



Wprowadzenie do teorii transportu elektronowego w układach nanoskopowych

Paweł Wójcik

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie



Plan wykładu

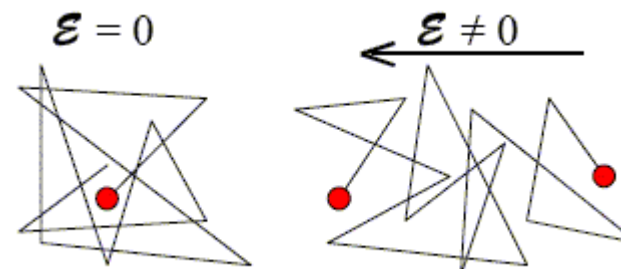
Wstęp do teorii transportu elektronowego w układach nanoskopowych

1. Transport balistyczny i dyfuzyjny
2. Formuła Landauera
3. Układy wieloterminalowe – formuła Landauera-Büttikera
4. Kwantyzacja konduktancji w kwantowym kontakcie punktowym (QPC)
5. Eksperymenty – QPC, SGM, i inne

Transport dyfuzyjny vs. transport balistyczny

Rozważmy ruch elektronu pod wpływem działania stałego pola elektrycznego \mathcal{E} .

$$m^* \frac{d\mathbf{V}_q}{dt} = q\mathcal{E} \quad \longrightarrow \quad \mathbf{V}_q(t) = \frac{q\mathcal{E}}{m^*} t$$



Prędkość unoszenia (dryftu) dla nośnika o ładunku q

$$\langle \mathbf{V}_q \rangle = \frac{q\mathcal{E}\tau}{m^*} = \pm \mu_q \mathcal{E}$$

A zatem

$$\mathbf{V}_{drf|q} = \pm \mu_q \mathcal{E}$$

$$\mu_q = \left| \frac{q\tau}{m^*} \right|$$

Prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do przyłożonego pola elektrycznego, zaś współczynnikiem proporcjonalności jest wielkość zwana **ruchliwością (mobilnością) nośników**

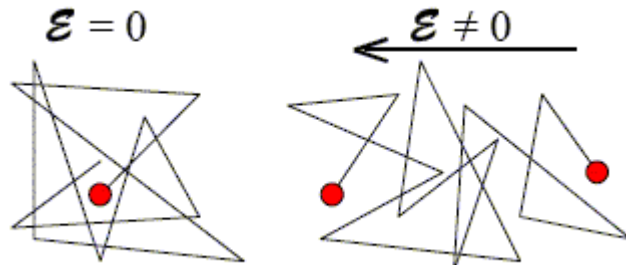
Prąd unoszenia

$$\mathbf{j}_{drf|q} = qn_q \mathbf{V}_q = \pm qn_q \mu_q \mathcal{E}$$

	elektrony (cm^2/Vs)	dziury (cm^2/Vs)
Si	1350	480
GaAs	8500	400
Ge	3900	1900

Transport dyfuzyjny vs. transport balistyczny

Co się stanie gdy rozmiar układu będzie mniejszy od średniej drogi pomiędzy rozproszeniami



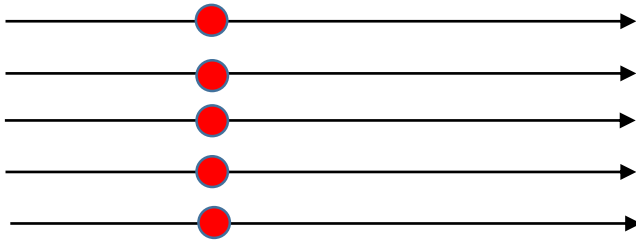
Transport dyfuzyjny

Ruchliwość jako wielkość fizyczna ma uzasadnienie jedynie w przypadku transportu dyfuzyjnego

Obszar transportu kwazi-klasycznego (kwazi-balistycznego), obszar przejściowy.

Zakres transporty zależy od skali długości:

- długość koherencji ξ
- średnia długość rozpraszania λ



Transport balistyczny

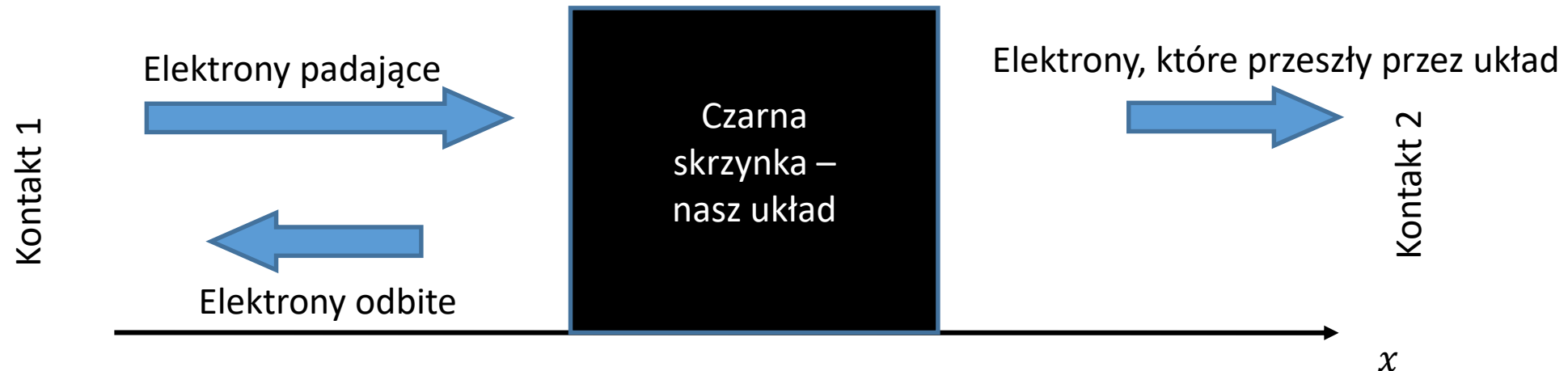
W przypadku transportu kwantowego wielkością, która determinuje transport jest współczynnik transmisji

Transport balistyczny – czyli co się stanie gdy długość układu staje się mniejsza niż długość rozpraszania

Pytania na które należy odpowiedzieć:

1. Czy taki układ wykazuje opór ?
2. Jeśli tak, jakie jest pochodzenie tego oporu ?
3. Gdzie odkłada się spadek napięcia związany z istnieniem oporu, aby spełnione były prawa Kirchoffa ?

Intuicyjnie, transport powinien być określony przez **współczynnik transmisji** – czyli prawdopodobieństwo tego, że elektron przejdzie z kontaktu 1 do kontaktu 2, generując prąd.



Transport balistyczny – czyli co się stanie gdy długość układu staje się mniejsza niż długość rozpraszania

Pytania na które należy odpowiedzieć:

1. Czy taki układ wykazuje opór ?
2. Jeśli tak, to jakiego rodzaju ?
3. Gdzie to opór powstaje ?

Intuicyjnie
że elektrony

Fakt eksperymentalny

Niezależnie od rozmiaru przewodnika pomiar rezystancji wykazywał pewien niezerowy opór.

Kontakt



Elektrony odbite

skrzynka –
nasz układ

Kontakt

x

ego,

Struktura elektronowa – uproszczony model 2D

Uproszczony model nanodrutu



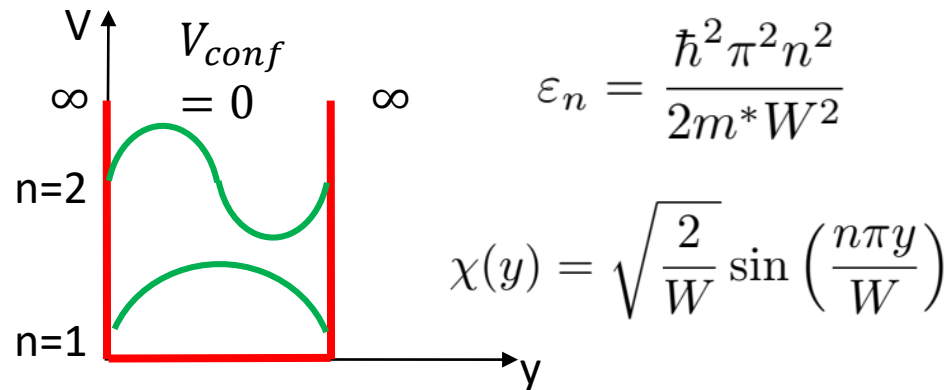
Równanie Schrödingera

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_{conf}(\mathbf{r}) \right] \psi_n(\mathbf{r}) = E_n \psi_n(\mathbf{r})$$

masa efektywna
potencjał uwięzienia

Potencjał uwięzienia:

1. w kierunku osi x – cząstka swobodna,
2. w kierunku osi y – nieskończona studnia potencjału lub oscylator harmoniczny



Struktura elektronowa – uproszczony model 2D

Uproszczony model nanodrutu



Równanie Schrödingera

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_{conf}(\mathbf{r}) \right] \psi_n(\mathbf{r}) = E_n \psi_n(\mathbf{r})$$

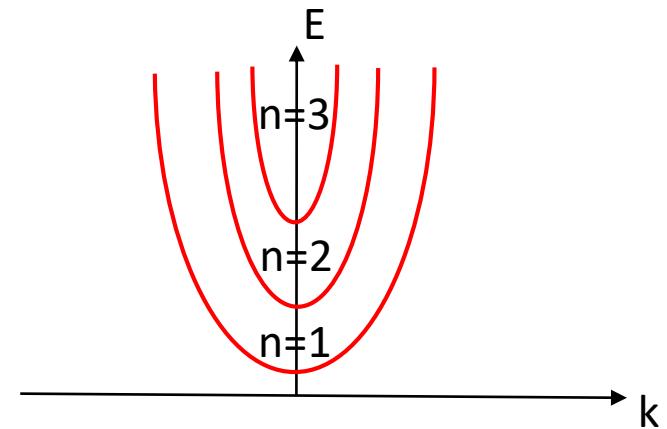
masa efektywna
potencjał uwięzienia

Dla uwięzienia w kierunku y w postaci nieskończonej studni potencjału – metoda separacji zmiennych

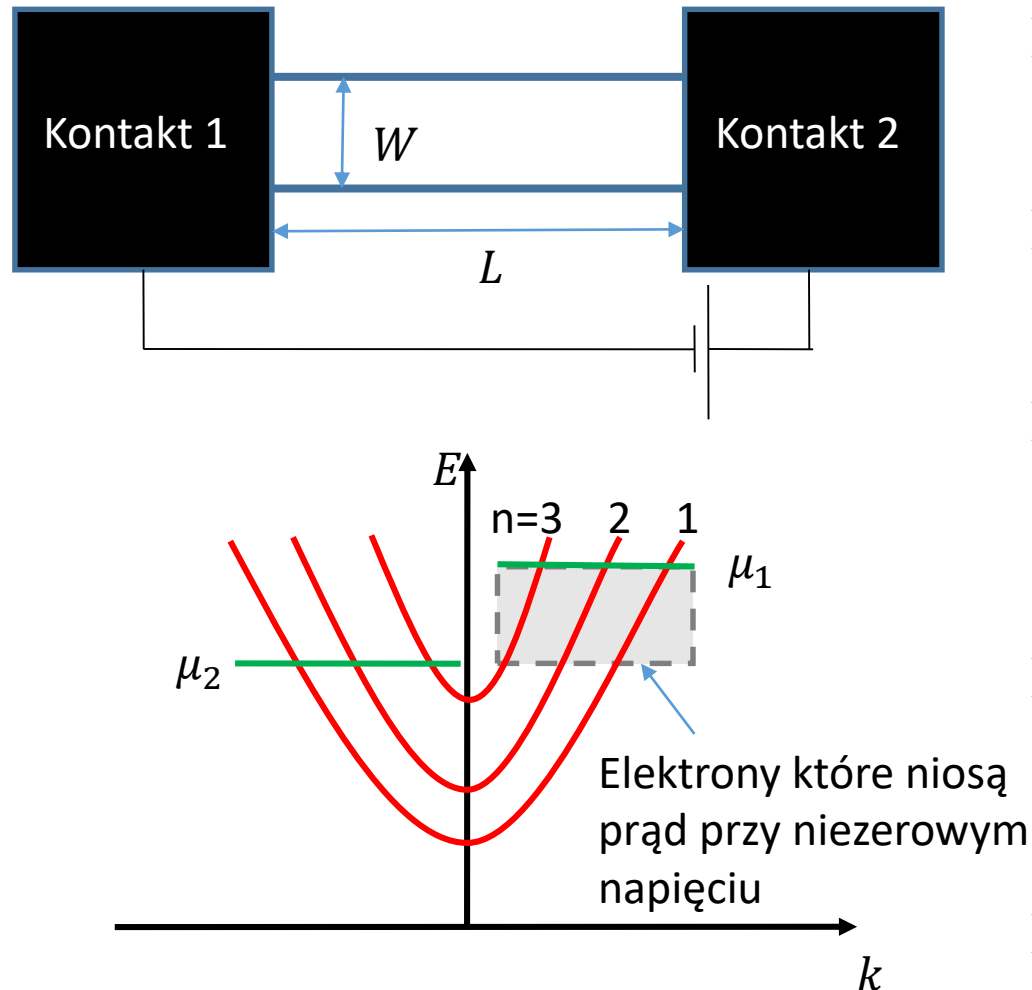
$$\psi_n(x, y) = \frac{1}{\sqrt{L}} \chi_n(y) e^{ikx} = \frac{1}{\sqrt{L}} \sqrt{\frac{2}{W}} \sin\left(\frac{n\pi y}{W}\right) e^{ikx}$$

Stąd energie

$$E_n(k) = \varepsilon_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* W^2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$



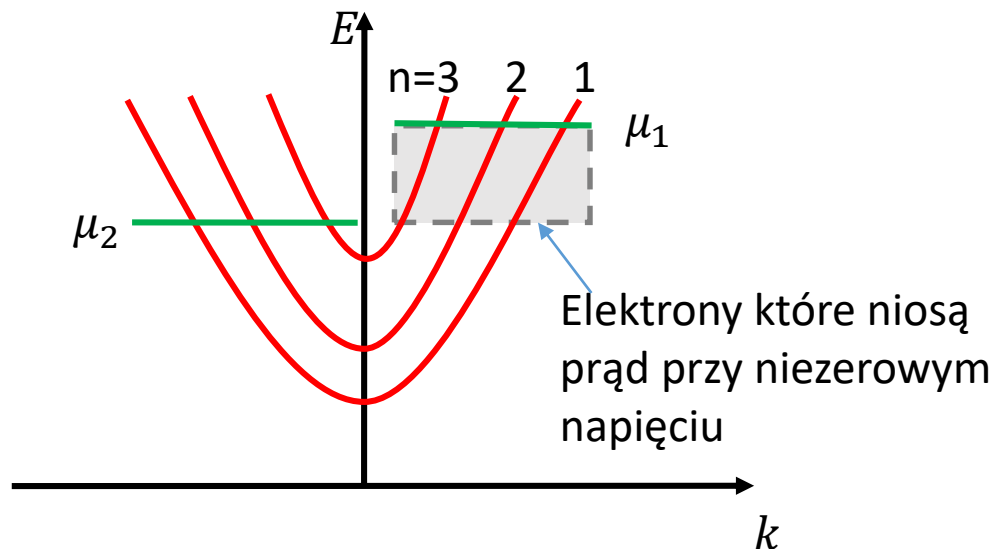
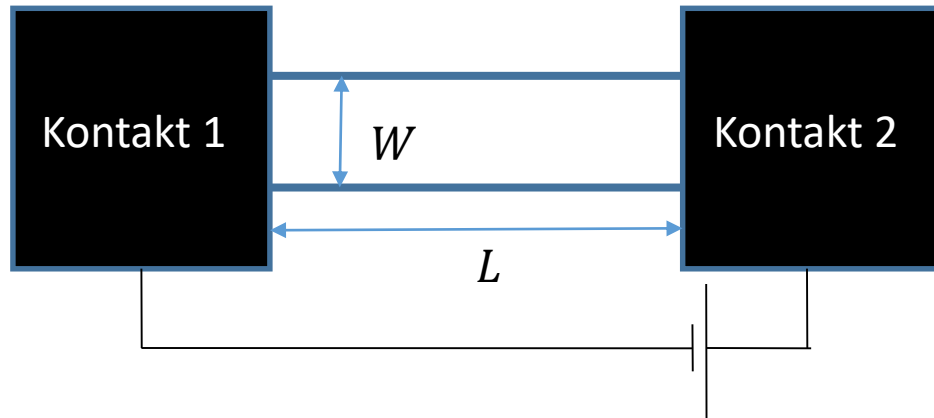
Opór w przypadku transportu balistycznego



Ważne założenie - **kontakty „bezodbiciowe”**:

- Elektrony wypływające z przewodnika do kontaktu nie ulegają odbiciu – dobre przybliżenie
- Elektrony wypływające z kontaktu do przewodnika również nie ulegają odbiciu – słabe przybliżenie
- Elektrony wypływające z kontaktu 1 obsadzają stany $+k$, a zatem ich kwazi-poziom Fermiego jest równy μ_1
- Elektrony wypływające z kontaktu 2 obsadzają stany $-k$ a zatem ich kwazi-poziom Fermiego jest równy μ_2
- Przy niezerowym napięciu prąd niesiony jest przez stany $+k$ pomiędzy μ_1 oraz μ_2

Opór w przypadku transportu balistycznego



Dno pasma przewodnictwa

$$\varepsilon_N = E(N, k = 0)$$

Liczba pasm o energii E

$$M(E) = \sum_N \theta(E - \varepsilon_N)$$

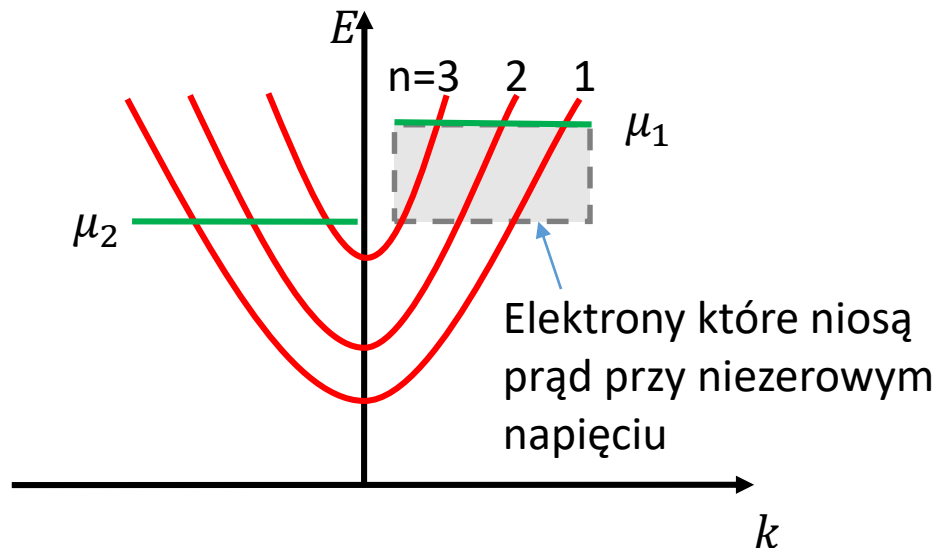
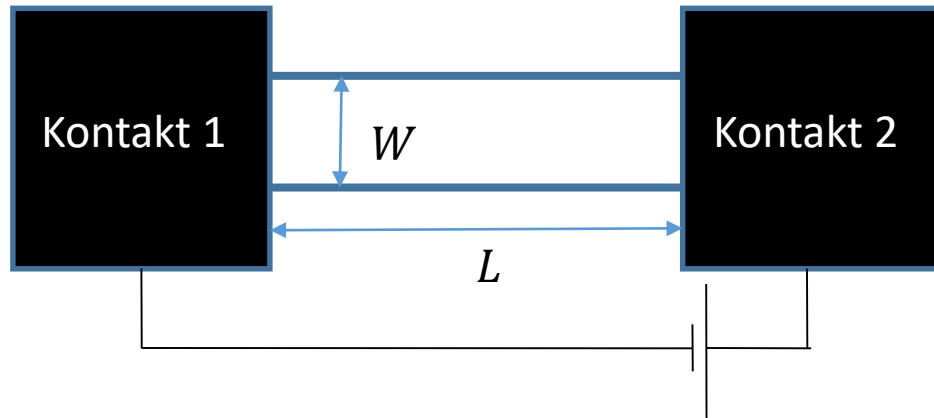
Prąd w kierunku osi x od jednego pasma

$$I^+ = \frac{e}{L} \sum_k V f^+(E) = \frac{e}{L} \sum_k \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} f^+(E)$$

Zamieniając sumowanie po k na całkowanie

$$\sum_k \rightarrow 2 \times \frac{L}{2\pi} \int dk$$

Opór w przypadku transportu balistycznego



Stąd, prąd

$$I^+ = \frac{2e}{h} \int_{\epsilon}^{\infty} f^+(E) dE$$

Uwzględniając wszystkie pasma

$$I^+ = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} f^+(E) M(E) dE$$

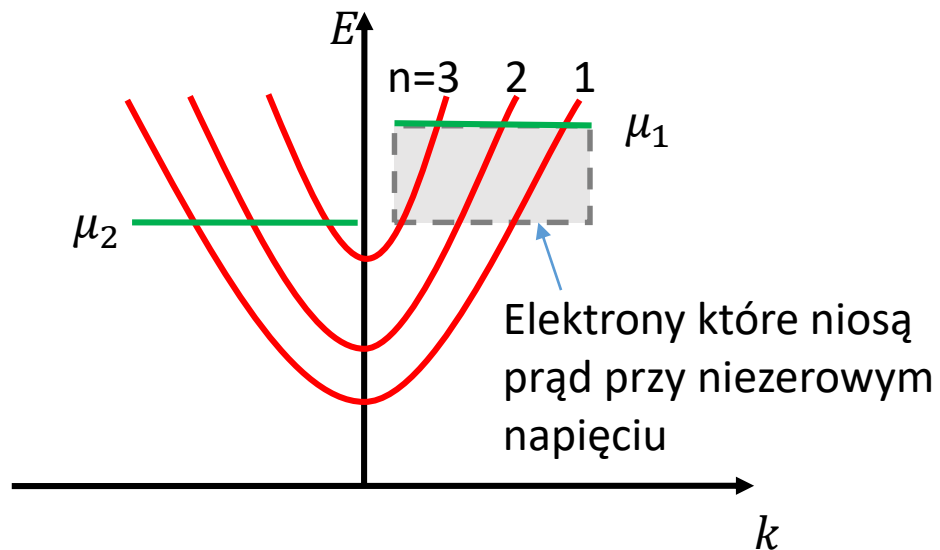
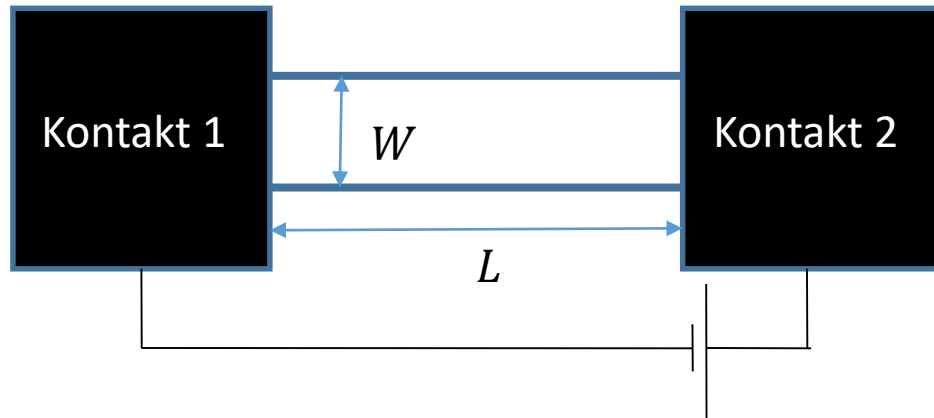
Prąd jest sumą prądów płynących w lewo i prawo

$$I = I^+ - I^- = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} (f^+ - f^-) M(E) dE$$

Zakładając stałą liczbę pasm w zakresie energii oraz współczynnik transmisji $T=1$

$$I = \frac{2e^2}{h} M \frac{\mu_1 - \mu_2}{e}$$

Opór w przypadku transportu balistycznego



Oszacowanie liczby modów M . Zakładając uwięzienie w postaci nieskończonej studni

$$k_{y,n} = \frac{n\pi}{W}$$

Przy założeniu parabolicznej relacji dyspersji

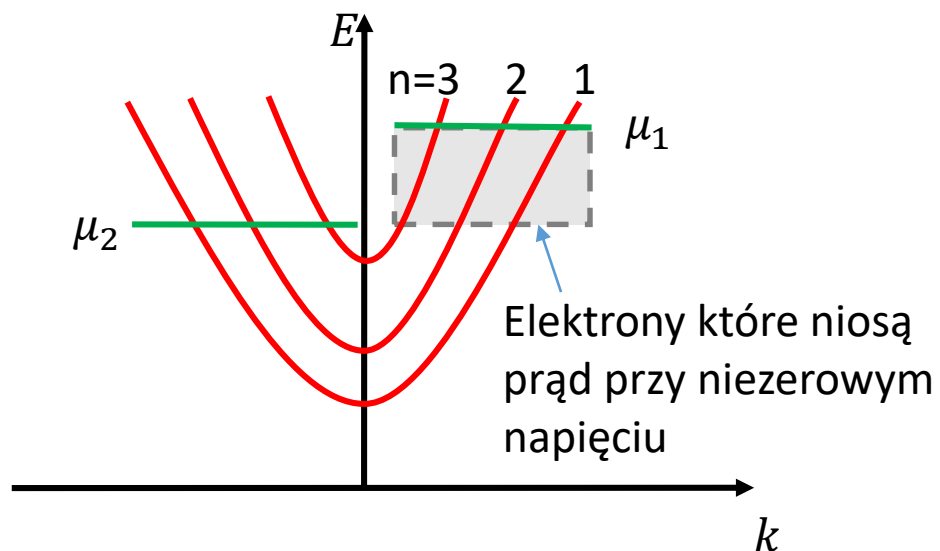
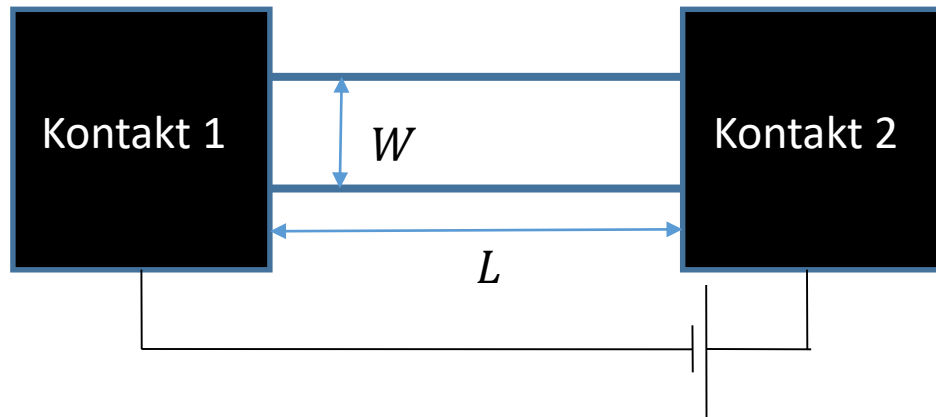
$$E_n(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Ponieważ

$$M = \text{Int} \left[\frac{k_F W}{\pi} \right] = \text{Int} \left[\frac{2W}{\lambda_F} \right]$$

λ_F w metalach rzędu 1-2 nm w półprzewodnikach ok. 30 nm

Opór w przypadku transportu balistycznego



Konduktancja

$$G_c = \frac{2e^2}{h} M$$

Rezystancja

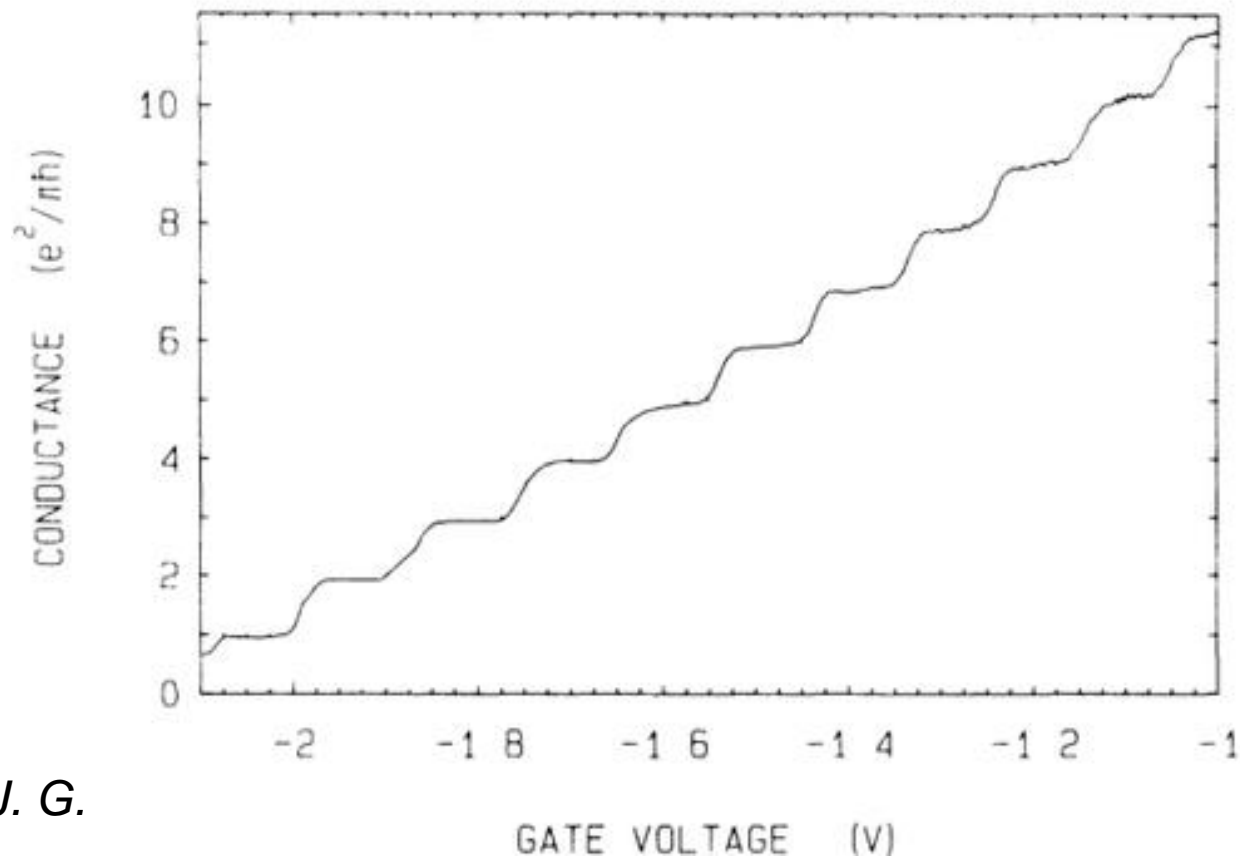
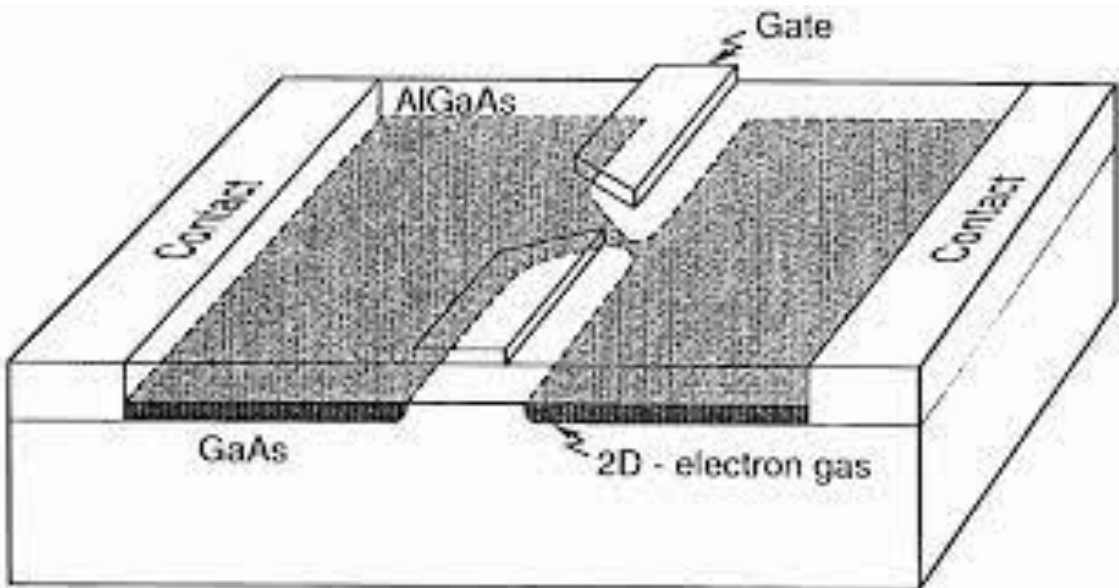
$$G_c^{-1} = \frac{(\mu_1 - \mu_2)/e}{I} = \frac{h}{2e^2 M} = \frac{12.9k\Omega}{M}$$

Kwant konduktancji

$$G_0 = \frac{2e^2}{h}$$

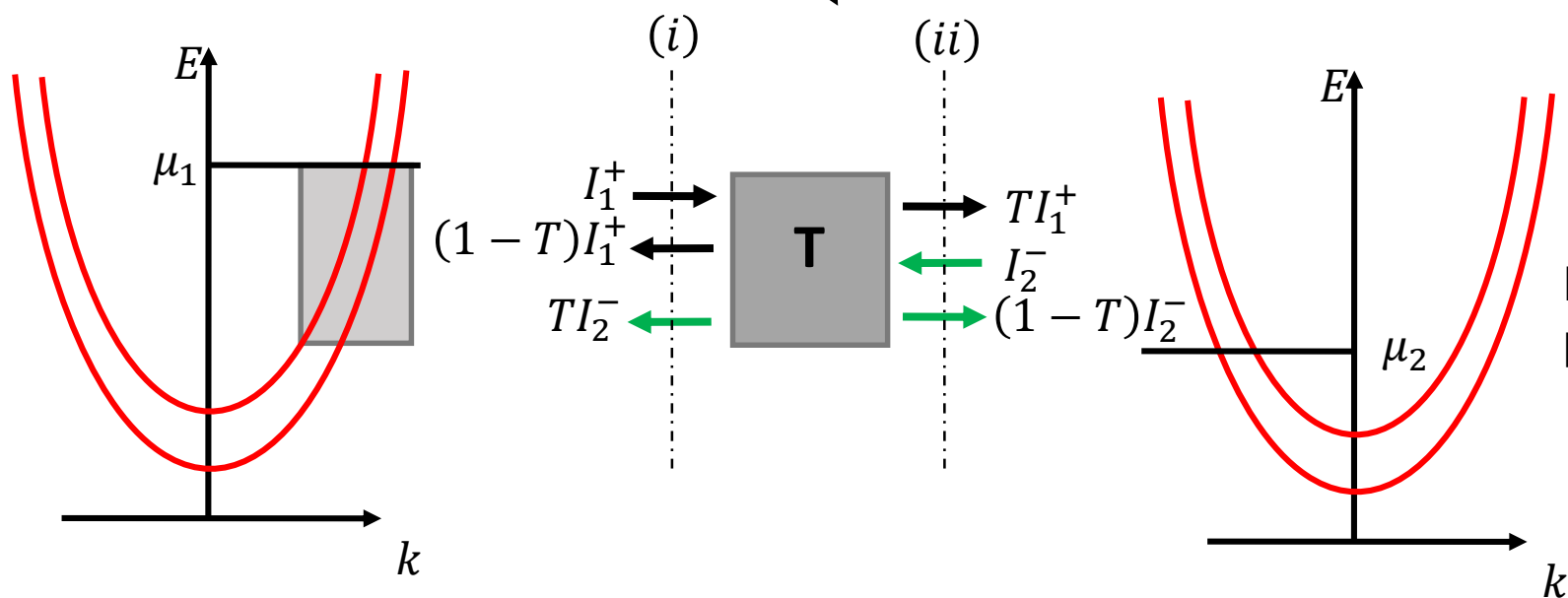
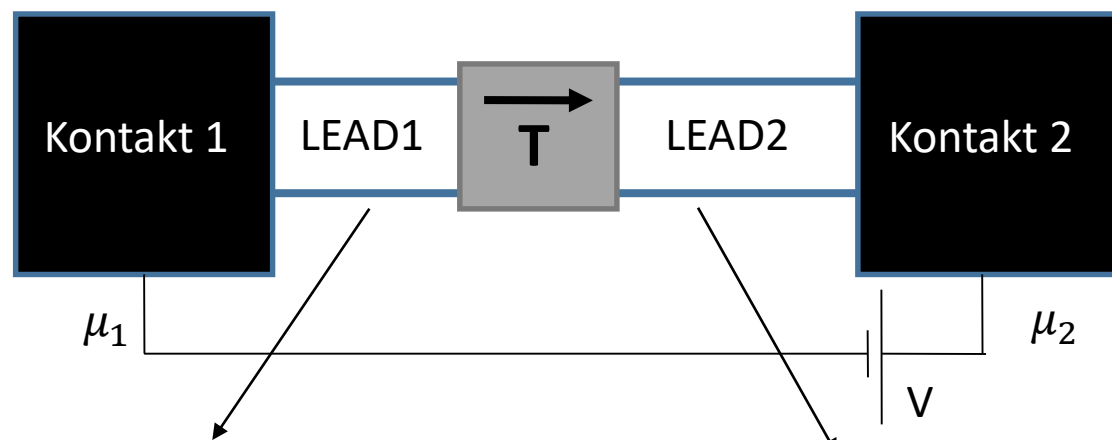
Kwantyzacja konduktancji

Kwantowy kontakt punktowy, QPC



B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, Phys. Rev. Lett. 60, 848 (1988)

Formuła Landauera



Poszczególne składowe prądu

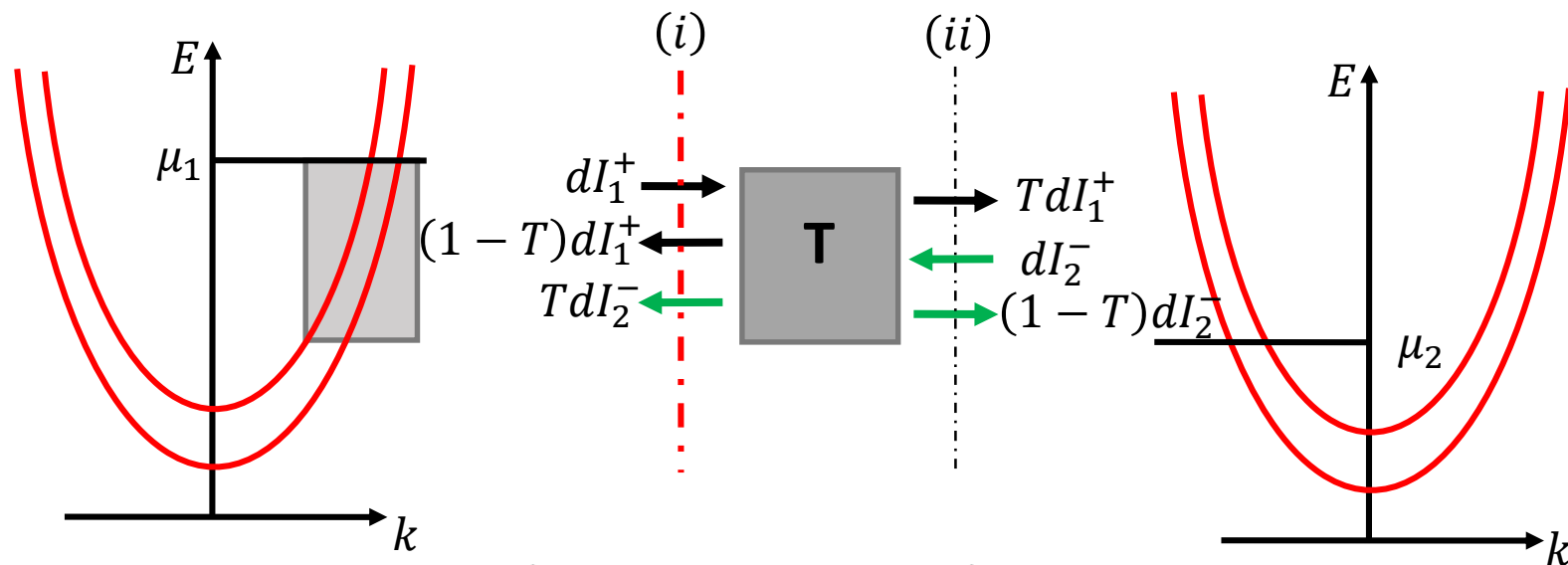
$$I_1^+ = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E) f_1(E, \mu_1) dE$$

$$I_2^- = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E) f_2(E, \mu_2) dE$$

Policzmy całkowity prąd przepływający przez dwie płaszczyzny (i) i (ii)

Formuła Landauera

Policzmy całkowity prąd przepływający przez dwie płaszczyzny (i) i (ii).



$$dI = dI_1^+ - (1 - T(E))dI_1^+ - T(E)dI_2^-$$

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E) (f_1(E, \mu_1) - (1 - T(E))f_1(E, \mu_1) - T(E)f_2(E, \mu_2)) dE$$

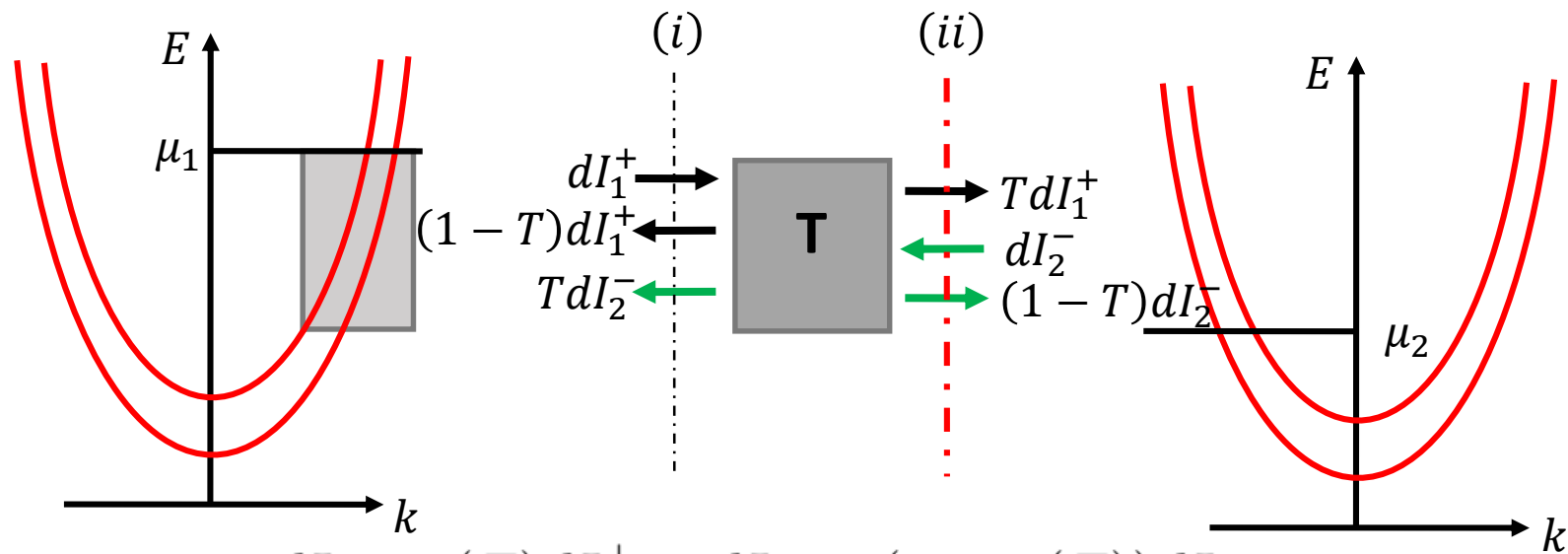
$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E) T(E) (f_1(E, \mu_1) - f_2(E, \mu_2)) dE$$

Jeśli $M(E)$ i $T(E)$ nie zależy od E

$$I = \frac{2e}{h} MT(\mu_1 - \mu_2)$$

Formuła Landauera

Policzmy całkowity prąd przepływający przez dwie płaszczyzny (i) i (ii).



$$dI = T(E)dI_1^+ - dI_2^- + (1 - T(E))dI_2^-$$

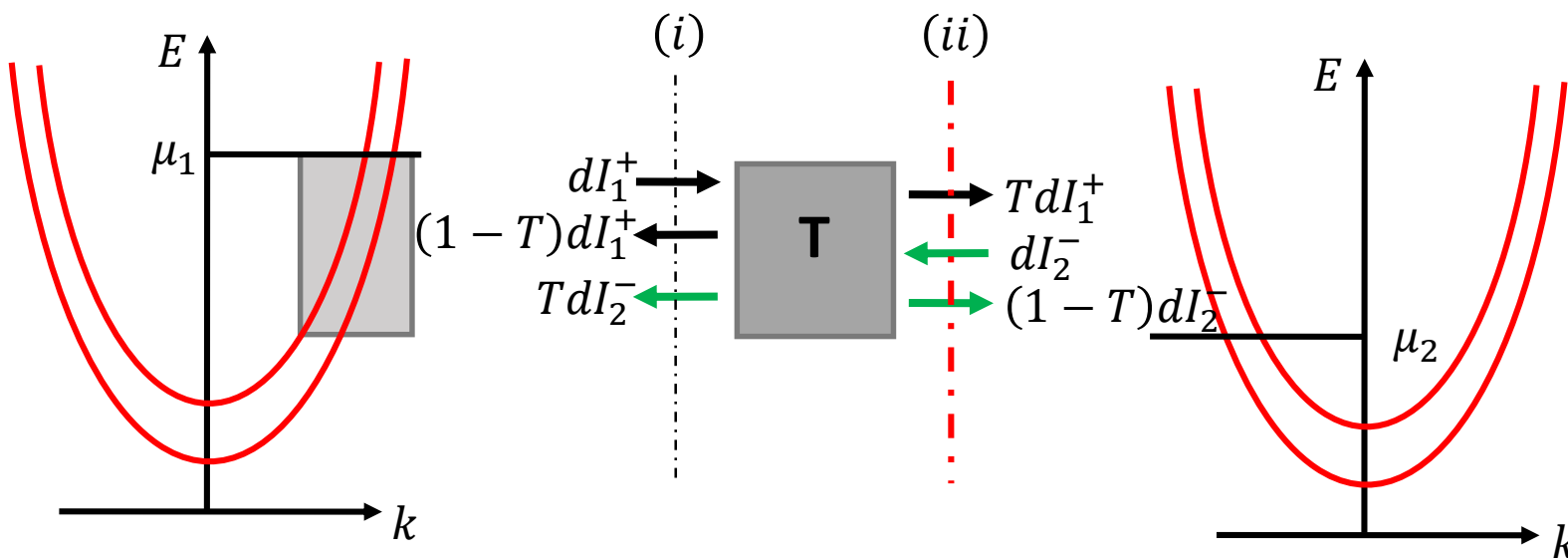
$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E)(T(E)f_1(E, \mu_1) - f_2(E, \mu_2) + (1 - T(E))f_2(E, \mu_2))dE$$

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E)T(E)(f_1(E, \mu_1) - f_2(E, \mu_2))dE$$

Jeśli $M(E)$ i $T(E)$ nie zależy od E

$$I = \frac{2e}{h} MT(\mu_1 - \mu_2)$$

Formuła Landauera



Przypadek dla temperatury $T=0$, przy stałej liczbie modów poprzecznych oraz współczynniku transmisji T , który nie zależy od energii.

FORMUŁA LANDAUERA

$$G = \frac{2e^2}{h} MT$$

Rezystancja kontaktów

Rezystancja centrum rozpraszania

$$G^{-1} = \frac{h}{2e^2 M} \frac{1}{T} = \frac{h}{2e^2 M} + \frac{h}{2e^2 M} \frac{1-T}{T} = G_C^{-1} + G_{scat}^{-1}$$

Formuła Landauera dla niezerowych T i napięcia

Formuła Landauera zakłada, że

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E)T(E)(f_1(E, \mu_1) - f_2(E, \mu_2))dE$$

Założmy, że temperatura T jest mała oraz do układu przyłożono niewielkie napięcie $\mu_1 - \mu_2$. Rozwijając f_1 w szereg Taylora wokół μ_2

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E)T(E) \left(f_1(E, \mu_2) + \frac{\partial f_1}{\partial \mu} d\mu - f_2(E, \mu_2) \right) dE$$

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E)T(E) \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) (\mu_1 - \mu_2) dE$$

$$G = \frac{I}{(\mu_1 - \mu_2)/e} = \frac{2e^2}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E)T(E) \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) dE$$

Przybliżenie liniowej odpowiedzi

Dla małych temperatur dąży do delty Diraca

$$G = \frac{2e^2}{h} M(E_F)T(E_F)$$

Formuła Landauera a prawo Ohma

Dla układu makroskopowego (wiele pasm) wiemy, że zachodzi prawo Ohma

$$R = \rho \frac{L}{W}$$

opór właściwy

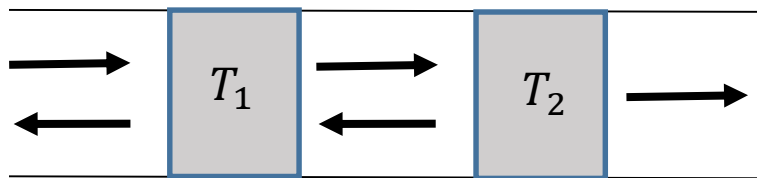
$$G = \sigma \frac{W}{L}$$

przewodność właściwa

A zatem w granicy dużych rozmiarów próbki (dużej ilości centrów rozpraszania) powinniśmy z formuły Landauera móc otrzymać prawo Ohma.

Dla uproszczenia rozważmy dwa centra rozpraszania

Ile wynosi prawdopodobieństwo przejścia przez dwa centra ?



$$T_{12} = T_1 T_2$$

Formuła Landauera a prawo Ohma

Dla układu makroskopowego (wiele pasm) wiemy, że zachodzi prawo Ohma

$$R = \rho \frac{L}{W}$$

opór właściwy

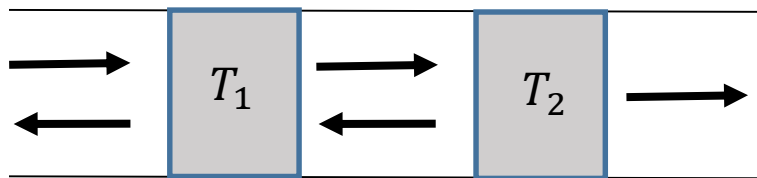
$$G = \sigma \frac{W}{L}$$

przewodność właściwa

A zatem w granicy dużych rozmiarów próbki (dużej ilości centrów rozpraszania) powinniśmy z formuły Landauera móc otrzymać prawo Ohma.

Dla uproszczenia rozważmy dwa centra rozpraszania

Ile wynosi prawdopodobieństwo przejścia przez dwa centra ?



NIE

Formuła Landauera a prawo Ohma

Dla układu makroskopowego (wiele pasm) wiemy, że zachodzi prawo Ohma

$$R = \rho \frac{L}{W}$$

↑
opór właściwy

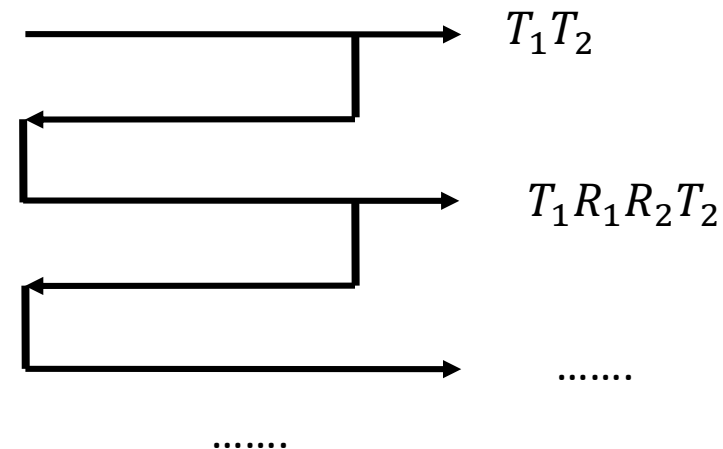
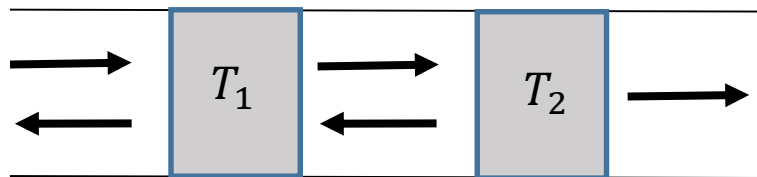
$$G = \sigma \frac{W}{L}$$

↑
przewodność właściwa

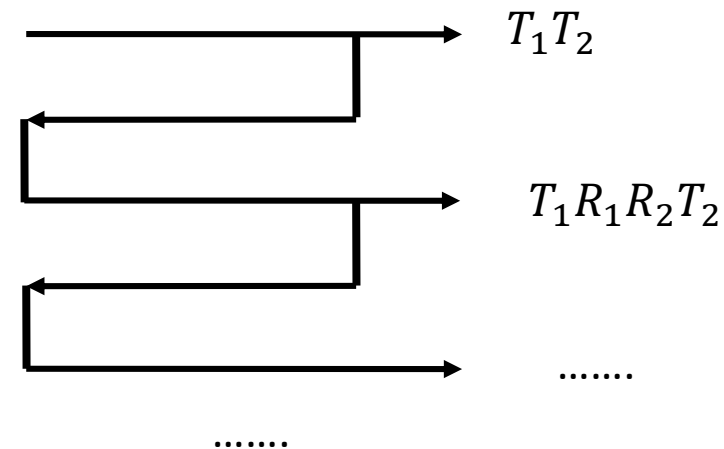
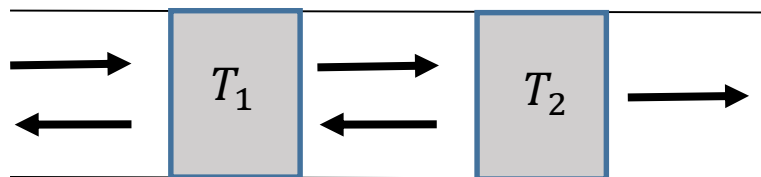
A zatem w granicy dużych rozmiarów próbki (dużej ilości centrów rozpraszania) powinniśmy z formuły Landauera móc otrzymać prawo Ohma.

Dla uproszczenia rozważmy dwa centra rozpraszania

Ile wynosi prawdopodobieństwo przejścia przez dwa centra ?



Formuła Landauera a prawo Ohma



Sumowanie daje szereg geometryczny

$$T_{12} = T_1T_2 + T_1T_2R_1R_2 + T_1T_2R_1^2R_2^2 + \dots = \frac{T_1T_2}{1 - R_1R_2}$$

Samo T nie jest wielkością addytywną, ale wielkością taką jest

$$\frac{1 - T_{12}}{T_{12}} = \frac{1 - T_1}{T_1} + \frac{1 - T_2}{T_2}$$

Stąd dla N centrów rozpraszania

$$\frac{1 - T(N)}{T(N)} = N \frac{1 - T}{T}$$

Formuła Landauera a prawo Ohma

A zatem współczynnik transmisji dla N centrów rozpraszania

$$T(N) = \frac{T}{N(1-T) + T}$$

Zakładając stałą gęstość linową centów rozpraszania

$$T(N) = \frac{T}{n_{scat}L(1-T) + T} = \frac{\frac{T}{n_{scat}(1-T)}}{L + \frac{T}{n_{scat}(1-T)}} = \frac{L_0}{L + L_0}$$

Długość charakterystyczna
odpowiadającej średniej długości
rozpraszania

Ponieważ liczba modów

$$G = \frac{2e^2}{h} \frac{k_F W}{\pi} T = \frac{2e^2}{h} \frac{k_F W}{\pi} \frac{L_0}{L + L_0}$$

Ponieważ zazwyczaj $L \gg L_0$

$$G = \frac{2e^2}{h} \frac{k_F L_0}{\pi} \frac{W}{L} = \sigma \frac{W}{L}$$

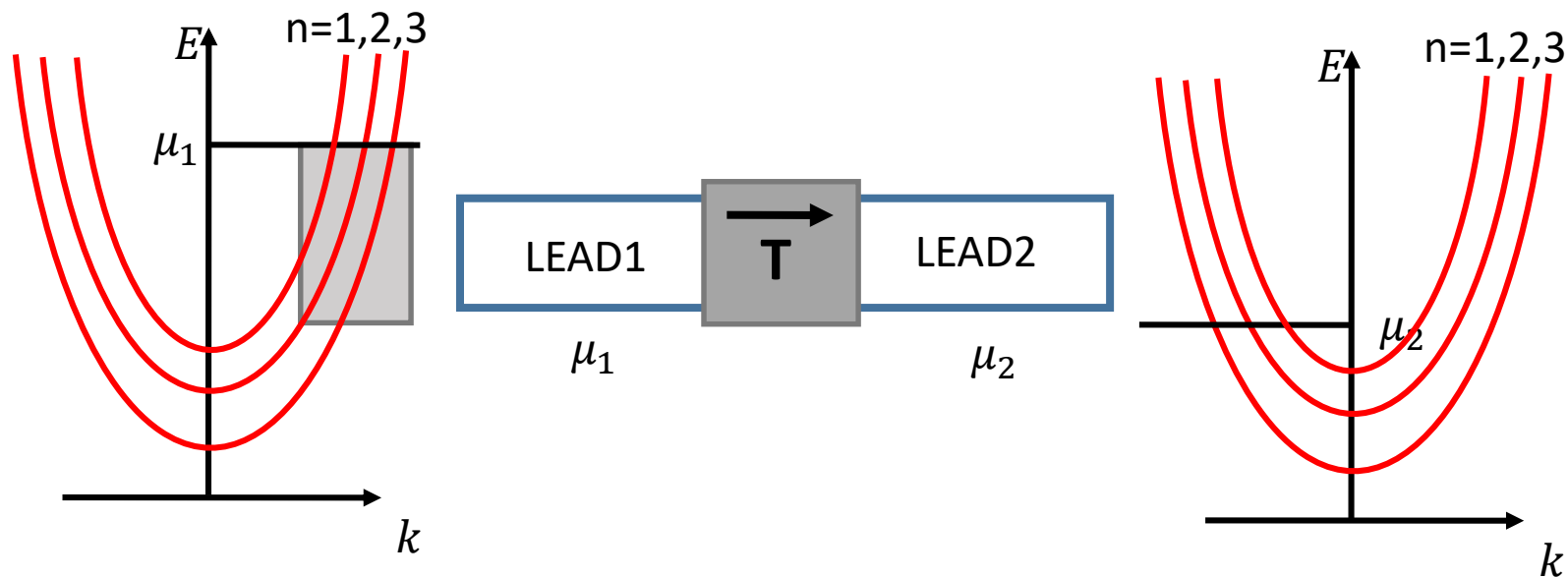
Prawo Ohma

Formuła Landauera – mody poprzeczne

Do tej pory wszędzie zakładaliśmy, że liczba modów poprzecznych w każdym kanale jest taka sama (kanały są takie same) i nie ma rozpraszania między poszczególnymi modami poprzecznymi

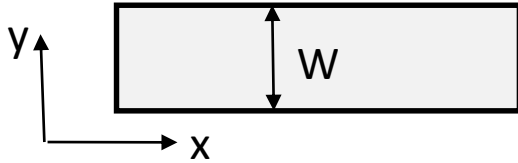
$$\bar{T}_{pq} = M(E)T_{pq}$$

Fizyka samego kontaktu jest jednak znacznie bardziej skomplikowana. Każdy z nich składa się z wielu modów (stanów) poprzecznych, pomiędzy którymi może zachodzić transport, tzn. elektron z leadu 1 w stanie 1 może odbić się do leadu 1 w stanie 2 (przejście międzypasmowe), zmieniając swój wektor falowy (energia stała).



Formuła Landauera – mody poprzeczne

Uproszczony model leadu



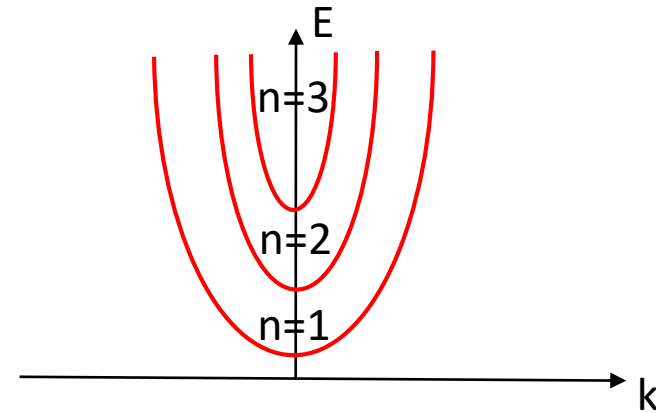
Równanie Schrödingera

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_{conf}(\mathbf{r}) \right] \psi_n(\mathbf{r}) = E_n \psi_n(\mathbf{r})$$

masa efektywna
 potencjał uwięzienia

Dla uwięzienia w kierunku y – metoda separacji zmiennych

$$\psi_n(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \chi_n(y) e^{ikx}$$



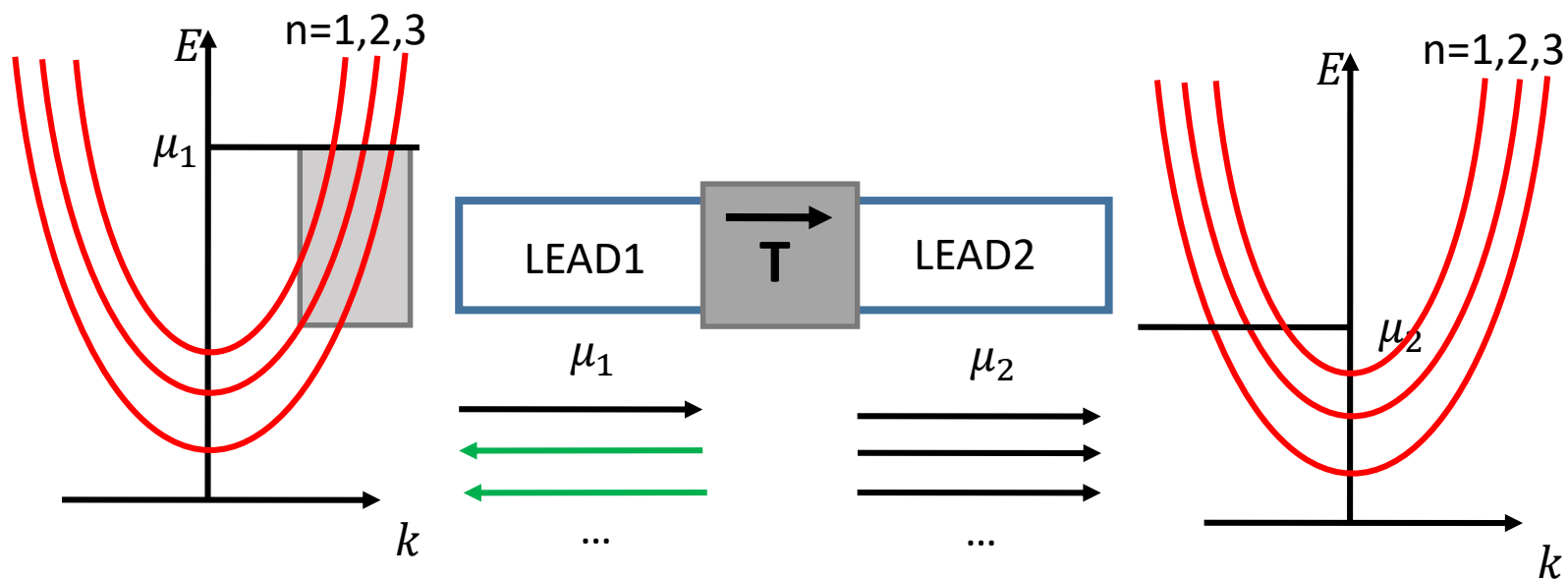
Nowe oznaczenie

T_{pq}^{nm} - prawdopodobieństwo, że elektron z kontaktu q i stanu m przejdzie do kontaktu p i modu n.

stąd

$$\bar{T}_{pq} = \sum_{m \in q} \sum_{n \in p} T_{pq}^{nm}$$

Formuła Landauera – mody poprzeczne



$$\psi_L(x, y) = \chi_1(y)e^{ik_1x} + \sum_{n \in L} r_n \chi_n(y)e^{ik_nx}$$

amplituda odbicia

$$\psi_R(x, y) = \sum_{n \in R} t_n \chi_n(y)e^{ik_nx}$$

amplituda transmisji

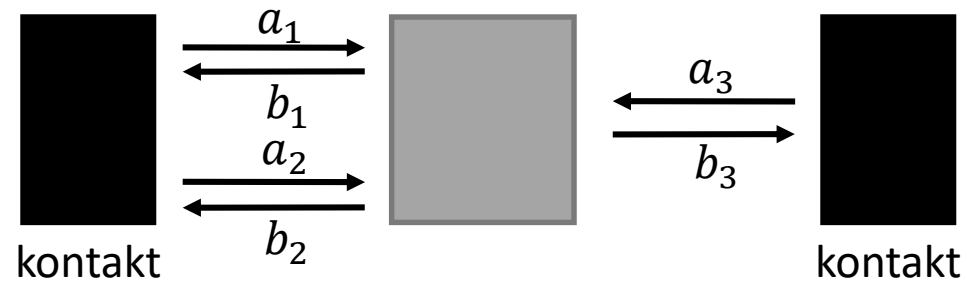
Powinniśmy rozpatrzyć, że elektron wchodzi do układu z każdego możliwego modu w lewym kontakcie. Ale dla tego szczególnego przypadku, w którym elektron wchodzi do układu z lewego kontaktu z $n=1$

$$R_{11}^{n1} = |r_n|^2$$

$$T_{21}^{n1} = |t_n|^2$$

Macierz rozpraszania

Macierz rozpraszania - macierz łącząca amplitudy fal wychodzących z układu z amplitudami fal wchodzącymi do układu.



W zapisie macierzowym

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}$$

Każda amplituda wyjściowa jest wynikiem transmisji do tego modu elektronów z wszystkich możliwych modów wchodzących do układu.

$$T^{nm} = |s_{nm}|^2$$

Współczynnik transmisji z modu m do modu n.
Oba mody mogą znajdować się w różnych kontaktach.

Własności macierzy rozpraszania

W zapisie macierzowym

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}$$

$$\begin{array}{ccc} \xrightarrow{\text{Wektor amplitud}} & b = Sa & \xleftarrow{\text{Wektor amplitud}} \\ \text{wychodzących} & \uparrow & \text{wchodzących} \\ & \text{Macierz} & \\ & \text{rozpraszania} & \end{array}$$

Z zasady zachowania prądu suma gęstości prądu wchodzącego musi być równa gęstości prądu wychodzącego

$$\sum_m |a_m|^2 = \sum_m |b_m|^2$$

$$a^\dagger a = b^\dagger b$$

$$a^\dagger a = [Sa]^\dagger Sa = a^\dagger S^\dagger Sa$$

$$S^\dagger S = 1 = SS^\dagger$$

Macierz rozpraszania jest macierzą unitarną

Własności macierzy rozpraszania

Z unitarności macierzy rozpraszania

$$S^\dagger S = 1 = S S^\dagger \quad \longrightarrow \quad \sum_m |s_{mn}|^2 = 1 = \sum_m |s_{nm}|^2$$

Pierwsza z równości mówi o tym, że suma prawdopodobieństw transmisji do jakiegokolwiek modu dla elektronu wstrzykniętego z modu n jest równa 1. Druga równość nie jest już tak oczywista i mówi, że suma po wszystkich modach wejściowych zakładając jeden mod wyjściowy, który obserwujemy również jest równa 1.

Wracając do wcześniejszych oznaczeń

$$\sum_q \bar{T}_{qp} = \sum_{n \in p} \sum_m T_{qp}^{mn} = \sum_{n \in p} 1 = M_P$$

$$\sum_q \bar{T}_{pq} = \sum_{n \in p} \sum_m T_{qp}^{nm} = \sum_{n \in p} 1 = M_P$$

$$\sum_q \bar{T}_{qp} = \sum_q \bar{T}_{pq}$$

Własności macierzy rozpraszania

Dla układu dwuterminalowego

$$\begin{array}{rcccl}
 \bar{T}_{pq}(E) & q = 1 & q = 2 & & \\
 p = 1 & xx & xx & SUM = M_1 & \\
 p = 2 & xx & xx & SUM = M_2 & \\
 SUM = & M_1 & M_2 & &
 \end{array}$$

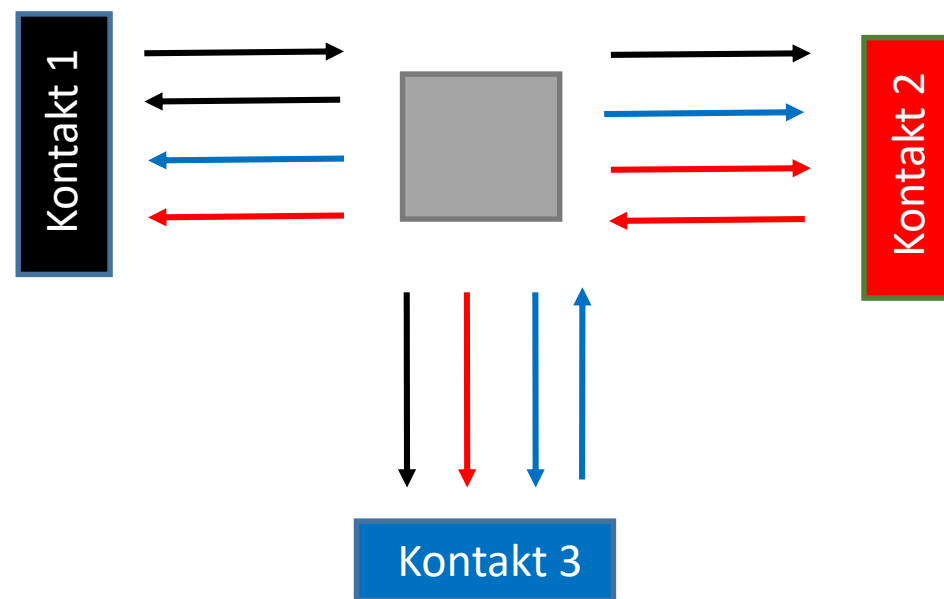
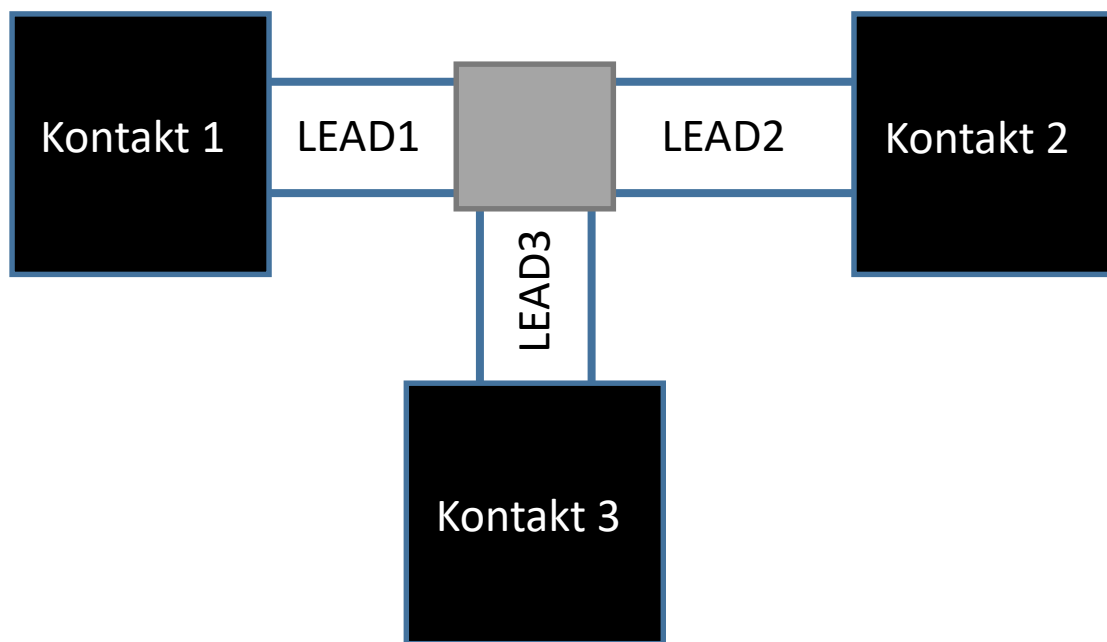
A to oznacza, że

$$\bar{T}_{11} + \bar{T}_{12} = \bar{T}_{11} + \bar{T}_{21}$$

$$\bar{T}_{12} = \bar{T}_{21}$$

Formuła Büttikera

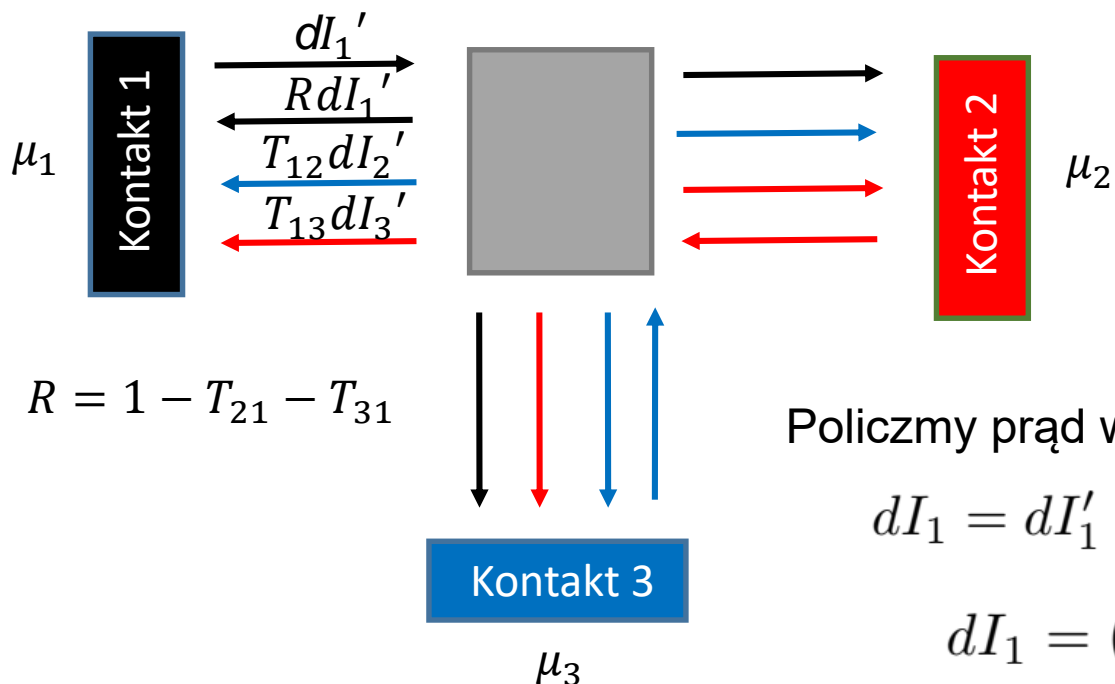
Układ wieloterminalowy - w roku 1985 Buttiker uogólnił formułę Landauera na układy wieloterminalowe.



Schematyczny rozkład prądów od poszczególnych kontaktów oznaczone kolorami odpowiadającymi kolorom kontaktów.

Formuła Büttikera

W roku 1985 Büttiker uogólnił formułę Landauera na układy wieloterminalowe



Prądy wychodzące z poszczególnych kontaktów

$$dI_1' = \frac{2e}{h} M(E) f_1(E, \mu_1) dE$$

$$dI_2' = \frac{2e}{h} M(E) f_2(E, \mu_2) dE$$

$$dI_3' = \frac{2e}{h} M(E) f_3(E, \mu_2) dE$$

Policzmy prąd w kontakcie 1

$$dI_1 = dI_1' - (1 - T_{21}(E) - T_{31}(E))dI_1' - T_{12}(E)dI_2' - T_{13}(E)dI_3'$$

$$dI_1 = (T_{21}(E) + T_{31}(E))dI_1' - T_{12}(E)dI_2' - T_{13}(E)dI_3'$$

Konwencja zapisu w teorii transportu

$$T_{pq} = T_{p \leftarrow q}$$

Formuła Büttikera

Otrzymujemy

$$I_1 = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} M(E) [(T_{21}(E) + T_{31}(E))f_1(E, \mu_1) - T_{12}(E)f_2(E, \mu_2) - T_{13}(E)f_3(E, \mu_3)] dE$$

Wprowadzając oznaczenie

$$\bar{T}_{pq} = M(E)T_{pq}$$

i uogólniając na układ n-terminalowy

$$I_p = \frac{2e}{h} \sum_q \int_{-\infty}^{\infty} [\bar{T}_{qp}(E)f_p(E, \mu_p) - \bar{T}_{pq}(E)f_q(E, \mu_q)] dE$$

Ponieważ potencjał w kontakcie μ/e , to dla $T=0 K$

$$I_p = \sum_q [G_{qp}V_p - G_{pq}V_q]$$

gdzie

$$G_{pq} = \frac{2e^2}{h} \bar{T}_{pq}$$

Ponieważ

$$[G_{pq}]_{+B} = [G_{qp}]_{-B}$$

Mamy

$$I_p = \sum_q G_{pq} [V_p - V_q]$$

Formuła Büttikera

Dla układu trójterminalowego

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{12} + G_{13} & -G_{12} & -G_{13} \\ -G_{21} & G_{21} + G_{23} & -G_{23} \\ -G_{31} & -G_{32} & G_{31} + G_{32} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix}$$

Ponieważ zachodzi prawo Kirchhoffa, a potencjały mierzy względem jednego z kontaktów, tzn. możemy założyć, że

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{12} + G_{13} & -G_{12} \\ -G_{21} & G_{21} + G_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

Odwracając to równanie

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

Macierz rezystancji

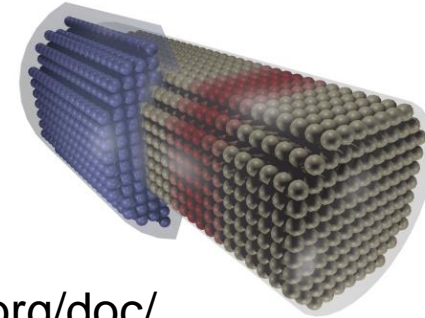
$$R = \begin{bmatrix} G_{12} + G_{13} & -G_{12} \\ -G_{21} & G_{21} + G_{23} \end{bmatrix}^{-1}$$

KWANT - laboratorium



[about](#)
[blog](#)
[install](#)
[documentation](#)
[community](#)
[contribute](#)
[cite](#)

<https://kwant-project.org/doc/>

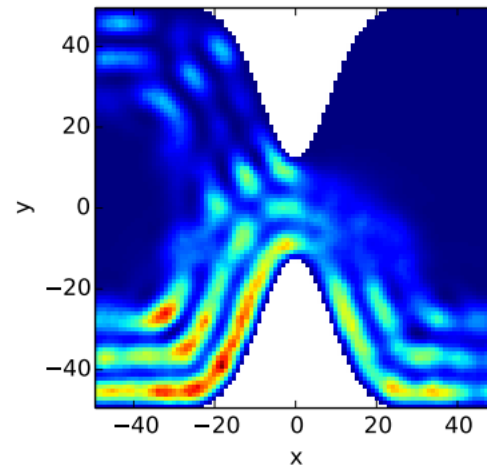
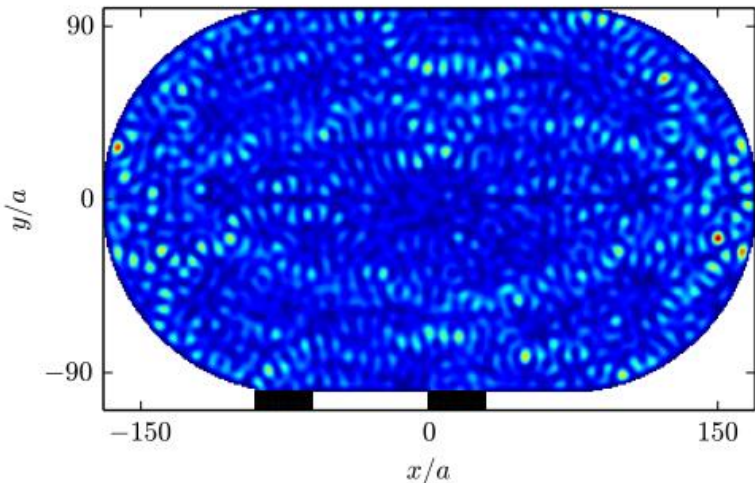
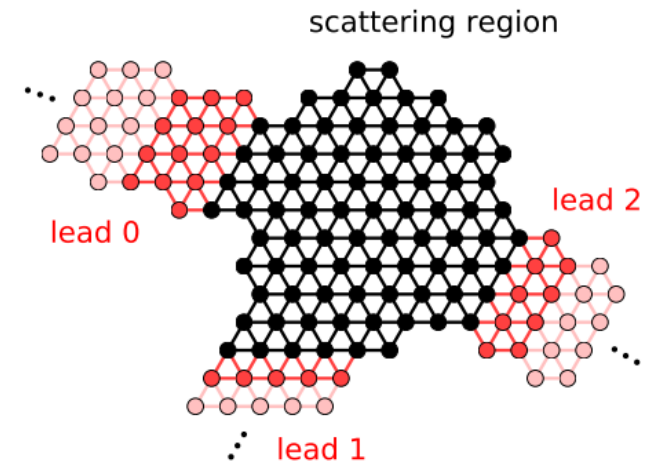
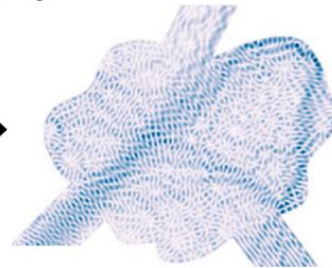


Quantum transport simulations made easy



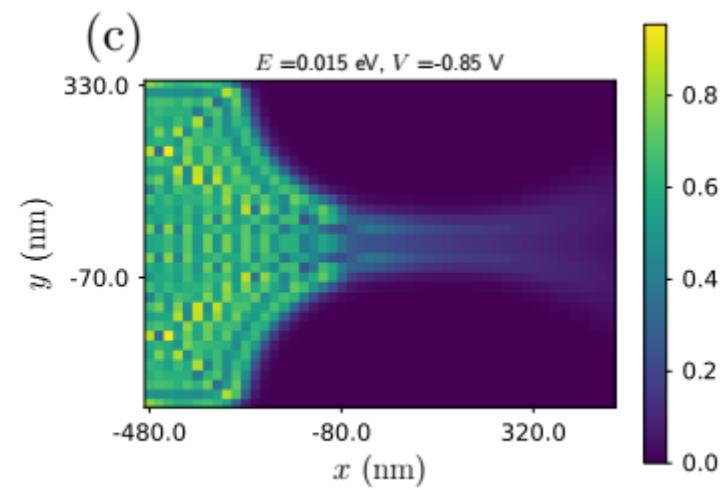
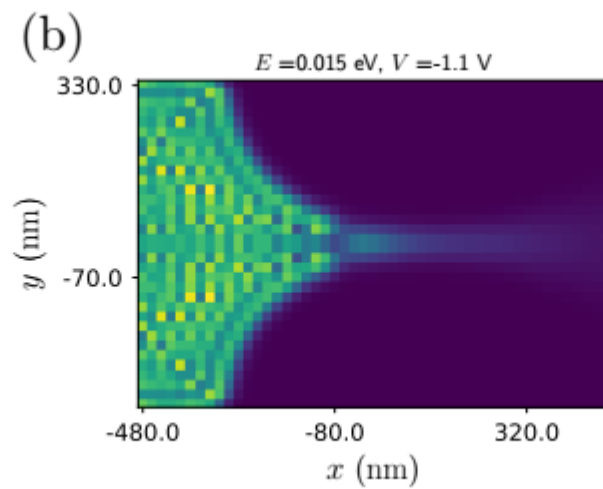
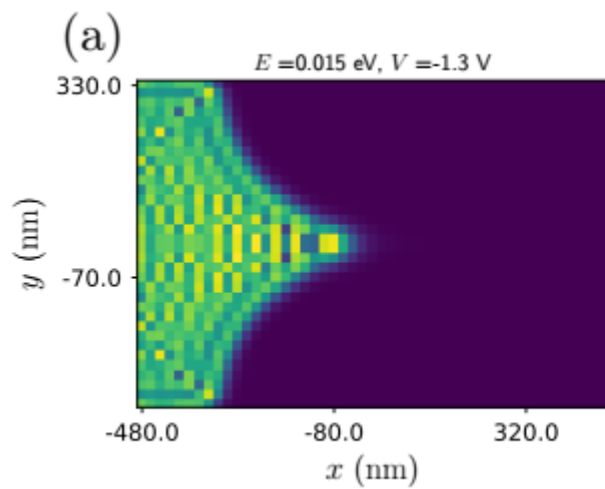
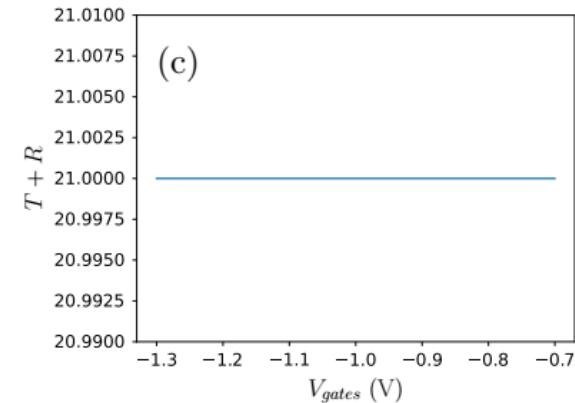
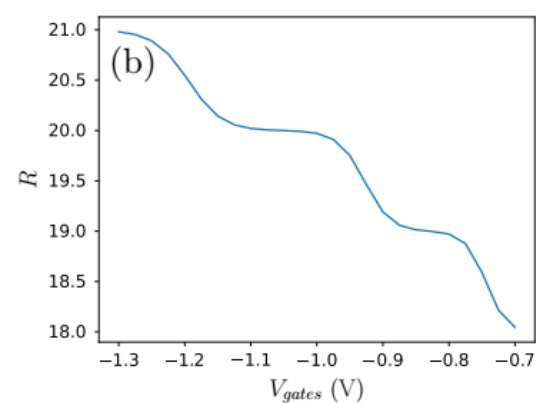
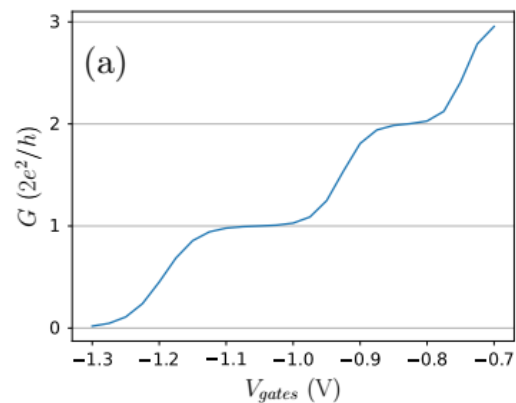
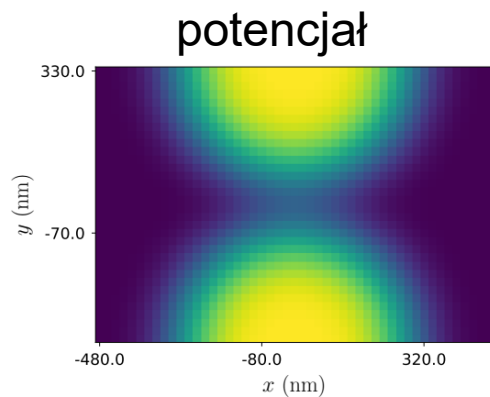
```

import kwant
...
syst = make_system()
smatrix = kwant.smatrix(syst)
G = smatrix.transmission(1, 0)
    
```



C. W. Groth, M. Wimmer, A. R. Akhmerov, X. Waintal, *Kwant: a software package for quantum transport*, [New J. Phys. 16, 063065 \(2014\)](#).

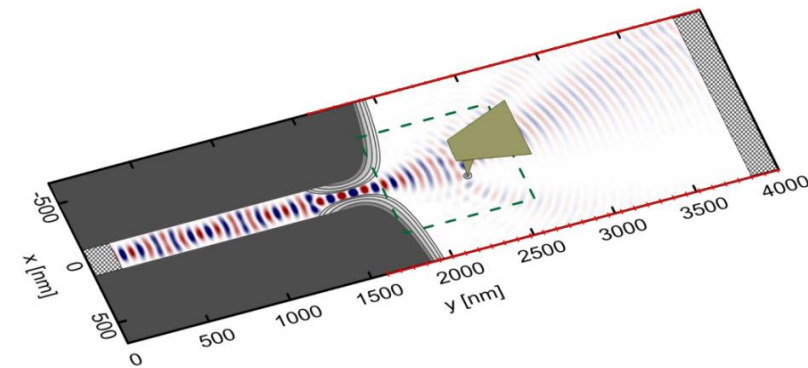
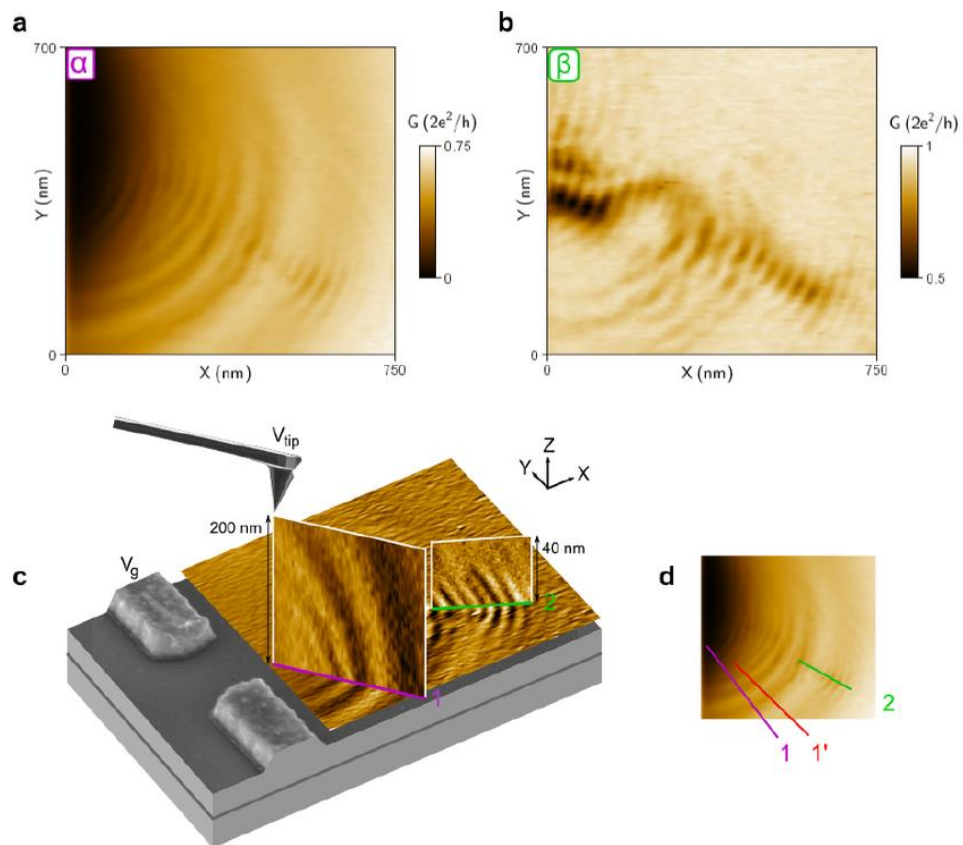
Przykład symulacji w KWANCIE



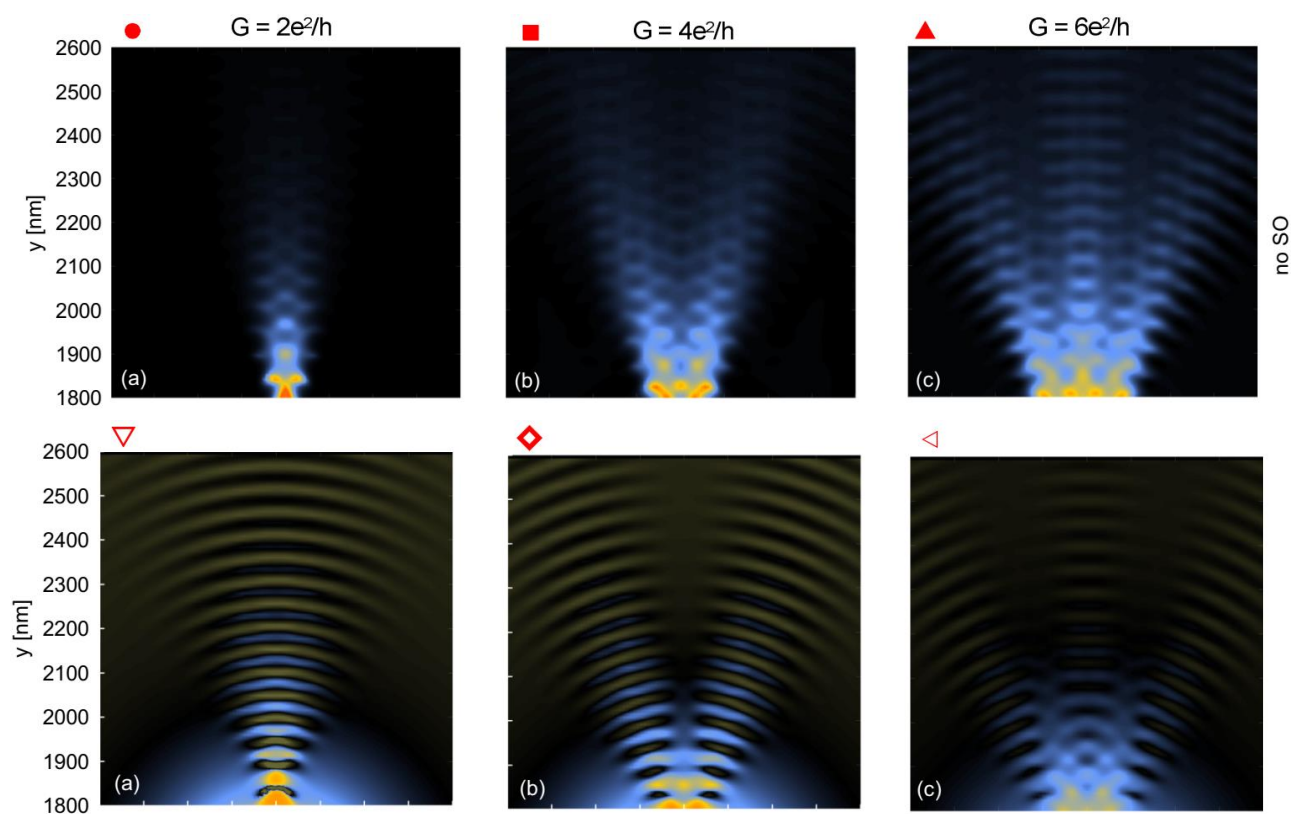


SGM – scanning gate microscopy – przykład

Eksperyment



Teoria



Dziękuję za uwagę !!!

PRB, 90, 035301 (2014)

Dziękuję za uwagę !!!
Jutro przejdziemy do praktyki