

# Podstawy fizyki kwantowej i budowy materii

prof. dr hab. Aleksander Filip Żarnecki

Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych  
Instytut Fizyki Doświadczalnej



Wykład 5  
7 listopada 2016

- 1 Hipoteza de Broigla
- 2 Potwierdzenie doświadczalne
- 3 Fale materii
- 4 Mikroskop elektronowy
- 5 Eksperyment qBounce

- 1 Hipoteza de Broigla
- 2 Potwierdzenie doświadczalne
- 3 Fale materii
- 4 Mikroskop elektronowy
- 5 Eksperyment qBounce

## Dualizm korpuskularno-falowy Wykład 4

Aby opisać wyniki eksperymentalne musimy przyjąć że:

- światło (każda fala elektromagnetyczna) to **strumień fotonów**
- rozchodzenie się fali (propagację fotonów) opisują **równania Maxwella**  
to nie są “klasyczne” kulki opisane dynamiką Newtona !!!
- **prawdopodobieństwo detekcji** fotonu (obserwowane natężenie światła) jest proporcjonalne do **kwadratu amplitudy fali** elektromagnetycznej

$$p(\vec{r}, t) \sim I(\vec{r}, t) \sim E^2(\vec{r}, t)$$

⇒ foton jest cząstką, ale jego ruch opisany jest równaniem falowym...

## Opis cząstkowy Einstein

Foton fali o częstości  $\nu$  i długości fali  $\lambda$ :  $\lambda \cdot \nu = c$

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

## Opis cząstkowy Einstein

Foton fali o częstości  $\nu$  i długości fali  $\lambda$ :  $\lambda \cdot \nu = c$

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

## Opis falowy

Harmoniczna fala płaska: Maxwell

$$E(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$$

gdzie:

$$\omega = 2\pi\nu \quad , \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Dla fotonu możemy więc zapisać:

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} k \qquad E = \frac{h}{2\pi} \omega$$

# Hipoteza de Broigla

Dla fotonu możemy więc zapisać:

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} k \quad E = \frac{h}{2\pi} \omega$$

**Louis de Broigle** 1923/1924

doszedł do wniosku, że falowe własności przynależą **wszystkim cząstkom**.  
Zależność liczby falowej  $\vec{k}$  i częstości kołowej  $\omega$  od energii  $E$  i pędu  $\vec{p}$   
powinna być taka sama jak dla fotonu (!)

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad E = \hbar \omega$$

gdzie:  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$



Luis de Broglie przedstawił swoją teorię w ramach rozprawy doktorskiej z fizyki teoretycznej. W fizyce teoretycznej nie ma wymagania, żeby przedstawiana teoria była prawdziwa (opisywała rzeczywistość)...

Teoria de Broigla nie była na początku traktowana zbyt poważnie. Choć istniały już doświadczalne przesłanki jej słuszności...

# Hipoteza de Broigla

Luis de Broglie przedstawił swoją teori w ramach rozprawy doktorskiej z fizyki teoretycznej. W fizyce teoretycznej nie ma wymagania, żeby przedstawiana teoria była prawdziwa (opisywała rzeczywistoc)...

Teoria de Broigla nie była na poczatku traktowana zbyt poważnie. Choc istniały juz doświadczalne przesłanki jej słuszności...

## Dlaczego trudno dostrzec fale materii?

Dla nierelatywistycznego elektronu rozpedzonego napięciem  $U$ :  $E = \frac{p^2}{2m}$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}} = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}}$$

# Hipoteza de Broigla

Luis de Broglie przedstawił swoją teori w ramach rozprawy doktorskiej z fizyki teoretycznej. W fizyce teoretycznej nie ma wymagania, żeby przedstawiana teoria być prawdziwa (opisywa rzeczywisto)...

Teoria de Broigla nie by na początku traktowana zbyt poważnie. Choć istniały już doświadczalne przesłanki jej słuszności...

## Dlaczego trudno dostrzec fale materii?

Dla nierelatywistycznego elektronu rozpędzonego napięciem  $U$ :  $E = \frac{p^2}{2m}$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}} = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}}$$

$$\lambda \approx \frac{12.3 \text{ \AA} \sqrt{V}}{\sqrt{U}}$$

# Hipoteza de Broigla

Luis de Broglie przedstawił swoją teorię w ramach rozprawy doktorskiej z fizyki teoretycznej. W fizyce teoretycznej nie ma wymagania, żeby przedstawiana teoria była prawdziwa (opisywała rzeczywistość)...

Teoria de Broigla nie była na początku traktowana zbyt poważnie. Choć istniały już doświadczalne przesłanki jej słuszności...

## Dlaczego trudno dostrzec fale materii?

Dla nierelatywistycznego elektronu rozpędzonego napięciem  $U$ :  $E = \frac{p^2}{2m}$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}} = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}}$$

$$\lambda \approx \frac{12.3 \text{ \AA} \sqrt{V}}{\sqrt{U}}$$

Elektron przyspieszony napięciem 100 V:  $\lambda_e \approx 1.2 \text{ \AA}$   $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$   
 tyle samo co dla promieniowania rentgenowskiego przy napięciu 10 kV

- 1 Hipoteza de Broigla
- 2 Potwierdzenie doświadczalne
- 3 Fale materii
- 4 Mikroskop elektronowy
- 5 Eksperyment qBounce

# Doświadczenie Davissona i Germera

Już w 1921 roku C.J.Davisson, badając rozpraszanie elektronów na powierzchni różnych metali, zauważył dziwne kształty rozkładów kątowych.

Efekt stał się dużo silniejszy, gdy po wypadku w laboratorium polikrystaliczna próbka niku uległa rekrytalizacji.

Układ doświadczalny:

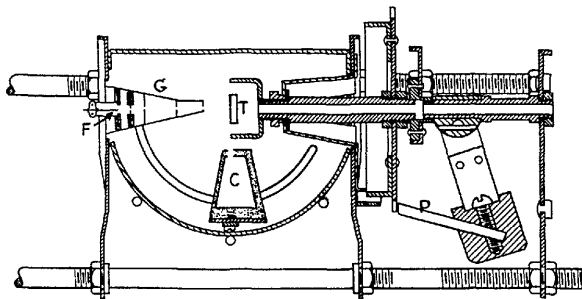


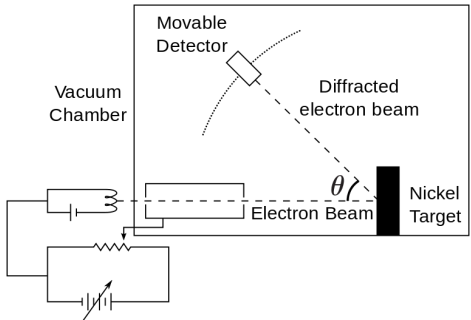
Fig. 2. Cross-sectional view of the experimental apparatus—glass bulb not shown.

# Doświadczenie Davissona i Germera

Już w 1921 roku C.J.Davisson, badając rozpraszanie elektronów na powierzchni różnych metali, zauważył dziwne kształty rozkładów kątowych.

Efekt stał się dużo silniejszy, gdy po wypadku w laboratorium polikrystaliczna próbka niklu uległa rekrytalizacji.

Układ doświadczalny:



Już w 1921 roku C.J.Davisson, badając rozpraszanie elektronów na powierzchni różnych metali, zauważył dziwne kształty rozkładów kątowych.

Efekt stał się dużo silniejszy, gdy po wypadku w laboratorium polikrystaliczna próbka niklu uległa rekrytalizacji.

Publikacja wyników: 1927

*Second Series*

*December, 1927*

*Vol. 30, No. 6*

THE  
PHYSICAL REVIEW

---

DIFFRACTION OF ELECTRONS BY A CRYSTAL OF NICKEL

BY C. DAVISSON AND L. H. GERMER

ABSTRACT

*The intensity of scattering* of a homogeneous beam of electrons of adjustable speed incident upon a single crystal of nickel has been measured as a function of direction. The crystal is cut parallel to a set of its {111}-planes and bombardment is at normal incidence. The distribution in latitude and azimuth has been determined for such scattered electrons as have lost little or none of their incident energy.



Dla wybranych ustawień kryształu i kierunków obserwacji, liczba rozproszonych elektronów bardzo silnie zależała od przyłożonego napięcia:

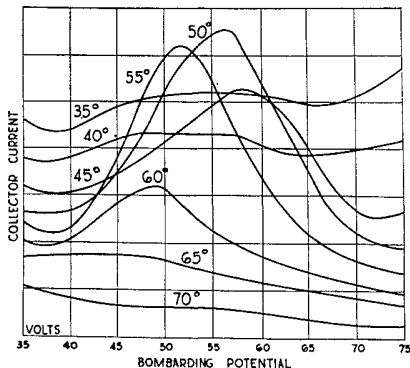


Fig. 9. Curves of collector current vs. bombarding potential—showing the development of the “54 volt beam.” Azimuth {111}.

Natężenie w funkcji napięcia dla różnych kątów obserwacji

Dla wybranych **ustawień kryształu** i **kierunków obserwacji**, liczba rozproszonych elektronów bardzo silnie zależała od **przyłożonego napięcia**:

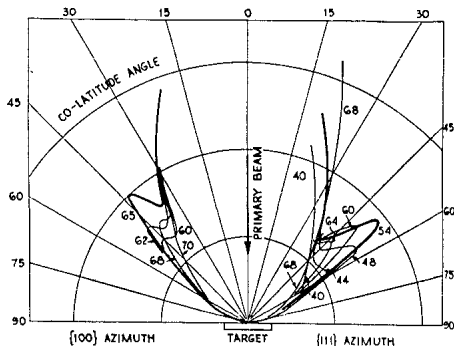
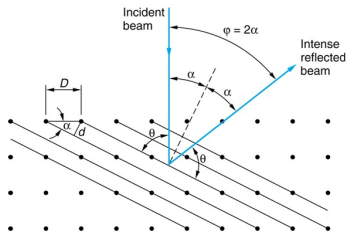


Fig. 10. Scattering curves showing the occurrence of the "54 volt" electron beam and the "65 volt" electron beam. (On each scattering curve is indicated the bombarding potential in volts.)

**Natężenie w funkcji kąta dla różnych napięć i dwóch ustawień kryształu**

# Doświadczenie Davissona i Germera

Wynik można wytłumaczyć przyjmując hipotezę **falowej natury elektronu**  
 Wzmocnienie możemy obserwować pod kątem odpowiadającym ustawieniu płaszczyzn atomowych w kryształach:

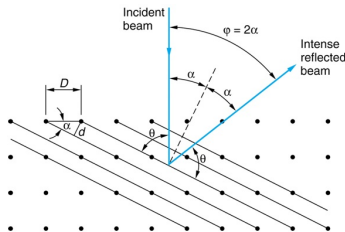


jeśli jednocześnie różnica dróg optycznych pomiędzy płaszczyznami

$$D \sin \phi = n\lambda$$

# Doświadczenie Davissona i Germera

Wynik można wytłumaczyć przyjmując hipotezę **falowej natury elektronu**  
 Wzmocnienie możemy obserwować pod kątem odpowiadającym ustawieniu płaszczyzn atomowych w kryształach:



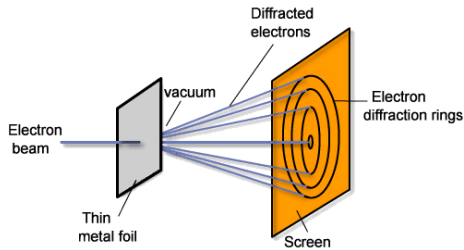
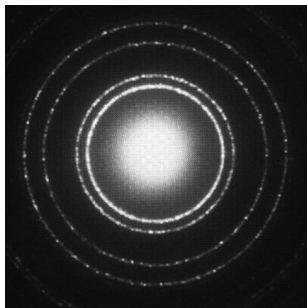
jeśli jednocześnie różnica dróg optycznych pomiędzy płaszczyznami

$$D \sin \varphi = n\lambda$$

Obserwowane maksimum dla  $\varphi = 50^\circ$ ,  $D = 2.15 \text{ \AA}$   $\Rightarrow \lambda = 1.65 \text{ \AA}$   $n = 1$

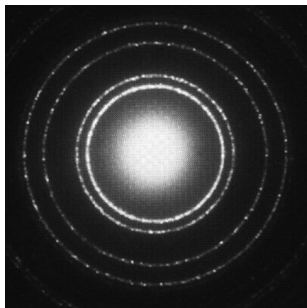
Teoria de Broigla:  $\lambda = \frac{h}{p} \Rightarrow \lambda = 1.67 \text{ \AA}$

W 1927 roku G.P.Thomson (syn J.J.Thomsona) zaobserwował dyfrakcję “energetycznych” elektronów przy przejściu przez cienką metalową folię

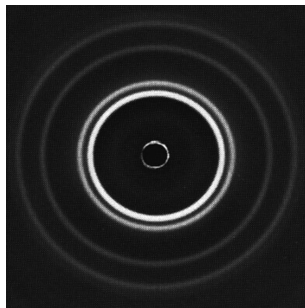


Elektrony o  $E_e = 600 \text{ eV}$   
 $\lambda_e \approx 0.5 \text{ \AA}$   
przechodzące przez folię aluminiową

W 1927 roku G.P.Thomson (syn J.J.Thomsona) zaobserwował dyfrakcję “energetycznych” elektronów przy przejściu przez cienką metalową folię



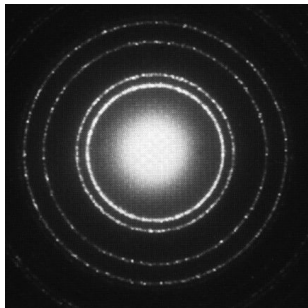
Elektrony o  $E_e = 600$  eV  
 $\lambda_e \approx 0.5$  Å  
przechodzące przez folię aluminiową



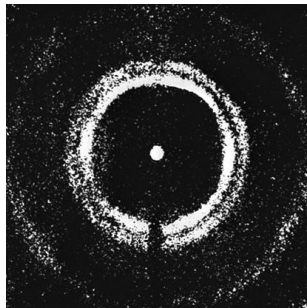
Obraz uzyskany dla promieni  
rentgenowskich  
 $\lambda_\gamma \approx 0.7$  Å

Zgodny rozkład maksimum dyfrakcyjnych  $\Rightarrow$  potwierdzenie opisu falowego

W 1927 roku G.P.Thomson (syn J.J.Thomsona) zaobserwował dyfrakcję “energetycznych” elektronów przy przejściu przez cienką metalową folię



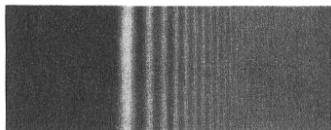
Elektrony o  $E_e = 600$  eV  
 $\lambda_e \approx 0.5$  Å  
przechodzące przez folię aluminiową



Obraz uzyskany dla powolnych  
neutronów (0.06 eV) na miedzi  
 $\lambda_n \approx 1.2$  Å

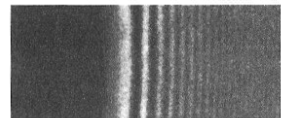
Zgodny rozkład maksimum dyfrakcyjnych  $\Rightarrow$  potwierdzenie opisu falowego

Podobnie jak dla światła, dyfrakcję obserwujemy w różnych sytuacjach

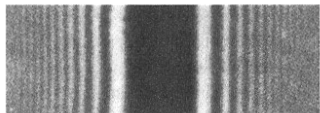


Ugięcie **na krawędzi** folii:

światło czerwone:  $\lambda_{\gamma} \approx 600 \text{ nm}$



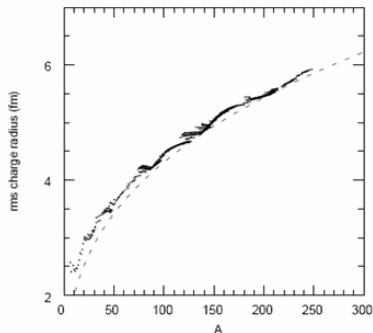
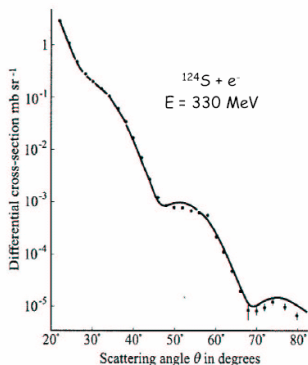
elektrony:  $\lambda_e = 0.05 \text{ \AA}$



Elektrony **na drucie**  $2\mu\text{m}$ ,  $\lambda_e = 0.03 \text{ \AA}$



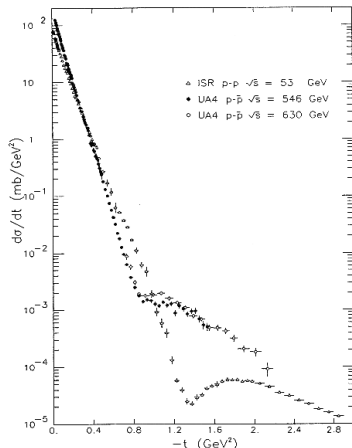
Rozpraszanie wiązki elektronów na jądrach  $\Rightarrow$  pomiar ich rozmiarów.



Charakterystyczne minima dyfrakcyjne  
jak w rozpraszaniu na kulistej przegrodzie.

$$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

## Rozpraszanie proton-proton i proton-antyproton



Wyniki eksperymentów ISR i UA4 w CERN

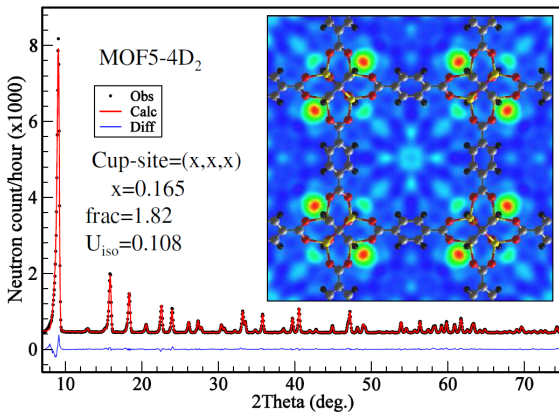
Rozpraszanie elastyczne:



⇒ rozmiar protonu  $\sim 0.8$  fm

Przekaz czteropędu  $t$  jest miarą kąta rozproszenia

Jest obecnie, obok dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego, najsilniejszym narzędziem badania struktury materii na poziomie atomowym



Wyniki pomiaru rozpraszania neutronów ( $\lambda_n = 2.08\text{\AA}$ ) na proszku MOF5-4D<sub>2</sub> i wizualizacja rekonstruowanej struktury.

- 1 Hipoteza de Broigla
- 2 Potwierdzenie doświadczalne
- 3 Fale materii**
- 4 Mikroskop elektronowy
- 5 Eksperyment qBounce

Każdą cząstkę swobodną o określonej energii i pędzie możemy przedstawić w postaci fali harmoniczej

$$\Psi(\vec{r}, t) = A \exp \left[ i \left( \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \right) \right]$$

Każdą cząstkę swobodną o określonej energii i pędzie możemy przedstawić w postaci fali harmoniczej

$$\Psi(\vec{r}, t) = A \exp \left[ i \left( \frac{\vec{p}}{\hbar} \vec{r} - \frac{E}{\hbar} t \right) \right]$$

Każdą cząstkę swobodną o określonej energii i pędzie możemy przedstawić w postaci fali harmoniczej

$$\Psi(\vec{r}, t) = A \exp \left[ i \left( \frac{\vec{p}}{\hbar} \vec{r} - \frac{E}{\hbar} t \right) \right]$$

Dla cząstki poruszającej się w dodatnim kierunku osi X

$$\Psi(x, t) = A e^{i(k_x x - \omega t)}$$

# Fale materii

Każdą cząstkę swobodną o określonej energii i pędzie możemy przedstawić w postaci fali harmoniczej

$$\Psi(\vec{r}, t) = A \exp \left[ i \left( \frac{\vec{p}}{\hbar} \vec{r} - \frac{E}{\hbar} t \right) \right]$$

Dla cząstki poruszającej się w dodatnim kierunku osi X  $k_x > 0$

$$\Psi(x, t) = A e^{i(k_x x - \omega t)}$$

Dla cząstki poruszającej się w ujemnym kierunku osi X  $k_x < 0$

$$\Psi(x, t) = A e^{i(k_x x - \omega t)}$$

$$k_x = \frac{p_x}{\hbar} \quad \omega = \frac{E}{\hbar}$$

najczęściej będziemy właśnie omawiać zagadnienia jednowymiarowe



## Fala harmoniczna to idealizacja!

Odpowiada cząstce o dokładnie znanym pędzie i energii,  
ale **nieokreślonej pozycji** (może być wszędzie)...

## Fala harmoniczna to idealizacja!

Odpowiada cząstce o dokładnie znanym pędzie i energii,  
ale **nieokreślonej pozycji** (może być wszędzie)...

Rzeczywiste funkcje falowe są najczęściej ograniczone w przestrzeni.  
Ale możemy je zawsze przedstawić jako **superpozycję** fal harmonicznych!  
(dla cząstek swobodnych)

# Fale materii

## Fala harmoniczna to idealizacja!

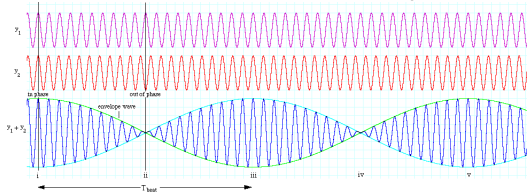
Odpowiada cząstce o dokładnie znanym pędzie i energii,  
ale **nieokreślonej pozycji** (może być wszędzie)...

Rzeczywiste funkcje falowe są najczęściej ograniczone w przestrzeni.  
Ale możemy je zawsze przedstawić jako **superpozycję** fal harmonicznych!  
(dla cząstek swobodnych)

## Paczka falowa

Superpozycja **wielu** fal harmonicznych (w ogólności: stanów "bazowych")

Już złożenie dwóch fal harmonicznych daje pewną informację o pozycji



## Paczka falowa

Aby uzyskać lokalizację przestrzenną fali trzeba dokonać superpozycji stanów o ciągłym rozkładzie wektora falowego:

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(k) e^{i(kx - \omega t)} dk$$

W przypadku cząstki swobodnej, rozkład w przestrzeni pędów  $\varphi(k)$  nie będzie zależał od czasu

I zasada dynamiki Newtona

Rozkład w przestrzeni pędów możemy wyznaczyć poprzez transformatę Fouriera rozkładu przestrzennego

więcej na ćwiczeniach

## Paczka falowa

Paczki falowe dla cząstek definiujemy podobnie od impulsów fali elektromagnetycznej (superpozycja fal harmoniczných)

Jest jednak istotna różnica!

Dla fali elektromagnetycznej (fotonów):

$$\omega = \frac{E}{\hbar} = \frac{p c}{\hbar} = k \cdot c$$

$$\Rightarrow v_f = \frac{\omega}{k} = \text{const} = c$$

$v_f = \frac{\omega}{k}$  - prędkość fazowa fali

Dla fal elektromagnetycznych (w próżni) jest stała i **nie zależy od pędu**

## Prędkość fazowa

Dla paczek fal de Broigla

Rozważamy przypadek nierelatywistyczny:  $E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$

$$\omega = \frac{E}{\hbar} = \frac{p^2}{2m \hbar} = \frac{p}{2m} \cdot k = \frac{v}{2} \cdot k$$

$$\Rightarrow v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{v}{2} \quad ???$$

## Prędkość fazowa

Dla paczek fal de Broigla

Rozważamy przypadek nierelatywistyczny:  $E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$

$$\omega = \frac{E}{\hbar} = \frac{p^2}{2m \hbar} = \frac{p}{2m} \cdot k = \frac{v}{2} \cdot k$$

$$\Rightarrow v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{v}{2}$$

Prędkość fazowa jest prędkością rozchodzenia się harmonicznch oscylacji fazy funkcji falowej, ale **nie można jej utożsamiać z prędkością cząstki !!!**

## Prędkość fazowa

Dla paczek fal de Broigla

Rozważamy przypadek nierelatywistyczny:  $E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$

$$\omega = \frac{E}{\hbar} = \frac{p^2}{2m \hbar} = \frac{p}{2m} \cdot k = \frac{v}{2} \cdot k$$

$$\Rightarrow v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{v}{2}$$

Prędkość fazowa jest prędkością rozchodzenia się harmonicznch oscylacji fazy funkcji falowej, ale **nie można jej utożsamiać z prędkością cząstki !!!**

## Prędkość grupowa

opisuje prędkość propagacji cząstki (jej paczki falowej)

$$v_g = \frac{d\omega(k)}{dk}$$



## Prędkość grupowa

Dla paczek fal de Broigla

Rozważamy przypadek nierelatywistyczny:  $E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$

$$\omega(k) = \frac{E}{\hbar} = \frac{p^2}{2m \hbar} = \frac{\hbar p^2}{2m \hbar^2} = \frac{\hbar}{2m} \cdot k^2$$

$$\Rightarrow v_g = \frac{d\omega(k)}{dk} = \frac{\hbar}{2m} \cdot 2k = \frac{\hbar k}{m} = \frac{p}{m} = v$$

Prędkość grupową paczki falowej możemy utożsamiać z predkością cząstki!

## Prędkość grupowa

Dla paczek fal de Broigla

Rozważamy przypadek nierelatywistyczny:  $E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$

$$\omega(k) = \frac{E}{\hbar} = \frac{p^2}{2m \hbar} = \frac{\hbar p^2}{2m \hbar^2} = \frac{\hbar}{2m} \cdot k^2$$

$$\Rightarrow v_g = \frac{d\omega(k)}{dk} = \frac{\hbar}{2m} \cdot 2k = \frac{\hbar k}{m} = \frac{p}{m} = v$$

**Prędkość grupową** paczki falowej możemy utożsamiać z prędkością cząstki!

Dla fal de Broigla prędkość grupowa jest różna od prędkości fazowej. Oznacza to, że profil paczki falowej zmienia się w czasie!

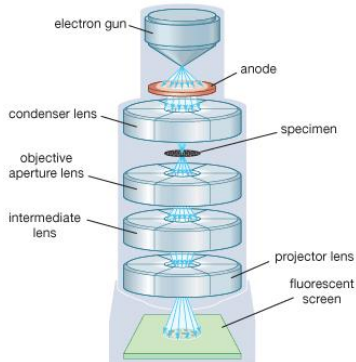
**Ewolucja paczki falowej!**

- 1 Hipoteza de Broigla
- 2 Potwierdzenie doświadczalne
- 3 Fale materii
- 4 Mikroskop elektronowy**
- 5 Eksperyment qBounce

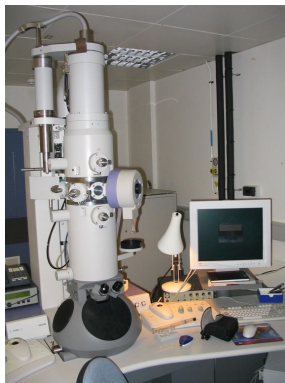
Rozdzielczość mikroskopów optycznych ograniczona jest przez długość fali światła widzialnego (400–700 nm).

Jeśli chcemy dokładniej obejrzeć próbkę, możemy wykorzystać elektrony.

Ograniczenie wynikające z ich falowego rozmycia jest na poziomie rozmiarów atomów.



© 2008 Encyclopædia Britannica, Inc.

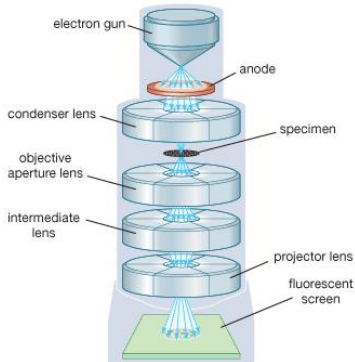


# Transmisyjny Mikroskop Elektronowy

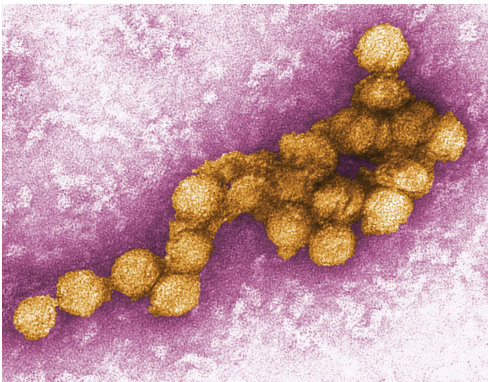
Rozdzielczość mikroskopów optycznych ograniczona jest przez długość fali światła widzialnego (400–700 nm).

Jeśli chcemy dokładniej obejrzeć próbkę, możemy wykorzystać elektrony.

Ograniczenie wynikające z ich falowego rozmycia jest na poziomie rozmiarów atomów.



© 2008 Encyclopædia Britannica, Inc.

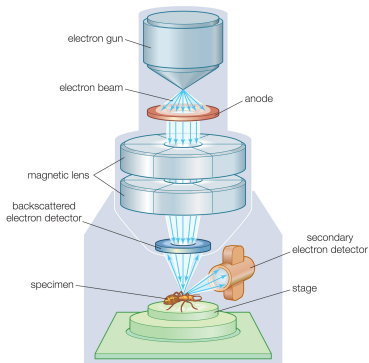


Wirus Zachodniego Nilu

Mikroskop transmisyjny pozwala badać jedynie cienkie warstwy substancji

W przypadku innych próbek możemy mierzyć rozproszone elektrony.

Nie mamy "klasycznego" obrazu. Mierzymy rozproszenie dla różnych punktów padania wiązki. Rozdzielczość ograniczona jest rozmiarami wiązki "omiatającej" badany przedmiot.



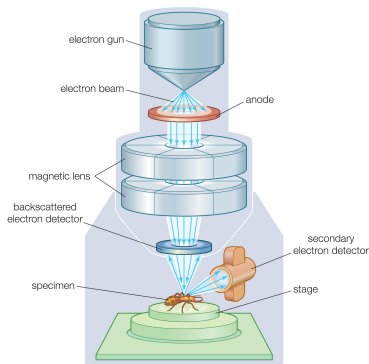
© 2012 Encyclopædia Britannica, Inc.



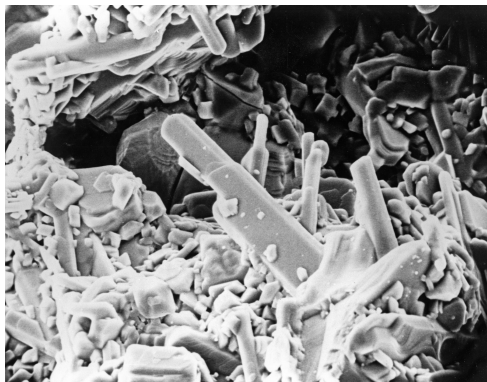
Mikroskop transmisyjny pozwala badać jedynie cienkie warstwy substancji

W przypadku innych próbek możemy mierzyć rozproszone elektrony.

Nie mamy "klasycznego" obrazu. Mierzymy rozproszenie dla różnych punktów padania wiązki. Rozdzielczość ograniczona jest rozmiarami wiązki "omiatającej" badany przedmiot.



© 2012 Encyclopædia Britannica, Inc.

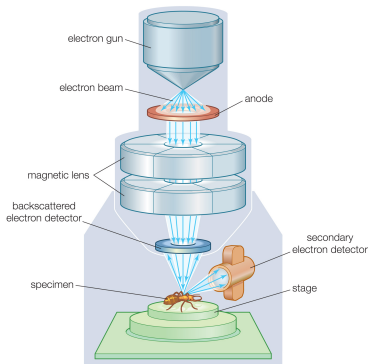


Pył księżycowy

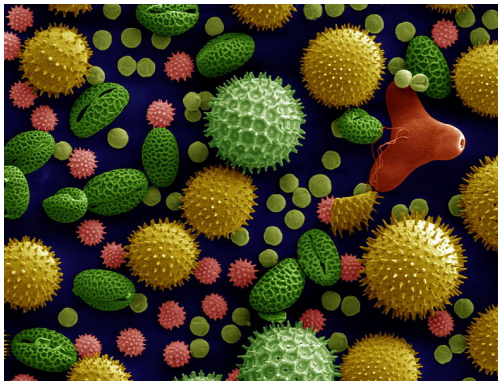
Mikroskop transmisyjny pozwala badać jedynie cienkie warstwy substancji

W przypadku innych próbek możemy mierzyć rozproszone elektrony.

Nie mamy "klasycznego" obrazu. Mierzymy rozproszenie dla różnych punktów padania wiązki. Rozdzielczość ograniczona jest rozmiarami wiązki "omiatającej" badany przedmiot.



© 2012 Encyclopædia Britannica, Inc.



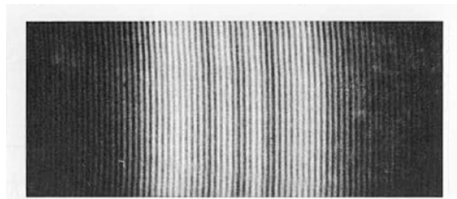
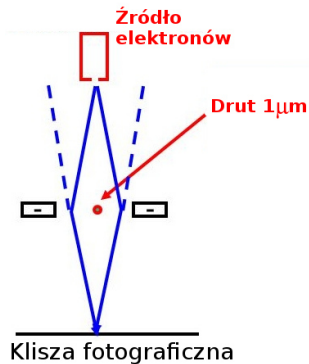
Pyłki kwiatowe (sztuczne kolory)



## Doświadczenie Möllenstedta–Düker 1956

Elektronowy odpowiednik doświadczenia Younga.

Interferencja dwóch wiązek elektronów:

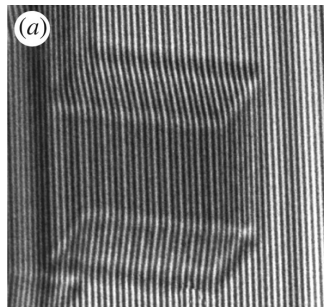
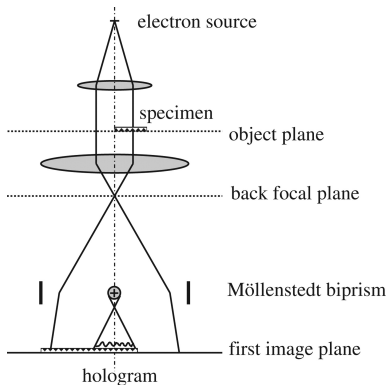


Prążki interferencyjne

Dodatnio naładowany drut "dzieli" wiązkę na dwie

W układzie interferencyjnym wprowadzamy próbkę, która częściowo przesłania wiązkę elektronów.

Obraz interferencyjny ulega zmianie:



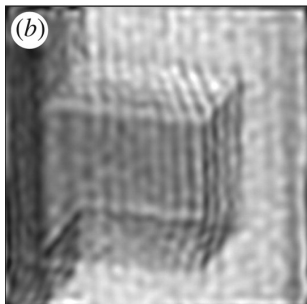
Hologram kryształu MgO

H.Lichte, D.Geiger, M.Linck, Phil. Trans. R. Soc. A (2009) 367, 3773-3793

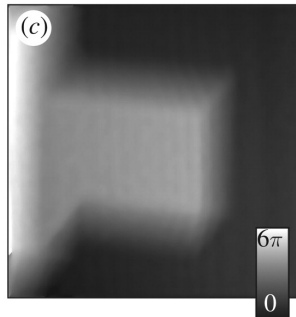
Obraz interferencyjny pozwala uzyskać informację o **amplitudzie** i **fazie** rozpraszania elektronów w danym materiale z rozdzielczością przestrzenną lepszą niż w “zwykłym” mikroskopie transmisyjnym

Wyniki analizy obrazu kryształu MgO

**Amplituda**



**Faza**

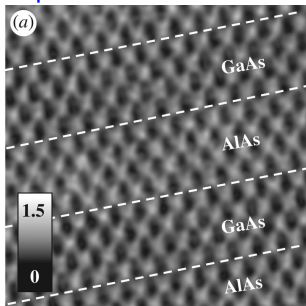


H.Lichte, D.Geiger, M.Linck, Phil. Trans. R. Soc. A (2009) 367, 3773-3793

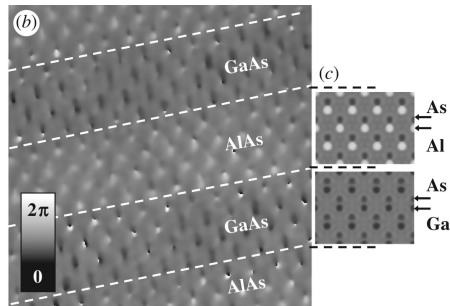
Obraz interferencyjny pozwala uzyskać informację o **amplitudzie** i **fazie** rozpraszania elektronów w danym materiale z rozdzielczością przestrzenną lepszą niż w “zwykłym” mikroskopie transmisyjnym

Wyniki analizy obrazu cienkich warstw półprzewodnika

Amplituda



Faza



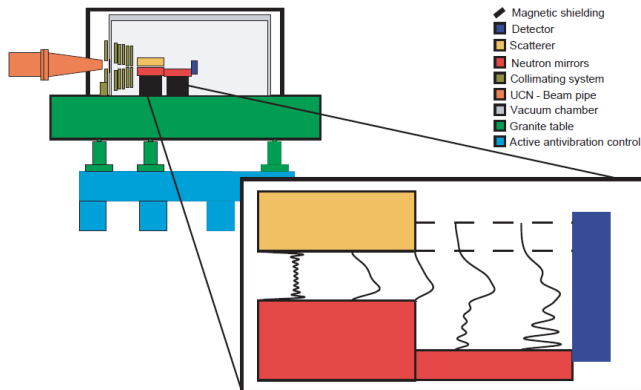
Faza ujawnia dodatkowe szczegóły!

H.Lichte, D.Geiger, M.Linck, Phil. Trans. R. Soc. A (2009) 367, 3773-3793

- 1 Hipoteza de Broigla
- 2 Potwierdzenie doświadczalne
- 3 Fale materii
- 4 Mikroskop elektronowy
- 5 Eksperyment qBounce

## qBounce

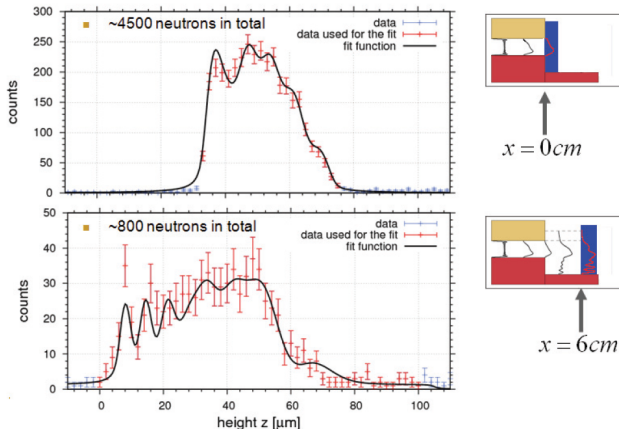
Eksperyment qBounce badał zachowanie ultra-zimnych neutronów



Neutrony o energii  $\sim \text{peV}$  ( $10^{-12}$  eV) spadają ze stopnia o wysokości  $20\mu\text{m}$

## qBounce

Wyniki pomiaru spadku swobodnego ultra-zimnych neutronów



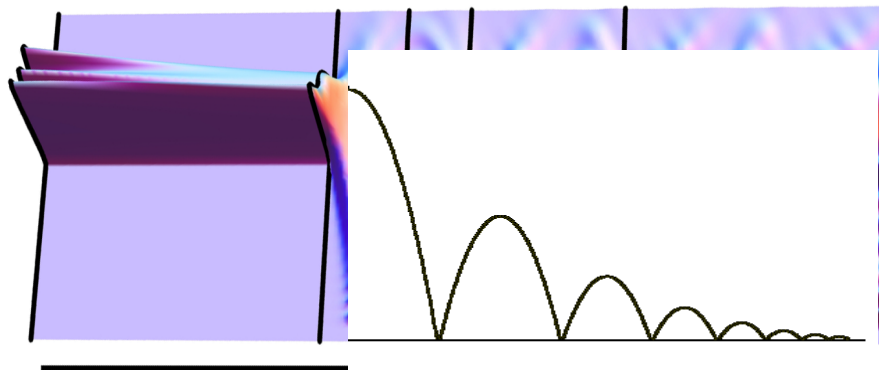
Mierzmy pozycję neutronu uderzającego w detektor.

Położenie detektora  $\Rightarrow$  czas spadku swobodnego

( $v = 5 - 12 \text{ m/s}$ )

## qBounce

Wyniki pomiaru spadku swobodnego ultra-zimnych neutronów



State preparation

Time evolution

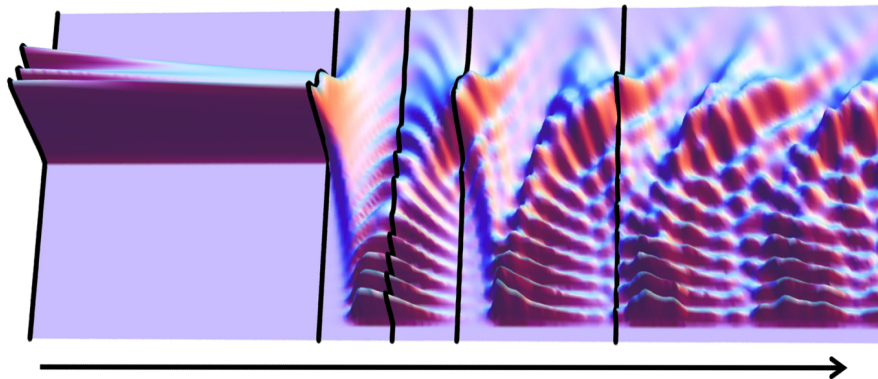
Mierzmy pozycję neutronu uderzającego w detektor.

Położenie detektora  $\Rightarrow$  czas spadku swobodnego ( $v = 5 - 12$  m/s)



## qBounce

Wyniki pomiaru spadku swobodnego ultra-zimnych neutronów



State preparation

Time evolution

Mierzmy pozycję neutronu uderzającego w detektor.

Położenie detektora  $\Rightarrow$  czas spadku swobodnego ( $v = 5 - 12$  m/s)