elektronów, neutronów, atomów helu, cząsteczek wodoru, jodu, fullerenów C_{60} i C_{70} zbudowanych z 60(70) atomów węgla).

Częstość kołową ω tej fali można uzależnić od E - energii cząstki

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi E}{h} = \frac{E}{\hbar} \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

•Przykład

Długość fali de Broglie'a dla

a) cząstki o masie $m=1\text{g}$ poruszającej się z prędkością $V=1\text{m/s}$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mV} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{10^{-3} \text{ kg} \cdot 1 \text{ m/s}} = 6,626 \cdot 10^{-31} \text{ m}$$

Długość za mała by mogła się ujawnić się falowa natura takich cząstek

b) elektronu o energii 1eV .

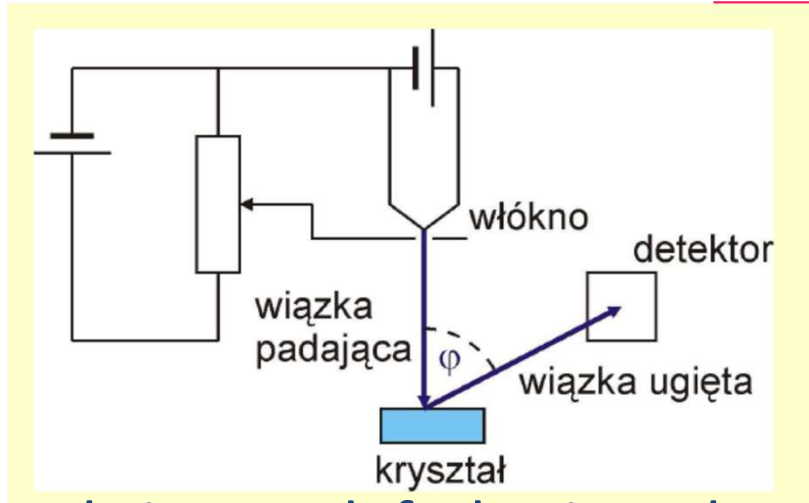
$$1\text{eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$E_k = \frac{mV^2}{2} = \frac{p^2}{2m} \Rightarrow p = \sqrt{2mE_k}$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE_k}} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{\sqrt{2 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}}} \approx 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ m}$$

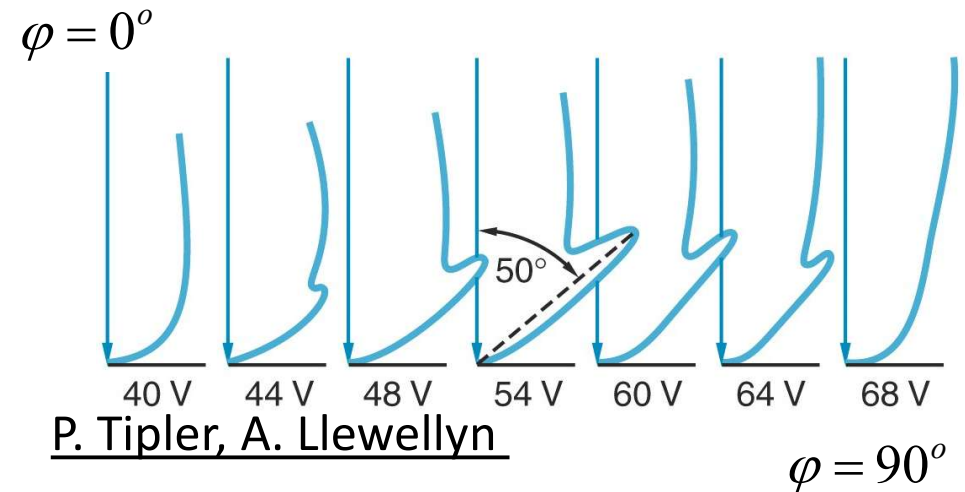
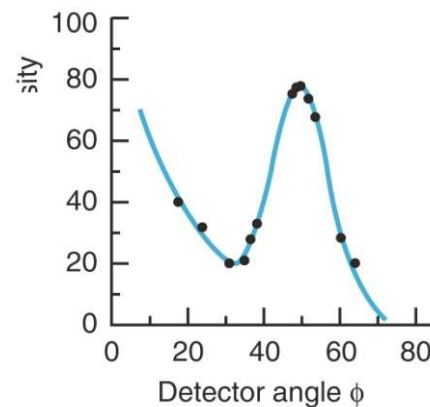
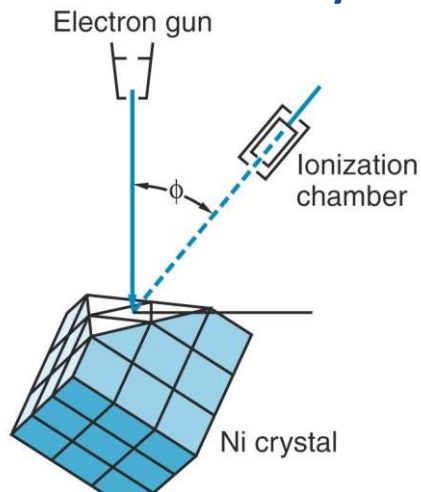
Odległość rzędu odległości między atomami w kryształach, dyfrakcja elektronów na kryształach powinna być możliwa do obserwacji

•Dyfrakcja elektronów. Doświadczenie Davissona- Germera
(wykonane w 1919, interpretacja 1926 , nagroda Nobla wraz G. P. Thomsonem w 1937)



Wiązka elektronów przyspieszona napięciem U pada na monokryształ niklu, Rejestrowane jest natężenie wiązki ugiętej na kryształach powstałej w wyniku interferencji fal rozproszonych przez różne atomy dla różnych wartości napięcia U .

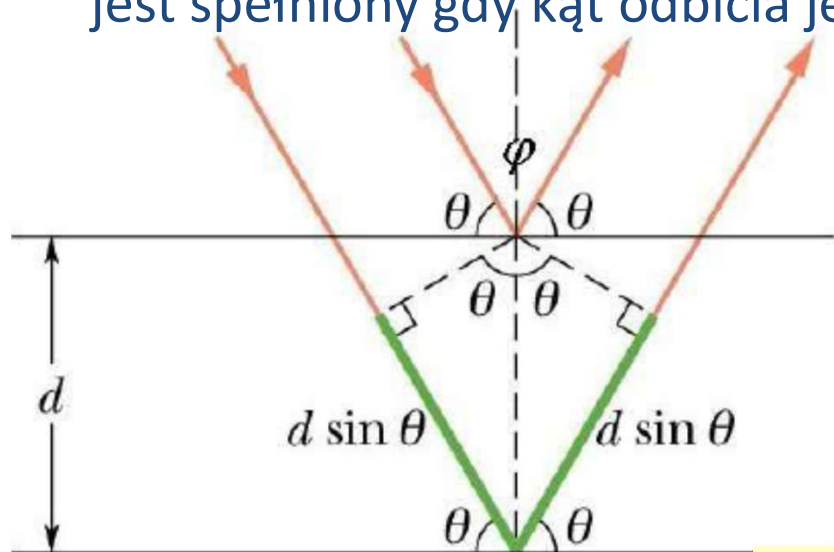
Maksimum dyfrakcyjne obserwowane dla kąta $\phi=50^\circ$ dla $U=54V$



P. Tipler, A. Llewellyn

Konstruktywna interferencja fal rozproszonych na atomach kryształu tworzących się krystaliczną ma miejsce wówczas gdy różnica dróg pokonanych przez fale rozproszone na różnych atomach jest równa całkowitej wielokrotności długości fali lub jest równa zero.

Dla atomów leżących w jednej płaszczyźnie warunek konstruktywnej interferencji jest spełniony gdy kąt odbicia jest równy kątowi padania. Określenie różnicy dróg fal ugiętych na płaszczyznach oddległych od siebie o d od prowadzi do warunku następującego na konstruktywną interferencję (warunek Bragga)



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

θ -kąt połysku

$$\phi = 50^\circ$$

$$\theta = 90^\circ - \phi/2$$

$$d = 0.091 \text{ nm}$$

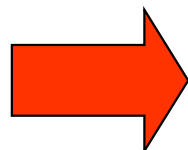


$$\lambda = 0.165 \text{ nm}$$

$$n = 1$$

Długość fali de Broglie'a

$$v = \sqrt{\frac{2E_k}{m}} = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$$

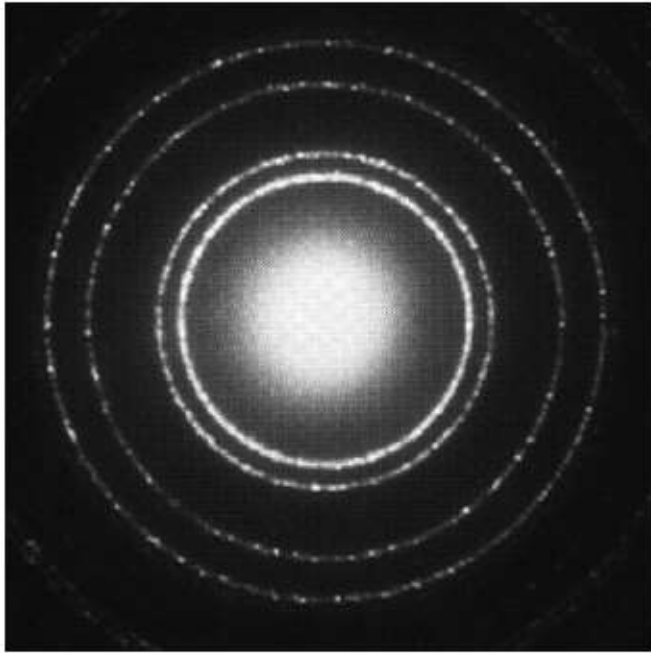


$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mV} = 0.167 \text{ nm}$$

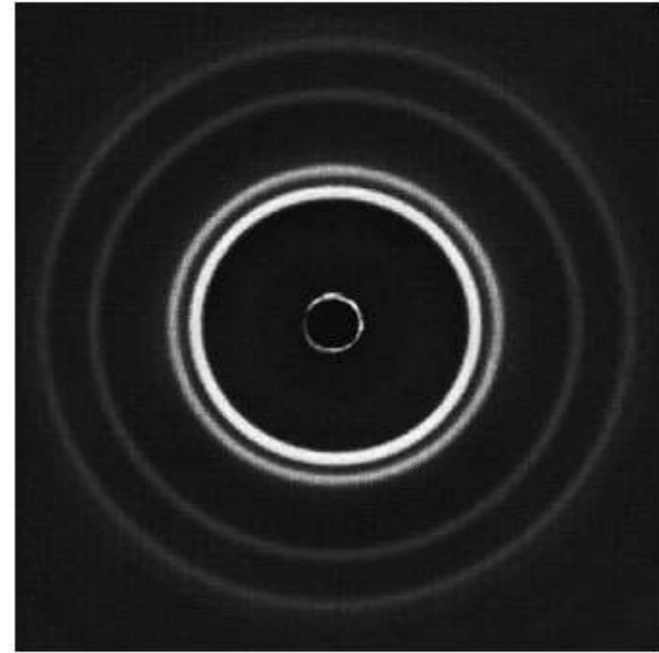
Elektrony ulegają dyfrakcji

Doświadczenie dyfrakcyjne z wykorzystaniem cząstek materialnych (np. neutronów, elektronów) stosuje się obecnie także do badania struktury krystalicznej i innych własności kryształów

Dyfrakcja na materiale polikrystalicznym (utworzonym z wielu krystalików)-doświadczenie G.P. Thomsona

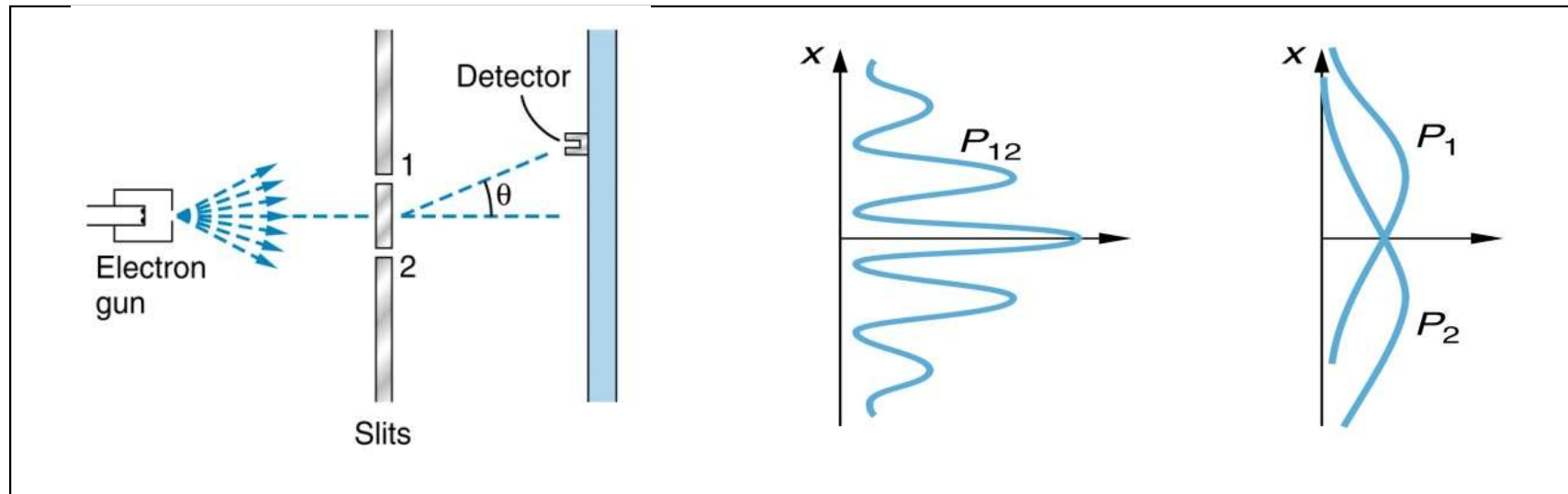


Elektrony o $E_e = 600 \text{ eV}$
 $\lambda_e \approx 0.5 \text{ \AA}$
przechodzące przez folię aluminiową



Obraz uzyskany dla promieni
rentgenowskich
 $\lambda_\gamma \approx 0.7 \text{ \AA}$

Eksperyment z dwoma szczelinami – elektrony ulegają interferencji



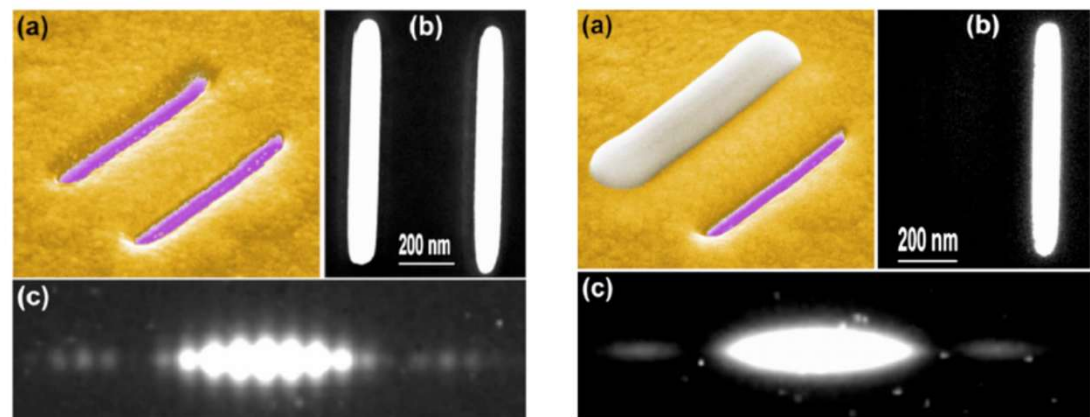
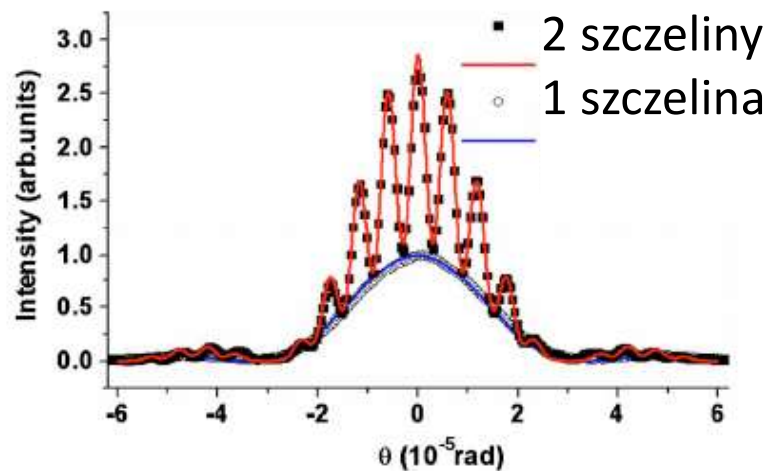
Obie szczeliny otwarte

Jedna szczelina otwarta

APPLIED PHYSICS LETTERS 93, 073108 (2008)

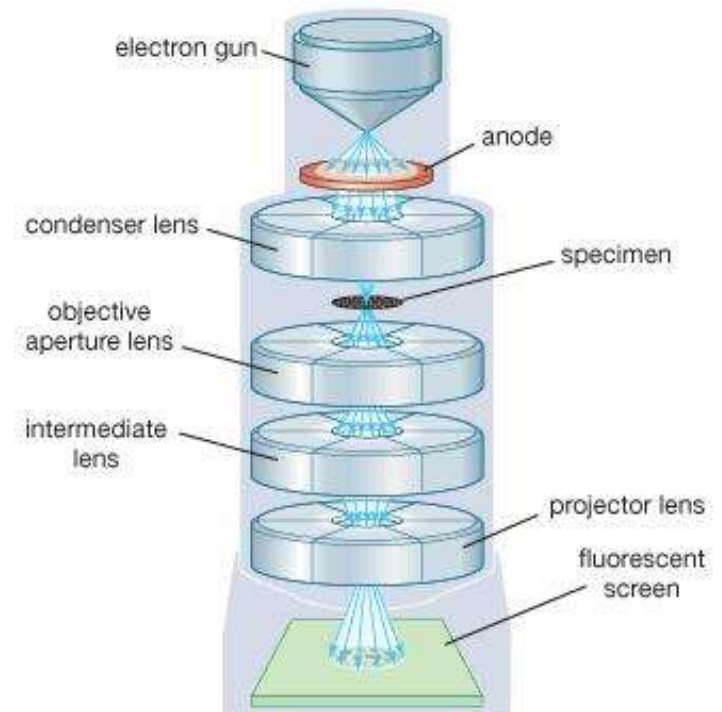
Nanofabrication and the realization of Feynman's two-slit experiment

Stefano Frabboni,^{1,2,a)} Gian Carlo Gazzadi,² and Giulio Pozzi³



•Mikroskop elektronowy

- urządzenie wykorzystujące korpuskularno-falową naturę elektronów
- elektron używany jest do obrazowania w podobny sposób jak światło (ugięcie, odbicie)
- może być wykorzystany do tworzenia obrazów materiałów przewodzących prąd elektryczny (przewodników) umieszczonych w próżni
- mikroskop elektronowy znacznie przewyższa możliwości mikroskopu optycznego
- zdolność rozdzielcza ograniczona jest długością fali: 500nm (światło zielone) vs $\sim 1\text{nm}$ (elektron o energii 1eV)
- Do prowadzenia fali elektronowej zamiast soczewek wykorzystuje się magnesy będące źródłem pola magnetycznego
- Informacje o obiekcie wykorzystuje się fale elektronową związaną z elektronami, które przeszły przez próbkę (mikroskop transmisyjny) lub zostały odbite od próbki lub z niej emitowane (mikroskop odbiciowy)



© 2008 Encyclopædia Britannica, Inc.

Przykładowe pytania opisowe

- 1) Co rozumiemy przez stwierdzenie iż promieniowanie elektromagnetyczne ma naturę korpuskularno-falową? W jakich zjawiskach ujawnia się natura korpuskularna promieniowania a w jakich natura falowa? Jaki jest związek między wielkościami fizycznymi służącymi do opisu fali elektromagnetycznej i wielkościami służącymi do opisu cząstki będącej nośnikiem tego promieniowania? Jak nazywamy tą cząstkę? Czy relacje zachodzące między tymi wielkościami mają również zastosowanie w przypadku opisu cząstek o niezerowej masie spoczynkowej takich jak elektron i fal materii związanych z tymi cząstkami?
- 2) Jakie ciało nazywamy ciałem doskonale czarnym? Co może modelować takie ciało? Jakie własności ma promieniowanie emitowane przez ciało doskonale czarne? Jak wpływa zmiana temperatury na rozkład widmowy tego promieniowania (zależność zdolności emisyjnej od częstości lub długości fali emitowanego promieniowania) oraz na całkowitą zdolność emisyjną ciała doskonale czarnego? Na czym polega katastrofa w nadfiolecie przewidywana przez niepoprawny wzór Rayleigha-Jeansa na rozkład widmowy promieniowania ciała doskonale czarnego? Jakie założenie nie mające uzasadnienia w fizyce klasycznej zostało przyjęte w celu wyprowadzenia wzoru Plancka opisującego poprawnie zależność zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego od częstości emitowanego promieniowania? Czy przy wyprowadzeniu wzoru Plancka korzysta się z zasady ekwipartycji energii?

- 3) Na czym polega zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne? Jakie są podstawowe cechy tego zjawiska? Jakich własności zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego nie można wyjaśnić posługując się falowym opisem promieniowania elektromagnetycznego? Jak można wyjaśnić te własności wychodząc poza falowy opis promieniowania? Zapisać podstawowe równanie opisujące zjawisko fotoelektryczne i objaśnić co oznaczają symbole pojawiające się w tym równaniu.
- 4) Na czym polega efekt Comptona i jakie są jego podstawowe własności? W jaki sposób można wyjaśnić własności tego efektu? Jakie wielkości fizyczne trzeba przypisać fotonom, aby można było poprawnie wyjaśnić ten efekt? Jakie zasady zachowania wykorzystuje się przy opisie tego efektu? Sformułować ogólne równania służące do opisu tego efektu wynikające z tych zasad.
- 5) Omówić hipotezę de Broglie'a. Przy pomocy jakich relacji można powiązać własności falowe cząstek z ich własnościami korpuskularnymi? Jak można w sposób eksperymentalny potwierdzić słuszność hipotezy de Broglie'a? Dlaczego nie można przy pomocy podobnego eksperymentu wykryć własności falowych obiektów makroskopowych ?

Przykładowe pytania testowe

- 1) Czy katastrofa w nadfiolecie wynikająca z wyprowadzonego w ramach klasycznej termodynamiki wzoru Rayleigha-Jeansa na rozkład widmowy promieniowania emitowanego przez ciało doskonale czarne jest związana z tym iż:
- a) zgodnie z tym wzorem zdolność emisyjna promieniowania emitowanego przez to ciało posiada maksimum dla częstości odpowiadającej nadfioletowej części widma
 - b) zgodnie z tym wzorem zdolność emisyjna dla niskich częstości promieniowania $\nu \rightarrow 0$ dąży do ∞
 - c) zgodnie z tym wzorem zdolność emisyjna dla wysokich częstości promieniowania $\nu \rightarrow \infty$ dąży do ∞
 - d) w oparciu o ten wzór można pokazać iż całkowita zdolność emisyjna analizowanego ciała jest nieskończona

Zaznaczyć wszystkie poprawne odpowiedzi.

- 2) Jakie założenie nie mające uzasadnienia w fizyce klasycznej zostało przyjęte w celu wyprowadzenia rozkładu Plancka widmowej zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego zgodnego z eksperymentem
- a) energia wymieniana pomiędzy materią i promieniowaniem może być tylko równa całkowitej wielokrotności wielkości $h\nu$ (h -stała Plancka, ν -częstotliwość promieniowania)
 - b) energia wymieniana pomiędzy materią i promieniowaniem może być tylko równa całkowitej wielokrotności wielkości $h\nu^2$ (h -stała Plancka, ν -częstotliwość promieniowania)
 - c) średnia energia modu promieniowania zawartego we wnęce wypełnionej promieniowaniem zależy wyłącznie od temperatury ciała, a nie zależy od częstości promieniowania
 - d) do określenia średniej energii modu promieniowania zawartego we wnęce wypełnionej promieniowaniem można wykorzystać zasadę ekwipartycji energii

Zaznaczyć poprawną odpowiedź.

- 3) Które z poniższych twierdzeń dotyczących promieniowania emitowanego przez ciało doskonale czarne są poprawne
- a) długość fali dla której spektralna zdolność emisyjna (zdolność emisyjna zależna od częstotliwości emitowanego promieniowania) osiąga maksimum maleje ze wzrostem temperatury ciała
 - b) długość fali dla której spektralna zdolność emisyjna osiąga maksimum rośnie ze wzrostem temperatury ciała
 - c) całkowita zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego (powstała po scałkowaniu zdolności spektralnej po wszystkich możliwych częstościach emitowanego promieniowania) jest proporcjonalna do temperatury ciała
 - d) całkowita zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego rośnie ze wzrostem temperatury ciała
 - e) całkowita zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego nie zależy od temperatury ciała

Zaznaczyć wszystkie poprawne odpowiedzi.

- 4) Czy efekt (zjawisko) Comptona polega na
- a) emisji elektronów z ciała stałego po pochłonięciu przez nie fotonów padającego na ciało promieniowania elektromagnetycznego
 - b) emisji fotonów z powierzchni ciała stałego po skierowaniu na niego strumienia elektronów
 - c) rozproszeniu promieniowania elektromagnetycznego na elektronach, których energia wiązania w atomach jest mała w stosunku do energii padających fotonów, którym fotony przekazują część swojej energii w trakcie zderzenia
 - d) sprężystym rozpraszaniu promieniowania elektromagnetycznego na atomach, któremu nie towarzyszy zmiana energii fotonów w trakcie rozpraszania

- 5) Które z poniższych stwierdzeń poprawnie opisują wybrane cechy zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego
- a) ilość emitowanych z ciała elektronów nie zależy od natężenia padającego na ciało promieniowania elektromagnetycznego
 - b) obserwuje się mierzalny odstęp czasu między czasem emisji pierwszych elektronów a czasem dotarcia do ciała promieniowania
 - c) maksymalna energia emitowanych elektronów rośnie ze wzrostem natężenia promieniowania
 - d) maksymalna energia emitowanych elektronów rośnie ze wzrostem częstotliwości promieniowania
 - e) występuje minimalna częstotliwość promieniowania którą musi ono posiadać aby nastąpiła emisja elektronów
 - f) energia fotonu padającego promieniowania jest proporcjonalna do długości fali tego promieniowania

Zaznaczyć wszystkie poprawne odpowiedzi

- 6) Który z poniższych wzorów może służyć do opisu zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego

- a) $h\nu = W + E_{k,\max}$
- b) $h\lambda = W - E_{k,\max}$
- c) $h\nu = E_{k,\max} - W$
- d) $h\nu = W - E_{k,\max}$

Co oznaczają symbole występujące w wybranym wzorze?

7) Które z poniższych stwierdzeń dotyczących promieniowania ciała doskonale czarnego są poprawne?

- a) Minimalna wartość energii wymienianej między ciałem a promieniowaniem o długości fali λ rośnie ze wzrostem λ .
- b) Minimalna wartość energii jaką może wymieniać ciało z promieniowaniem o częstotliwości ν rośnie ze wzrostem ν .
- c) Do określenia średniej energii modu promieniowania o częstotliwości ν można stosować klasyczną zasadę ekwipartycji energii.
- d) Klasyczny wzór Rayleigha-Jeansa daje wyniki zgodne ze wzorem Plancka służącym do poprawnego określenia spektralnej zdolności emisyjnej promieniowania emitowanego przez ciało doskonale czarne wówczas gdy częstość emitowanego promieniowania dąży do 0.
- e) Klasyczny wzór Rayleigha-Jeansa daje wyniki zgodne ze wzorem Plancka służącym do poprawnego określenia spektralnej zdolności emisyjnej promieniowania gdy częstość emitowanego promieniowania dąży do ∞ .

Zaznaczyć wszystkie poprawne odpowiedzi