Konsekwencje dualizmu korpuskularno falowego: – równanie Schrödingera i jego zastosowanie

Dr inż. Zbigniew Szklarski

Instytut Elektroniki, paw. C-1, pok.321

szkla@agh.edu.pl

http://layer.uci.agh.edu.pl/Z.Szklarski/

Rys historyczny – sytuacja nauce na przełomie XIX/XX w

Przed 1900r. – zjawiska wyjaśniano poprzez fizykę klasyczną:

- równania Newtona – opis w skali laboratoryjnej i astronomicznej
- na ich podstawie –ruch cząsteczek w gazach –kin. teoria gazów
- 1897 – odkrycie elektronu – jest jak cząstka newtonowska
- Young, Hertz – opis falowy światła i fal elektro-magnetycznych

PROBLEM – jak wyjaśnić widmo ciała doskonale czarnego, ciepło właściwe ciał stałych w niskich temperaturach ?

1900 – Planck – kwanty promieniowania $E = h\nu$ wyjaśnienie widma promieniowania

1904 Einstein teoria kwantów $\Rightarrow$ wyjaśnienie zjawiska fotoelektr.

1913 Bohr – skwantowanie poziomów energetycznych atomu

do roku 1924 – materia jest złożona z dyskretnych cząsteczek newtonowskich

1924 – de Broglie – materia ma dualny charakter $\lambda = h/p$

Uogólnienie hipotezy de Broglie przez **Schrödingera** dało początek „nowej” mechanice kwantowej.

Tak więc z elektronami i innymi materialnymi cząsteczkami związana jest opisana przez de Broglie’a fala materii.

Funkcja opisująca przemieszczanie się tej fali nazywa się **funkcją falową**. Funkcja ta reprezentuje tylko jedną cząstkę a nie rozkład statystyczny wielu cząstek, sama funkcja falowa nie ma sensu fizycznego, a ma go dopiero jej kwadrat.

Ponieważ funkcja falowa może przyjmować wartości zespolone, to w notacji zespolonej, falę tę można zapisać jako:

$$\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)} = A(\cos k\,x - i\sin\omega\,t)$$

gdzie $\omega = \dfrac{E}{\hbar}$ i $k = \dfrac{p}{\hbar}$ lub $\Psi(x,t) = Ae^{\frac{i(px-Et)}{\hbar}}$

Zarówno funkcje falowe $\Psi(\vec{\mathbf{r}},t)$ lub $\Psi(x,t)$ jak i ich pochodne po położeniu muszą być:

- ciągłe,
- jednoznaczne oraz
- $\Psi^*(x,t)\Psi(x,t) = |\Psi(x,t)|^2$ jest prawdopodobieństwem przypadającym na jednostkę długości osi *x*, znalezienia cząstki w chwili *t* w punkcie *x*.

Ta *funkcja falowa* jest rozwiązaniem pewnego liniowego równania różniczkowego – *równania Schrödingera.*

Poprzednio poznaliśmy dla przypadków jednowymiarowych:

Dla fali akustycznej: $y(x,t) = A\sin(kx - \omega t)$ $\Longleftrightarrow$ $\dfrac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \dfrac{1}{v^2}\dfrac{\partial^2 y}{\partial t^2}$

Dla fali elektromagnetycznej:

$E(x,t) = E_m \cdot cos(\omega t\text{-}kx)$

$B(x,t) = B_m \cdot cos(\omega t\text{-}kx)$

$\Longleftrightarrow$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} = \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2}$$

a dla fali de Broglie'a $\Psi(x,t) = A(\cos k\,x - i \sin \omega\, t)$ $\Leftrightarrow$?

sposób poszukiwania równania falowego jest podobny, ale nie da się go wyprowadzić ani z równań Newtona ani Maxwella – musi ono być zgodne z postulatami de Broglie'a i Einsteina:

- spełniona jest relacja de Broglie'a: $\lambda = \dfrac{h}{|\vec{p}|}$
- przyjęta została klasyczna definicja (nie relatywistyczna) energii całkowitej: $E = \dfrac{p^2}{2m} + V(x)$

Jeżeli cząsteczka swobodna opisana przez funkcję $\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)}$

ma niewielką prędkość (gdy energia całkowita $E = E_k$), to jej pęd:

$p = k\hbar$ a energia: $E = \dfrac{p^2}{2m} = \boxed{\dfrac{k^2\hbar^2}{2m}}$

dla fali $E = h\nu = h\dfrac{\omega}{2\pi} = \boxed{\hbar\omega}$

więc otrzymujemy tzw. *związek dyspersyjny* ω i *k*: $\boxed{\omega = \dfrac{\hbar k^2}{2m}}$

Poszukiwania odpowiedniego równania falowego – równanie Schrödingera

Podobnie jak dla innych równań falowych obliczamy pochodne (po t i x) wyjściowego równania fali: $\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)}$

$$\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t} = -i\omega \underbrace{Ae^{i(kx-\omega t)}}_{\Psi(x,t)} = -i\omega\Psi(x,t) \qquad \frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = -k^2 \underbrace{Ae^{i(kx-\omega t)}}_{\Psi(x,t)} = -k^2\Psi(x,t)$$

oraz wykorzystując związek dyspersyjny $\omega \leftrightarrow k$ $\left(\omega = \frac{\hbar k^2}{2m}\right)$

otrzymujemy $$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}}$$

Jest to ogólne równanie Schrödingera dla cząsteczki swobodnej o stałej energii kinetycznej E (nie uwzględniamy energii spoczynkowej).

Jeżeli na cząstkę działa siła określona przez energię potencjalną V(x) zależną od położenia cząsteczki, to wówczas jej energia kinetyczna

$$F(x) = -\frac{\partial V(x)}{\partial x}$$

$$E_k = \frac{p^2}{2m} = E - V(x)$$

Otrzymujemy wówczas równanie

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2 \Psi(x,t)}{\partial x^2} = \left(E - V(x)\right)\Psi(x,t)$$

Zgodnie z postulatem Einsteina $E = \hbar\omega$ oraz $\omega\Psi(x,t) = i\frac{\partial \Psi(x,t)}{\partial t}$

zatem $E\Psi(x,t) = i\hbar\frac{\partial \Psi(x,t)}{\partial t}$

Mamy zatem ogólne równanie Schrödingera dla cząsteczki poruszającej się w potencjale V(x).

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2 \Psi(x,t)}{\partial x^2} + V(x)\Psi(x,t) = i\hbar\frac{\partial \Psi(x,t)}{\partial t} \qquad !}$$

Rozwiązaniem jest iloczyn funkcji, z których każda zależy tylko od jednej zmiennej

$$\Psi(x,t) = \psi(x) \cdot \varphi(t)$$

metoda separacji zmiennych

Podstawiając do ogólnego równania Schrödingera

$$-\frac{\hbar}{2m}\varphi(t)\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + V(x)\psi(x)\varphi(t) = i\hbar\psi(x)\frac{d\varphi(t)}{dt}$$

i rozdzielając zmienne otrzymamy równanie:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\psi(x)}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + V(x) = \frac{i\hbar}{\varphi(t)}\frac{d\varphi(t)}{dt}$$

Lewa strona tego równania nie zależy od *t*, a prawa nie zależy od *x*. Wynika stąd, że wspólna dla obu stron równania wartość musi być stała - jest to energia całkowita cząstki **E**

Rozwiązaniem prawej strony równania jest funkcja $\phi(t) = e^{-i\frac{Et}{\hbar}}$

Natomiast lewa strona daje równanie:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\psi(x)}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}+V(x)=E \quad \Rightarrow \quad \boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}+V(x)\psi(x)=E\psi(x)}$$

Jest to równanie Schrödingera niezależne od czasu – energia potencjalna V(x) jest stała w czasie.

Poprawne fizycznie rozwiązania istnieją tylko dla niektórych wartości energii *E* – są to tzw. ***wartości własne***.
Każdej wartości własnej odpowiada ***funkcja własna*** *ψ(x).*

$$\psi(x)=Ae^{-\frac{\sqrt{2m(E-V(x))}}{\hbar}}$$

Funkcje własne i ich pochodne muszą mieć następujące właściwości:

muszą być – skończone, jednoznaczne i ciągłe.

Każdej funkcji własnej $\psi(x)$ odpowiada funkcja falowa $\Psi(x,t)$, która jest rozwiązaniem ogólnego równania Schrödingera:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2}+V(x)\Psi(x,t)=i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}$$

$$\Psi(x,t)=\psi(x)e^{-i\frac{Et}{\hbar}}$$

Zatem rozwiązaniem ogólnego równania Schrödingera jest też kombinacja liniowa funkcji falowych

$$\Psi(x,t)=C_1\Psi_1(x,t)+C_2\Psi_2(x,t)+..+\mathrm{C_n}\Psi_n(x,t)=\psi_n(x)e^{-i\frac{E_n t}{\hbar}}$$

podstawiając $\hbar k = p$ $\hbar\omega = E$

otrzymujemy $\Psi(x,t)=\psi(x)e^{-i\omega t}$ lub $\Psi(x,t)=Ae^{\frac{i(px-Et)}{\hbar}}$

Jest to równanie **fali bieżącej**.

Dla cząsteczki swobodnej

można założyć, że V(x) = 0 zatem równanie Schrödingera niezależne od czasu przybierze postać:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x)$$

Szukamy rozwiązania w postaci $\psi(x) = Ae^{kx}$ $k = \pm i\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$

$$\psi(x) = Ae^{i\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}x} + Be^{-i\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}x}$$

np. dla rozwiązania „+" to:

fala bieżąca
w kierunku
„+" osi X

$$\psi(x) = Ae^{ikx} = A(\cos k\,x + i\sin k\,x)$$

$$\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)} = A(\cos k\,x - i\sin\omega\,t)$$

Funkcje falowe stosowane do opisu „cząstek” takich jak elektrony to „fale prawdopodobieństwa”. Tam gdzie amplituda funkcji falowej jest mała, prawdopodobieństwo znalezienia cząstki jest małe. Funkcje falowe mają fazy co pozwala im interferować jak wszystkim innym falom.

Związek funkcji falowej z zachowaniem cząstki wyraża się za pośrednictwem ***gęstości prawdopodobieństwa*** – (prawdopodobieństwa na jednostkę długości osi X, znalezienia cząstki w pobliżu punktu o współrzędnej *x* w czasie *t*).

$$\rho(x,t) = \Psi^*(x,t)\Psi(x,t) = \left|\Psi(x,t)\right|^2$$

oczywiście $\int_{-\infty}^{+\infty} \left|\psi(\vec{\mathbf{r}},t)\right|^2 d^3\vec{\mathbf{r}} = 1$ $\leftarrow$ warunek normalizacyjny

Podsumowanie – jednowymiarowe równania Schrödingera

Ogólne równanie Schrödingera dla cząsteczki swobodnej o stałej energii kinetycznej (nie uwzględniamy energii spoczynkowej tzn. $E = E_k$).

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}}$$

Niezależne od czasu równanie Schrödingera dla cząsteczki swobodnej

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x)}$$

Rozwiązaniem są funkcje falowe:

$$\psi(x) = Ae^{i\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}x} + Be^{-i\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}x}$$

Ogólne równanie Schrödingera dla cząsteczki poruszającej się w potencjale V(x).

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2}+V(x)\Psi(x,t)=i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}}$$

Rozwiązaniem są funkcje falowe:

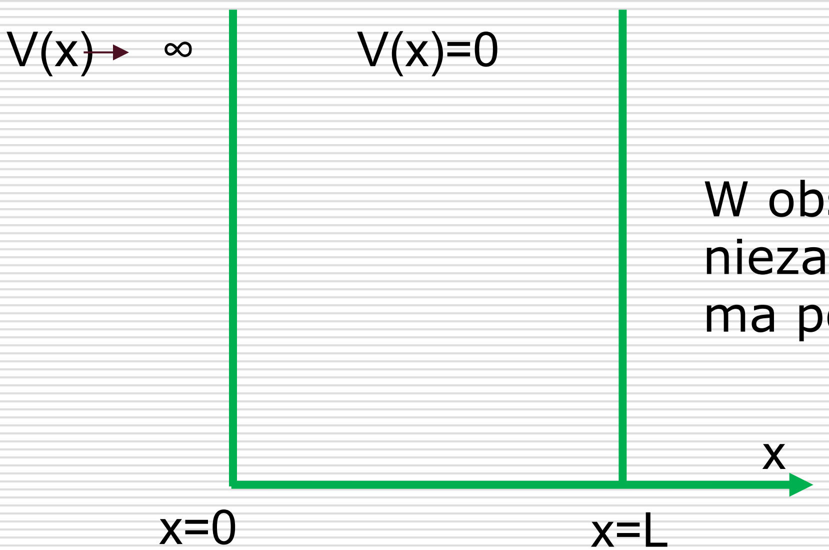
$$\Psi_n(x,t)=\psi_n(x)e^{-i\frac{E_n t}{\hbar}}$$

Równanie Schrödingera niezależne od czasu – energia potencjalna V(x) jest stała w czasie.

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}+V(x)\psi(x)=E\psi(x)}$$

Zastosowanie równania Schrödingera - nieskończona studnia potencjału

Nieskończenie duży potencjał na krawędziach studni nie pozwala elektronom opuścić obszaru 0<x<L; w tym obszarze elektron jest swobodny, a na zewnątrz studni, gęstość prawdopodobieństwa znalezienia elektronu wynosi zero



Warunki brzegowe:

$$\psi(0) = \psi(L) = 0$$

W obszarze wewnątrz studni, tj. dla 0<x<L, niezależne od czasu równanie Schrödingera ma postać:

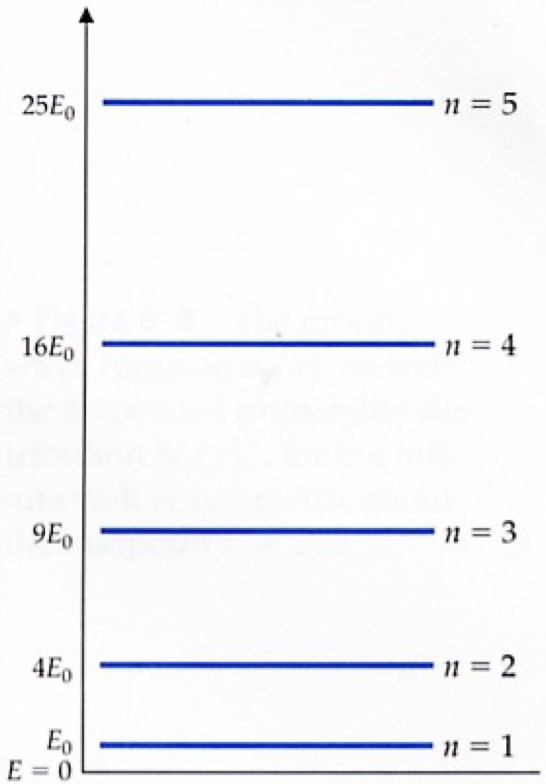
$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\psi(x) = E\psi(x)$$

Proponowane rozwiązanie:

$$\psi(x) = A\sin(kx) \quad \text{gdy:} \quad \boxed{E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}}$$

Stosując warunki brzegowe: dla x=L, ψ=0

dyskretne poziomy energetyczne



Stąd: $\sin(kL) = 0 \Rightarrow kL = n\pi$

$$k = \frac{n\pi}{L}$$ dla n = 1,2,...

Energia elektronu przyjmuje tylko wartości dyskretne

Energia jest skwantowana

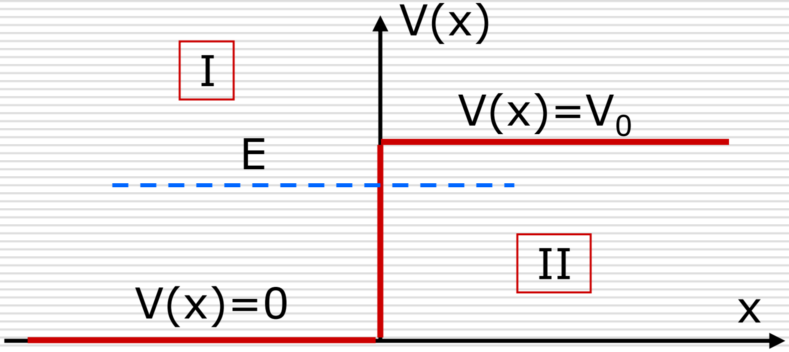
$$\boxed{E_n = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\pi n}{L}\right)^2}$$

Najniższa wartość energii E_1 (stan podstawowy dla n=1), energia drgań zerowych

$$E_1 = \frac{\hbar^2\pi^2}{2mL^2}$$

Zastosowanie równania Schrödingera dla bariery potencjału

- Cząsteczka o masie *m* i energii *E* porusza się w kierunku dodatnim osi X, napotykając w x = 0 potencjał schodkowy o wysokości V_0 – jak na rysunku. Przyjąć $E < V_0$.



Z równań klasycznych wynika że:

energia cząsteczki

$$E = E_k + E_p \qquad E = \frac{p^2}{2m} + V(x)$$

dla x < 0

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

dla x > 0 $\quad E = \frac{p^2}{2m} + V(x) < V(x) = V_0 \quad \Rightarrow \quad \frac{p^2}{2m} < 0$

cząsteczka nie może wejść w obszar *x > 0 !!*

równanie Schrödingera dla obszaru I:

x ≤ 0 $$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x)$$ jak dla cząsteczki swobodnej

Rozwiązaniem ogólnym jest funkcja własna – fala bieżąca:

$$\psi_I(x) = Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x}$$

fala bieżąca w kierunku „+” osi X

fala odbita w kierunku „-„ osi X

gdzie k_1 *obliczamy podstawiając rozwiązanie do równania dla obszaru I:*

$$k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

równanie Schrödingera dla obszaru II:

x > 0 $$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + V_0\psi(x) = E\psi(x)$$

Rozwiązaniem jest podobna funkcja własna – fala bieżąca:

$$\psi_{II}(x) = \cancel{Ce^{ik_2x}} + De^{-ik_2x}$$ gdzie $k_2 = \dfrac{\sqrt{2m(E-V_0)}}{\hbar}$

ale: gdy $x \to +\infty$ rozbieżne więc $C = 0$

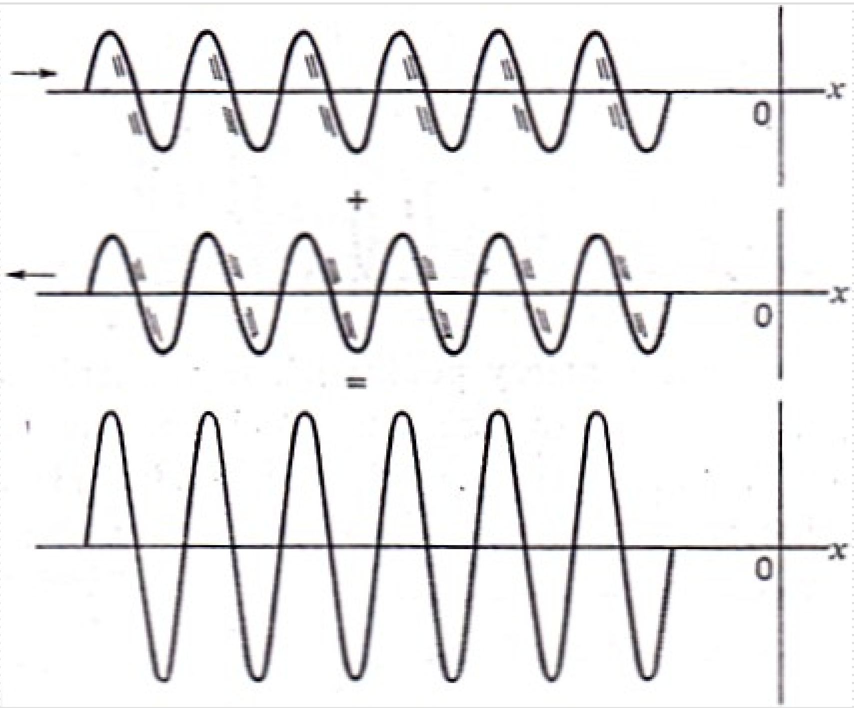
$$\psi_{II}(x) = De^{-k_2x}$$

ostatecznie:

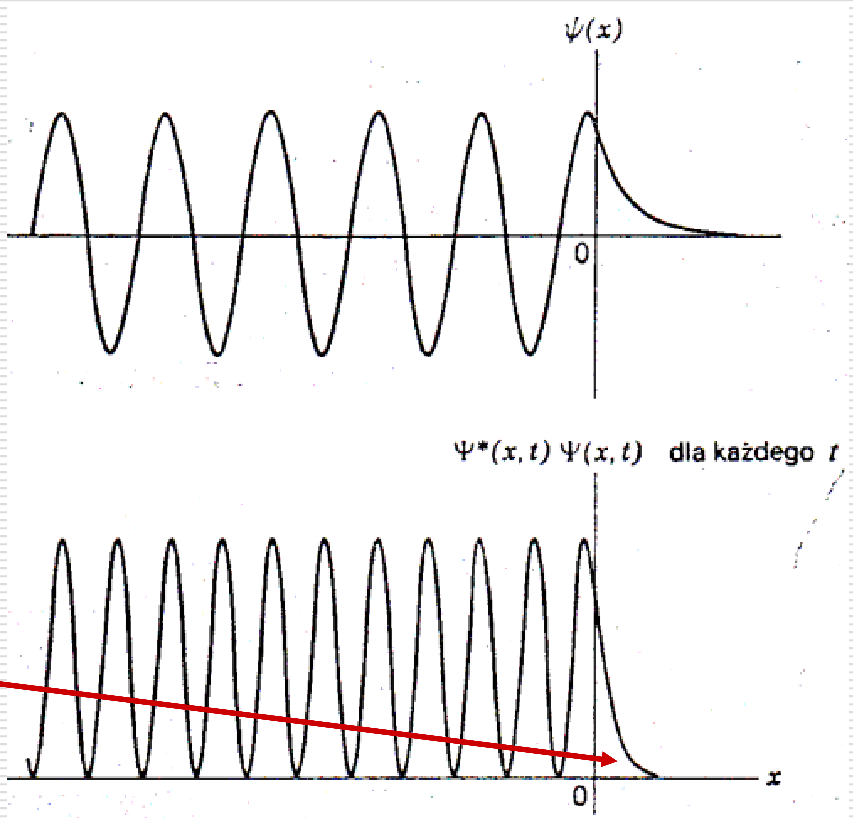
$$\psi(x) = \begin{cases} = \dfrac{D}{2}\left(1+\dfrac{ik_2}{k_1}\right)e^{ik_1x} + \dfrac{D}{2}\left(1-\dfrac{ik_2}{k_1}\right)e^{-ik_1x} & \text{dla } x \le 0 \\ = De^{-k_2x} & \text{dla } x > 0 \end{cases}$$

$$\Psi^*\Psi = D^*De^{-2k_2x} \quad > 0 \quad !!$$

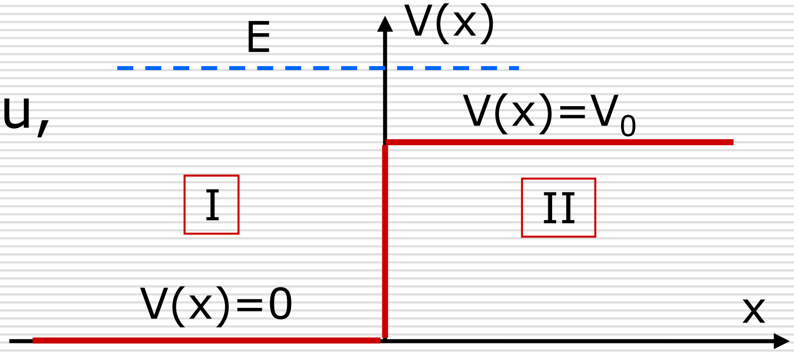
D można obliczyć z warunku normalizacji



Wniosek?



- Padająca na barierę cząsteczka ma energię $E > V_0$



klasycznie – przejdzie bez problemu,
z pędem $$p_{II}^2 / 2m = E - V_0$$

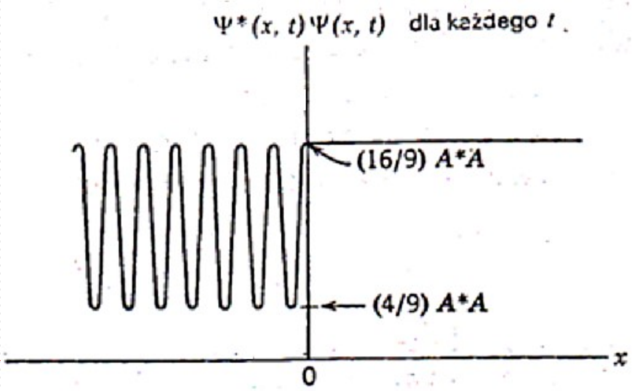
kwantowo – może się odbić.

Dla obszaru I: $$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x)$$

$$\psi_I(x) = Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x}$$

Dla obszaru II: $$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = (E - V_o)\psi(x)$$

brak odbicia $\rightarrow$ $\psi_{II}(x) = Ce^{ik_2x} \quad k_2 = \frac{p_{II}}{\hbar}$

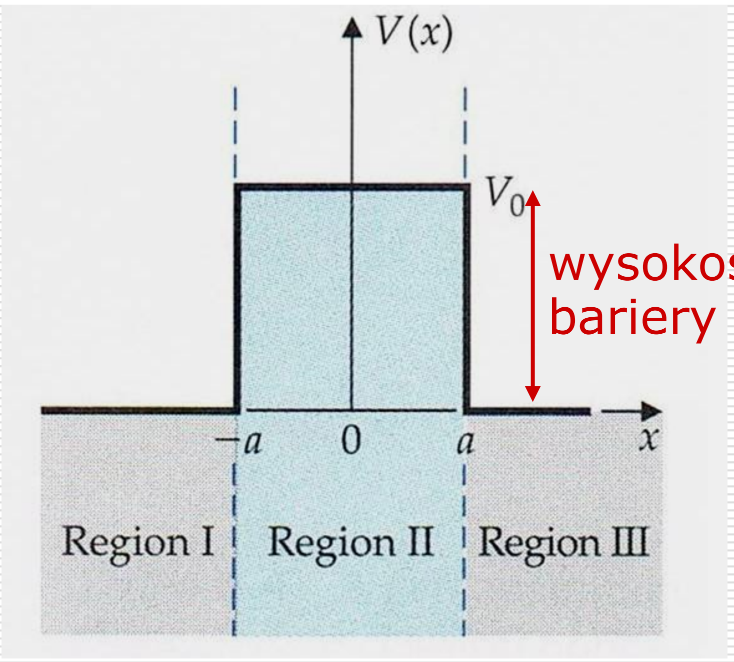


Skończona bariera potencjału

Energia potencjalna elektronu ma postać:

$$V(x)=\begin{cases} 0 \text{ dla } x<-a \text{ (region I)} \\ V_0 \text{ dla } -a<x<a \text{ (region II)} \\ 0 \text{ dla } x>+a \text{ (region III)} \end{cases}$$

Kiedy cząstka mająca określony pęd i energię zbliża się do bariery potencjału może zostać rozproszona. Wynik, który otrzymujemy w fizyce klasycznej (transmisja lub odbicie) zależy od relacji pomiędzy energią cząstki i wysokością bariery. W mechanice kwantowej wynik jest inny i nieoczekiwany.



wysokość bariery V_0

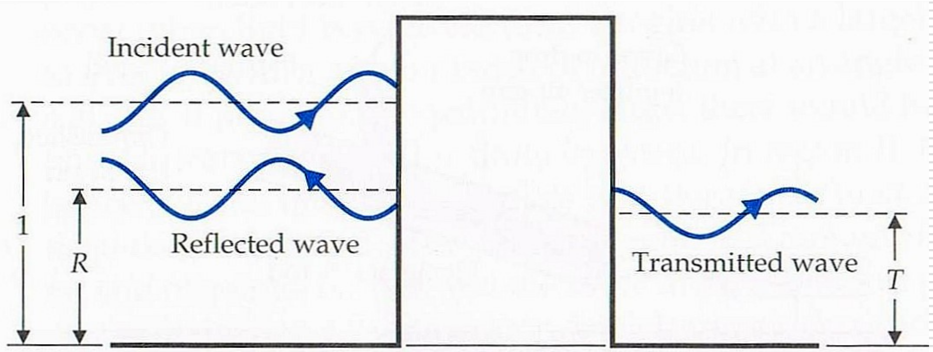
szerokość bariery $2a$

- W mechanice kwantowej :

Jeżeli $E>V_0$, to cząstka przechodzi ponad barierą lub odbija się od niej

Jeżeli $E<V_0$, wtedy istnieje niezerowe prawdopodobieństwo, że cząstka przejdzie przez barierę; jest to **tunelowanie**

Funkcje falowe można otrzymać jako rozwiązania równania Schrödingera niezależnego od czasu:



- W obszarach I i III, kiedy V(x)=0 :

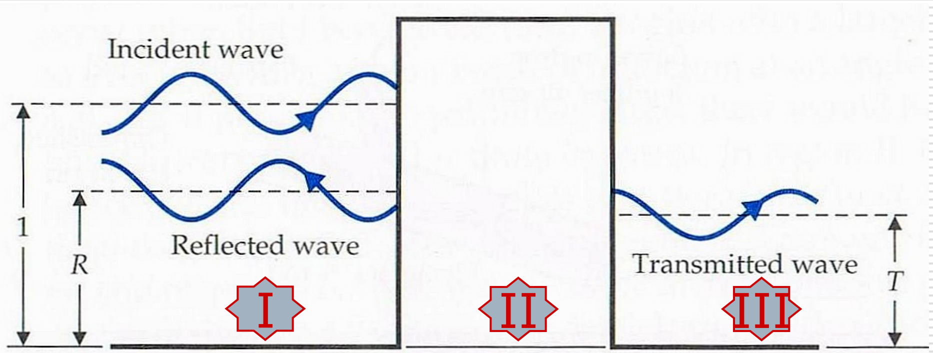
$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi(x)=0$$

- W obszarze II równanie Schrödingera :

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}-\frac{2m}{\hbar^2}\left(V_0-E\right)\psi(x)=0$$

W obszarach tych rozwiązania są w formie fal płaskich poruszających w prawo lub w lewo

Funkcje falowe można otrzymać jako rozwiązania równania Schrödingera niezależnego od czasu:



$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\psi(x)+V(x)\psi(x)=E\psi(x)$$

- W obszarach I i III, kiedy V(x)=0 :

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi(x)=0$$

- W obszarze II równanie Schrödingera :

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}-\frac{2m}{\hbar^2}(V_0-E)\psi(x)=0$$

W obszarach tych rozwiązania są w formie fal płaskich poruszających w prawo lub w lewo

- Obszar I

$$\psi(x) = \underbrace{e^{ikx}}_{\text{fala padająca}} + \underbrace{R\ e^{-ikx}}_{\text{fala odbita}} \qquad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

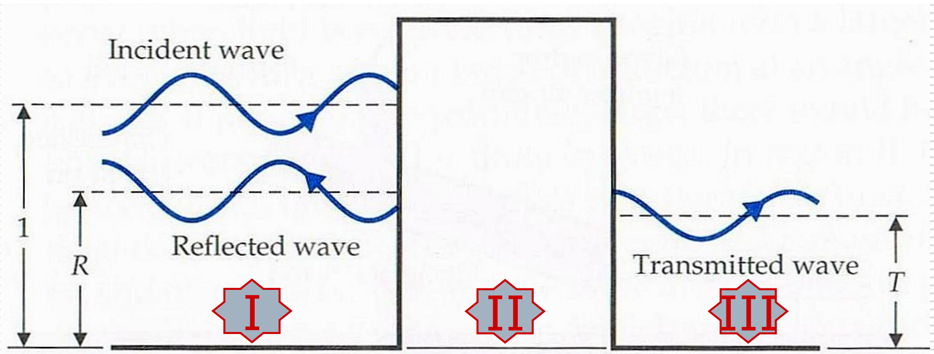
- Obszar II

$$\psi(x) = Ae^{iqx} + B\ e^{-iqx} \qquad q^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E - V_0)$$

współczynniki A i B można określić formułując odpowiednie warunki fizyczne

- Obszar III

$$\psi(x) = \underbrace{Te^{ikx}}_{\text{tylko fala przechodząca}}$$



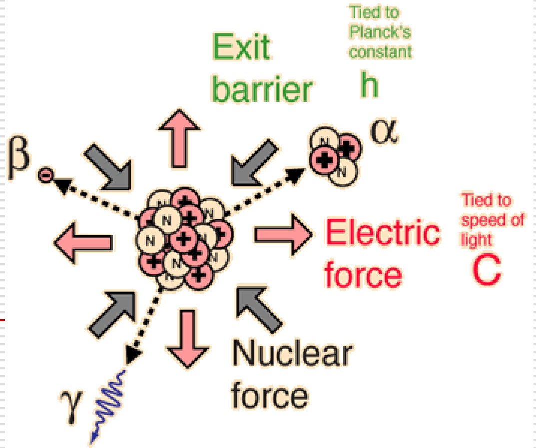
Przykłady tunelowania: rozpad alfa, dioda tunelowa, skanningowy mikroskop tunelowy (scanning tunneling microscope STM)

Tunelowanie przez bariery ma wiele zastosowań (zwłaszcza w elektronice), np. **dioda tunelowa**, w której prąd elektronowy jest kontrolowany przez wysokość bariery.

- Najwcześniejsze zastosowania tunelowania (lata 20-te XX w.) pojawiły się w fizyce jądrowej: rozpad alfa (George Gamow, Ronald Gurney, Edward U. Condon) i synteza jądrowa.
- W 1958 roku japoński fizyk pracujący w Stanach Zjednoczonych, Leo Esaki, zaobserwował je w silnie domieszkowanym złączu półprzewodnikowym typu p-n. Efekt ten wykorzystany został w działaniu diody tunelowej, pozwalającej w tym czasie konstruować oscylatory i wiele innych szeroko stosowanych układów elektronicznych.

- W 1965 roku amerykański fizyk norweskiego pochodzenia, Ivar Giaever zaobserwował efekt Josephsona polegający na tunelowaniu par elektronów między dwoma nadprzewodzącymi elektrodami
- W 1973 nagrodę Nobla w fizyce otrzymali Leo Esaki (za tunelowanie w półprzewodnikach), Ivar Giaever (za tunelowanie w nadprzewodnikach) i Brian Josephson (złącze Josephsona, szybkie urządzenie przełączające działające w oparciu o kwantowe tunelowanie)
- W połowie stycznia 1979 Gerd Binnig i Heinrich Rohrer przedstawili pierwszy patent odsłaniający tajemnicę skaningowego mikroskopu tunelowego.
- W 1986 nagrodę Nobla otrzymali Gerd Binning i Heinrich Rohrer za skanningowy mikroskop tunelowy STM

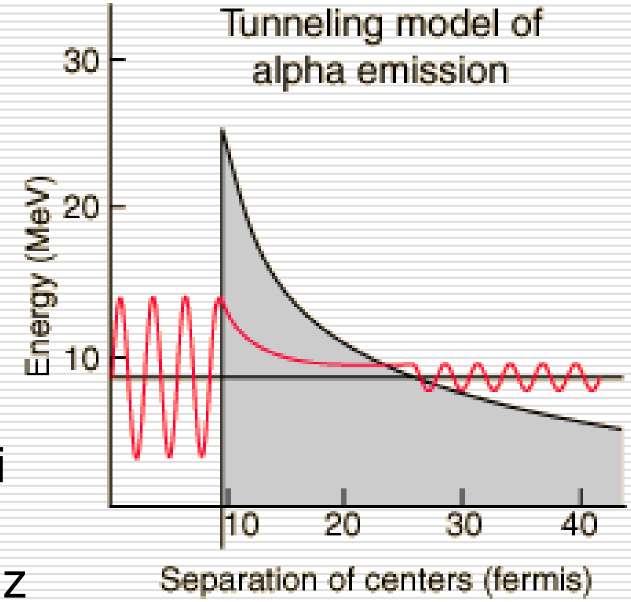
Rozpad alfa



Niestabilne jądro atomowe ulega przemianie w inne jądro z emisją cząstki α (jądro helu $^{4}_{2}\mathrm{He}$)

Przykład:

$$^{226}_{88}Ra \rightarrow ^{222}_{86}Rn + \alpha + 4{,}87\,MeV$$

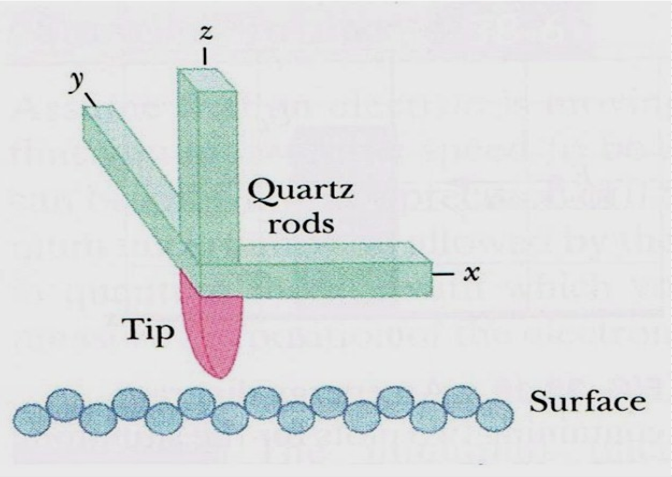


Bariera kulombowska dla cząstek alfa w jądrach o dużych liczbach masowych wynosi ok. 30 MeV. Z punktu widzenia klasycznego bariera ta nie może być więc pokonana przez cząstkę o energii kilku MeV.

Zastosowanie – czujniki dymu - rozpadające się jądra pierwiastka ameryk-241 emitują cząstki α pochłaniane przez dym.

Scanning tunneling microscope STM

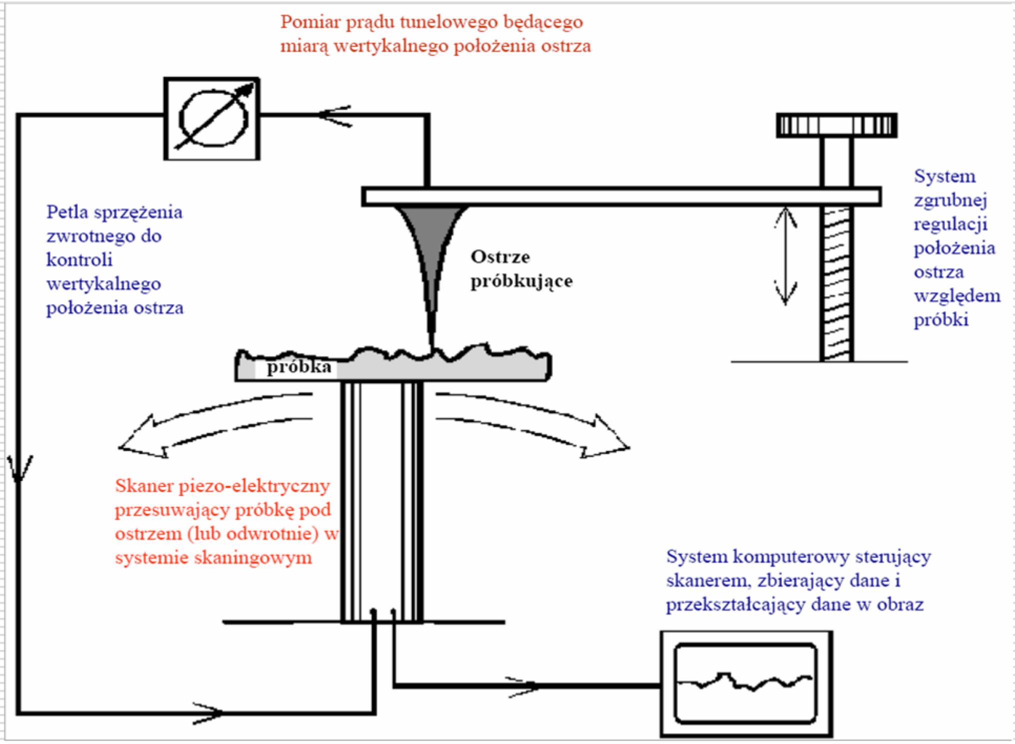
Trzy kwarcowe beleczki tworzą uchwyt piezoelektryczny o właściwościach sprężystych zależnych od przyłożonego pola elektrycznego są sterują ruchem przewodzącego ostrza (tip) po powierzchni.

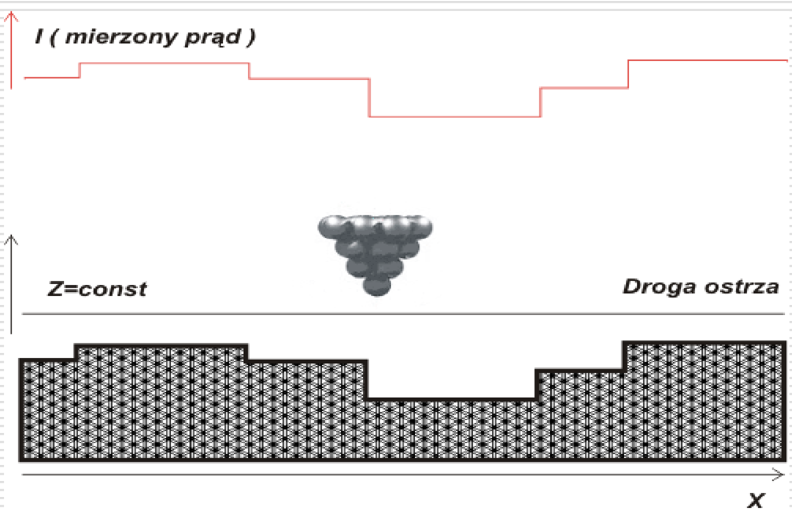


Zasada działania

- Ostrze i próbkę zbliżamy na odległość około 1 nm.
- Następnie przykładamy różnicę potencjałów U rzędu 1-3 V
- Przemieszczając teraz ostrze ponad badaną powierzchnią, system rejestruje zmiany prądu tunelowego w funkcji odległości ostrze-próbka

Ilość elektronów, które przepływają pomiędzy powierzchnią a ostrzem w jednostce czasu (prąd elektryczny) jest bardzo silnie zależna od odległości ostrze-powierzchnia.

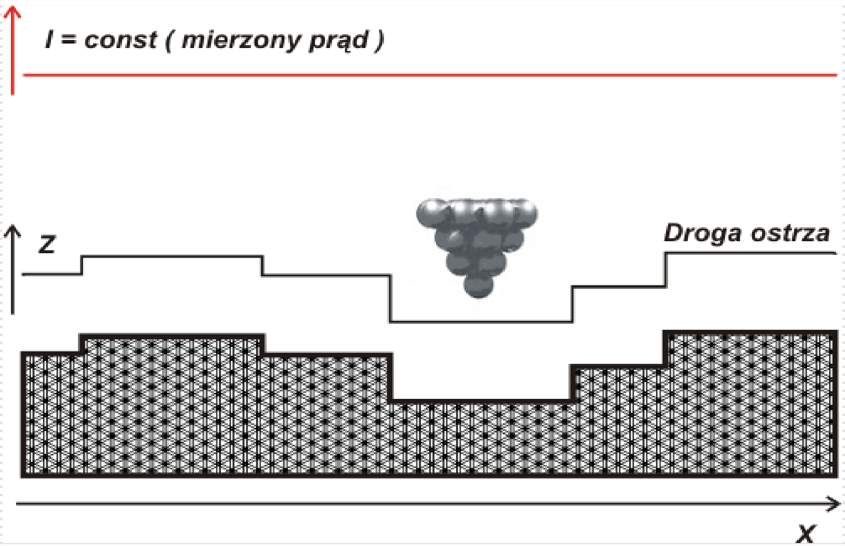


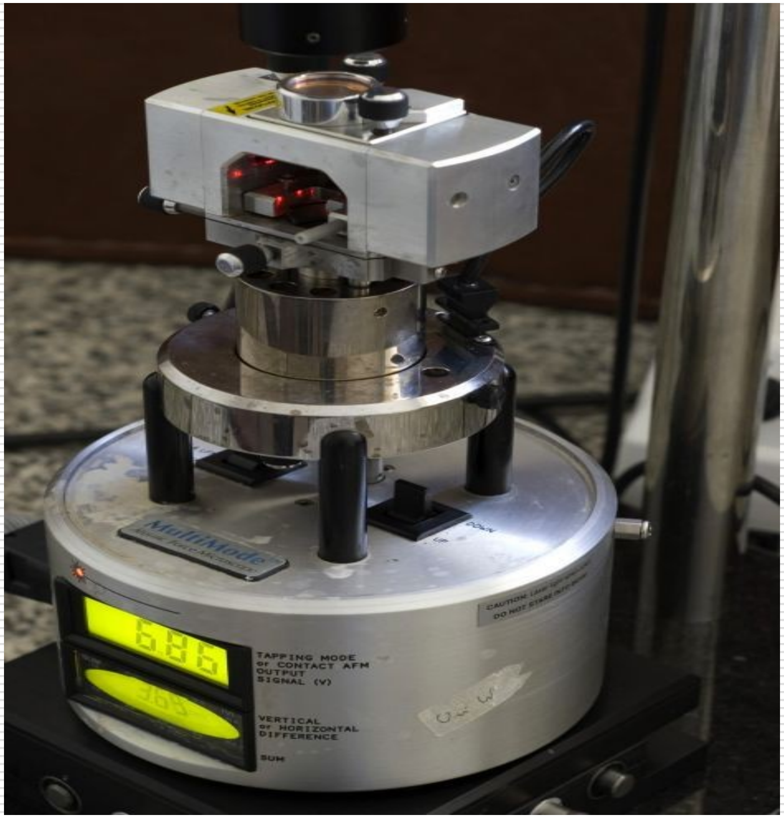


- Tryb stałej wysokości

W trybie stałej wysokości ostrze przemieszcza się w płaszczyźnie poziomej, na stałej wysokości. Prąd tunelowy zmienia się wraz z topografia badanej próbki i lokalnych własności elektronowych. Prąd tunelowy zmierzony w każdym punkcie nad powierzchnia próbki tworzy zbiór danych na podstawie których powstaje topograficzny obraz badanego materiału

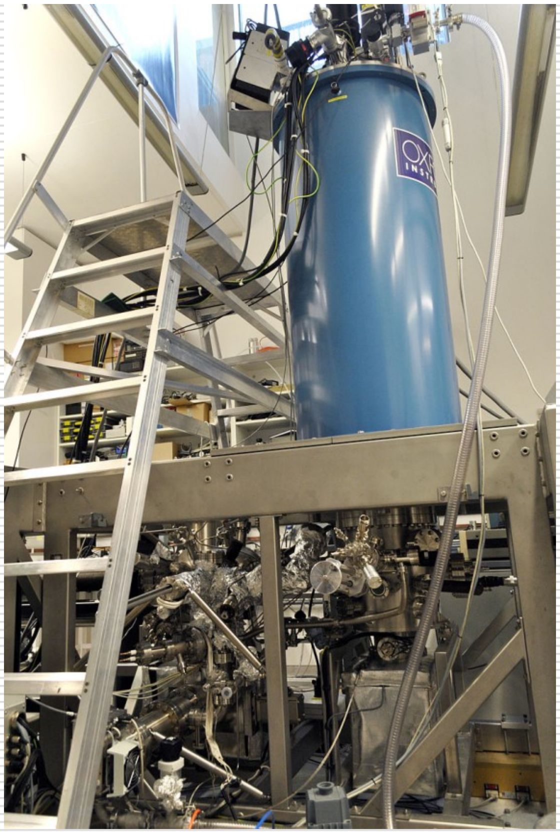
- Tryb stałego prądu



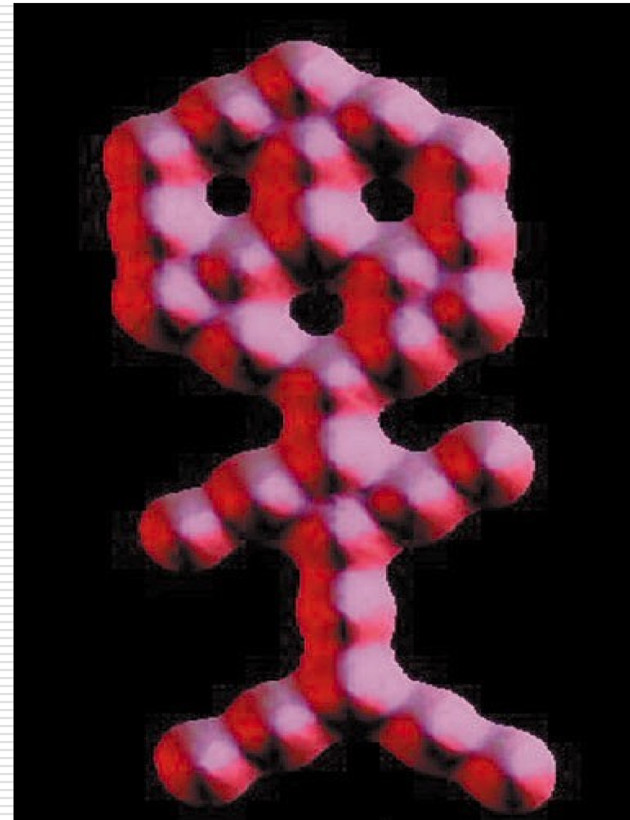


W trybie stałego prądu wykorzystuje się tu ujemne sprzężenie zwrotne zapewniające stała wartość prądu tunelowego. Uzyskuje się to poprzez dopasowanie położenia ostrza nad każdym punktem pomiarowym, np. kiedy system wykryje wzrost prądu tunelowego to zmienia napięcie doprowadzane do piezoelektrycznego uchwytu ostrza tak by zwiększyć jego odległość i przywrócić ustaloną wartość prądu .
W tym przypadku to pionowe przemieszczenia ostrza dostarczają danych do tworzenia obrazu.

Rozdzielczość obrazu zależy od rozmiarów ostrza. Poprzez podwyższanie temperatury lub zastosowanie silnego pola elektrycznego można „wyciągać” atomy wolframu warstwa po warstwie tak aby pozostał pojedynczy atom rozmiarów rzędu 0.1 nm.



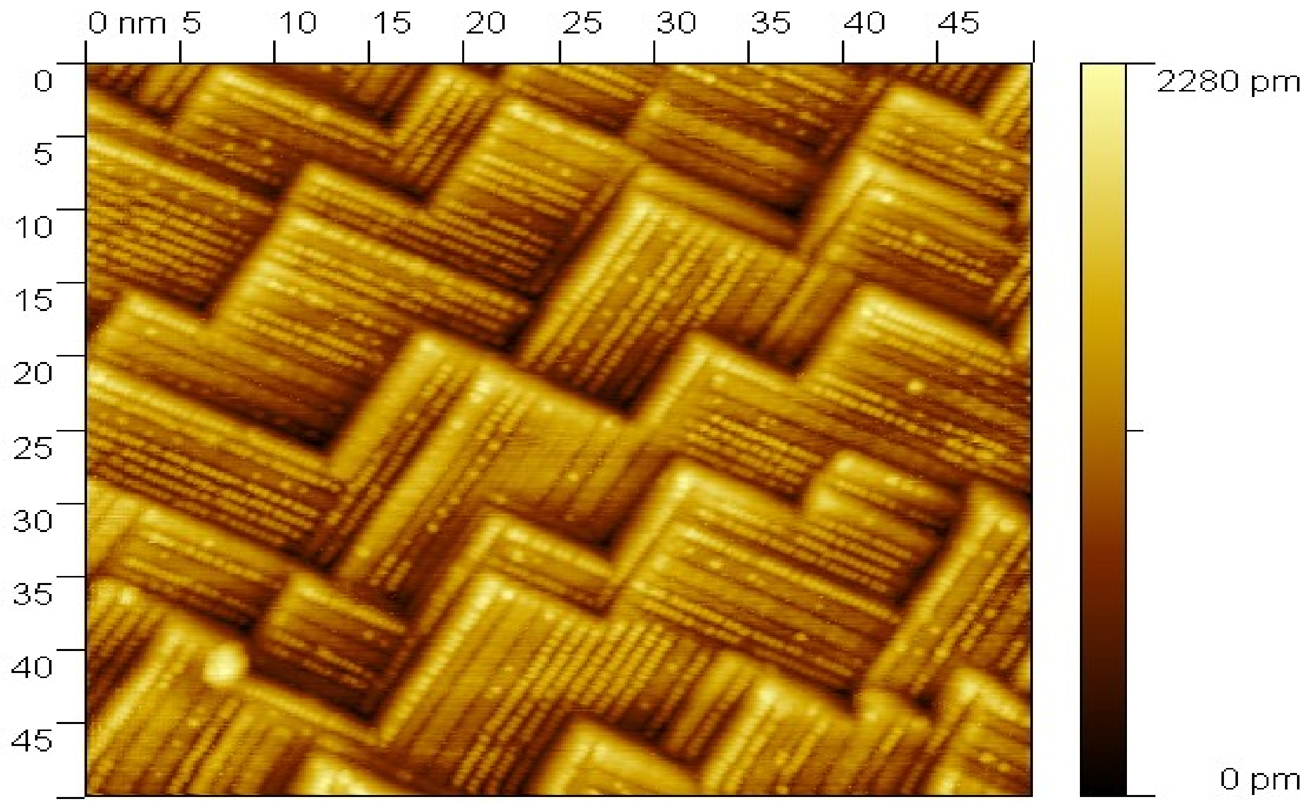
STM w London Centre for Nanotechnology


Fot. Internet/STM Image Gallery

Najmniejszy człowiek świata.
Postać zbudowana z cząsteczek tlenku węgla osadzonych na powierzchni platyny

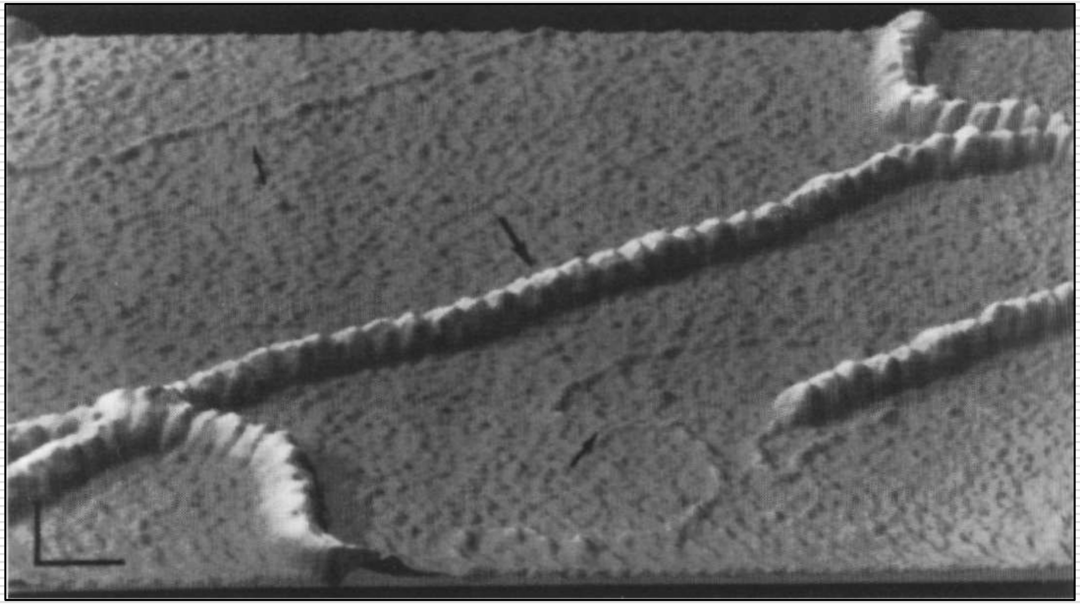
Innym ważnym zastosowaniem STM jest **nanotechnologia**. Ostrze może podnosić pojedyncze atomy z powierzchni metalicznej i tworzyć nowe struktury w nano-skali (np. powstawanie sztucznych molekuł)

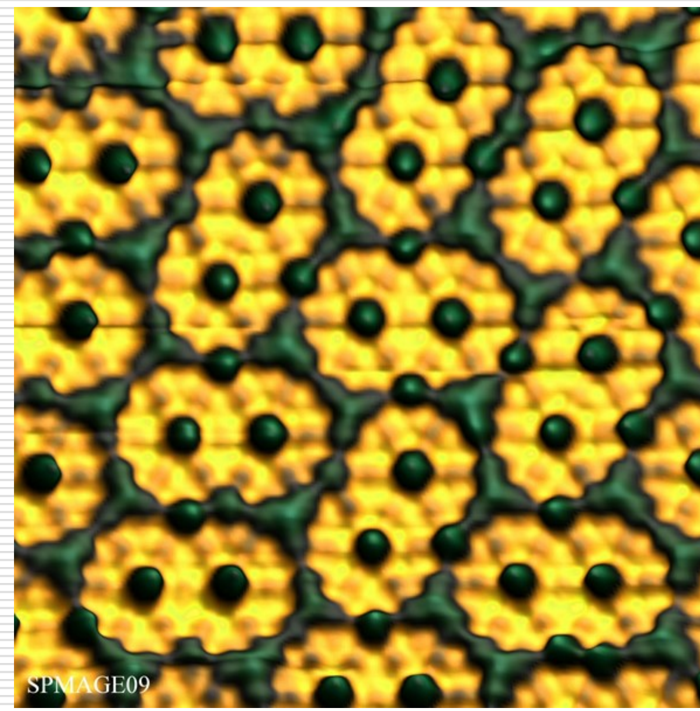
Przykłady obrazów STM



Obraz powierzchni krzemu o wymiarach 50x50 nm.

Obraz (236nm x 192 nm) nici DNA poddanych liofilizacji i pokrytych przewodzącą warstwą Pt-Ir-C.





Nanokwiaty (9nm x 9nm) z siarczanu kobaltu na monokrysztale złota (111)

Mikroskop SPM	Badane oddziaływania	informacja
STM	Prąd tunelowania	3-D topografia: rozmiar, kształt, nierówność powierzchni. Struktura elektryczna powierzchni i możliwa elementarna identyfikacja(spektroskopia stm)
kontaktowy AFM tapping mode AFM	Międzyatomowe, międzycząsteczkowe oddziaływania	3-D topografia: rozmiar, kształt, nierówność powierzchni.
bezkontaktowy AFM	Międzyatomowe, międzycząsteczkowe oddziaływania	3-D topografia: rozmiar, kształt, nierówność powierzchni.
LFM	Siły tarcia	Róznice sił tarcia w różnych miejscach powierzchnii
MFM	Siły magnetyczne	Rozmiar i kształt magnetycznych obiektów. Siła i moment magnetyczny w różnych punktach powierzchni.
SThM	Przepływ ciepła	Przewodność cieplna w różnych miejscach próbki
EFM	Sily elektrostatyczne	Gradient pola elektrostatycznego próbki w funkcji stężenia domen elektrostycznych.
NSOM	Odbicie, absorpcja i fluorescencja Promieniowania elektromagnetycznego(światła)	Właściwości optyczne powierzchni