

Raport z udziału w badaniach naukowych: Symulacja interferometru Fabry-Perota w grafenie w pakiecie „Kwant”

Kacper Połuszejko, 412183

1 Wstęp

W heterozłączach grafenowych typu $p-n$ szczególne znaczenie ma tunelowanie Kleina. Dla idealnie prostego złącza pęd równoległy do granicy jest zachowany, a zatem zachowana jest poprzeczna składowa wektora falowego k_y . Nośniki padające normalnie na złącze ($k_y = 0$) nie mogą ulec rozpraszaniu wstecznemu i przechodzą przez barierę z prawdopodobieństwem bliskim jedności. Dla padania skośnego transmisja ulega tłumieniu, a dla gładkiego profilu potencjału (w skali stałej sieci) prowadzi to do efektu kolimacji kanałów przewodzących. W przybliżeniu półklasycznym prawdopodobieństwo transmisji przez pojedyncze złącze można zapisać jako funkcję k_y w postaci wykładniczej

$$|T(k_y)|^2 = \exp\left(-\frac{\pi\hbar v_F k_y^2}{eE}\right), \quad (1)$$

gdzie E oznacza efektywne pole elektryczne w obszarze złącza. Zależność ta wskazuje, że struktura $p-n$ działa jak filtr kątowy, przepuszczając głównie nośniki o małych $|k_y|$.

W układzie $p-n-p$ (lub $n-p-n$) dwa złącza tworzą rezonator dla fal elektronowych. Częściowe odbicia na obu granicach powodują interferencję, analogiczną do rezonatora Fabry’ego-Pérot’a w optyce. W formalizmie Landauera konduktancję wyraża się sumą transmisji po kanałach poprzecznych, natomiast oscylacyjna część konduktancji związana z interferencją może zostać zapisana w postaci

$$G_{\text{osc}} = \frac{8e^2}{h} \sum_{k_y} |T_+|^2 |T_-|^2 |R_+| |R_-| \cos(\theta_{\text{WKB}} + \Delta\theta_{\text{rf}}) \exp\left(-\frac{2L}{l_{\text{LGR}}}\right), \quad (2)$$

gdzie T_{\pm} i R_{\pm} są amplitudami transmisji i odbicia na dwóch złączach, L jest efektywną długością komory, l_{LGR} oznacza efektywną długość drogi swobodnej (w "locally gated region"), θ_{WKB} jest fazą półklasyczną akumulowaną pomiędzy złączami, a $\Delta\theta_{\text{rf}}$ stanowi wkład fazowy związany z odbiciem Kleina. W obecności pola magnetycznego B trajektorie nośników ulegają zakrzywieniu, co zmienia warunki interferencji i może prowadzić do przesunięć fazy prążków transmisyjnych, stanowiących eksperymentalną sygnaturę tunelowania bezodbiciowego.

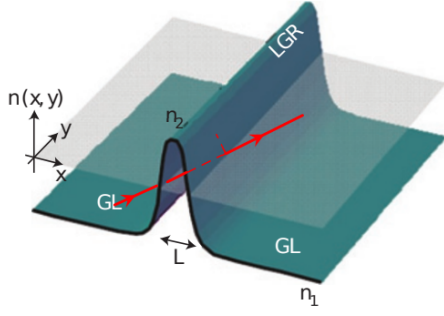


Figure 1: Schematyczny profil gęstości nośników $n(x, y)$ w grafenie: dwa obszary zewnętrzne (GL) o koncentracji n_1 oraz obszar lokalnie bramkowany (LGR) o koncentracji n_2 . Różnica n_1 i n_2 tworzy dwa złącza p - n , a odległość L wyznacza długość komory.

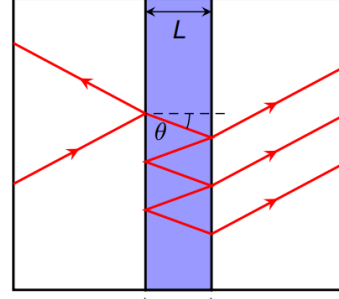


Figure 2: Balistyczny rezonator p - n - p w grafenie: obszar pod bramką o długości L jest ograniczony dwoma złączami, na których nośniki odbijają się i transmitują. Wielokrotne odbicia dla trajektorii padających pod kątem θ prowadzą do interferencji Fabry'ego-Pérot'a i oscylacji konduktancji.

2 Metodyka

W niniejszym ćwiczeniu analizowany jest transport balistyczny w grafenowym heterozłączu z potencjałem sterowanym napięciami bramek górnej V_{tg} i dolnej V_{bg} . Profil potencjału został zaimplementowany zgodnie ze wzorami:

$$n(x) = \frac{C_{TG} V_{TG}}{1 + \left| \frac{x}{w} \right|^{2.5}} + C_{BG} V_{BG}, \quad (3)$$

$$V(x) = -\text{sgn}(n(x)) \hbar v_F \sqrt{\pi |n(x)|}. \quad (4)$$

Aby otrzymać prawidłowy wynik, należy jeszcze podzielić C_{BG} oraz C_{TG} przez ładunek elementarny e .

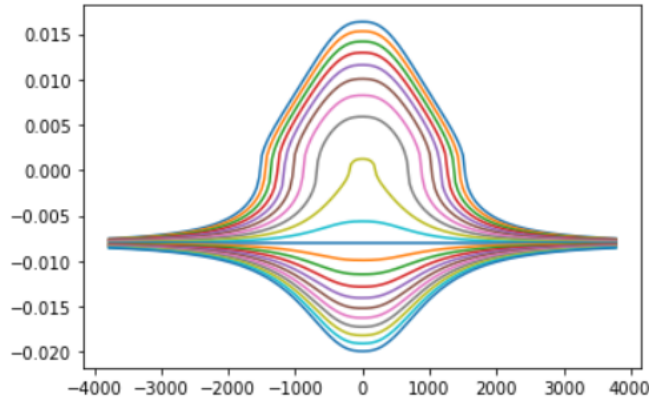


Figure 3: Wykres potencjału dla różnych V_{tg} . $V_{bg} = 80V$.

3 Wyniki

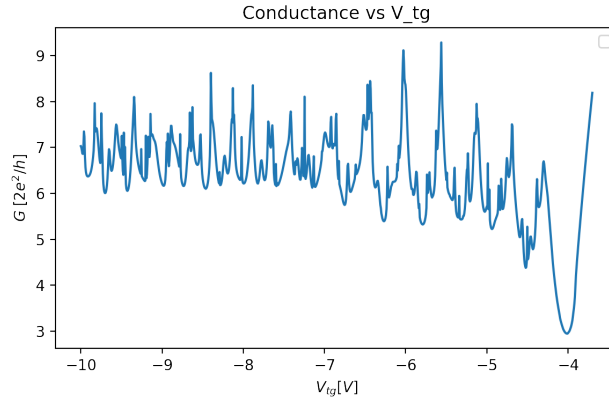


Figure 4: Zależność konduktancji od potencjału V_{TG} . Przyjęto $V_{BG} = 50V$. Widoczne są oscylacje wynikające z interferencji nośników.

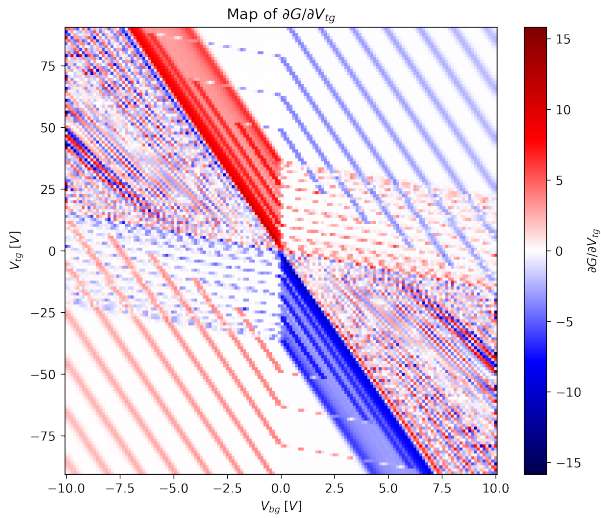


Figure 5: Mapa $\partial G/\partial V_{TG}$ w funkcji napięć bramek V_{TG} oraz V_{BG} . Ukośne prążki odpowiadają oscylacjom konduktancji wynikającym z interferencji nośników w strukturze $p-n-p$ (rezonator Fabry'ego-Pérot).

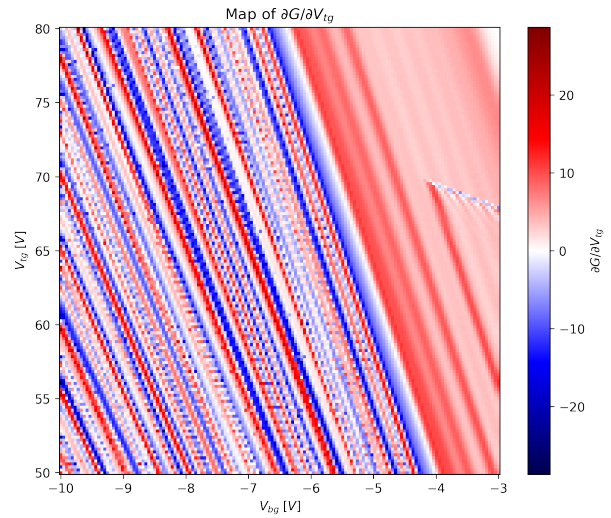


Figure 6: Mapa $\partial G/\partial V_{TG}$ dla zawężonego zakresu napięć V_{TG} i V_{BG} , umożliwiającą dokładniejszą obserwację prążków interferencyjnych.

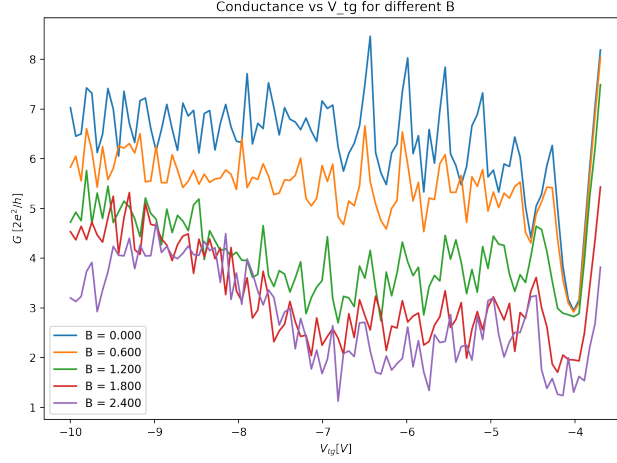


Figure 7: Na rysunku przedstawiono konduktancję $G(V_{TG})$ dla kilku wartości pola magnetycznego B przy stałym $V_{BG} = 50$ V. Widoczne oscylacje zmieniają swoje położenie wraz ze wzrostem B , co oznacza przesunięcie fazy prążków interferencyjnych. Jest to związane z zakrzywieniem trajektorii nośników w polu magnetycznym oraz zmianą fazy akumulowanej pomiędzy złączami w rezonatorze p - n - p , co modyfikuje warunki konstruktywnej interferencji.

4 Podsumowanie

Uzyskane wyniki potwierdzają obecność oscylacji konduktancji charakterystycznych dla interferencji w strukturze p - n - p w grafenie. Widoczna struktura prążków na mapach $\partial G / \partial V_{TG}$ wskazuje na poprawne odtworzenie warunków rezonansowych oraz ich zależności od napięć bramek. Dodatkowo zaobserwowano przesunięcie fazy oscylacji wraz ze wzrostem pola magnetycznego, co jest zgodne z oczekiwanym wpływem B na warunki interferencji w rezonatorze. Otrzymane rezultaty można uznać za jakościowo zgodne z opisem zjawiska oscylacji Kleina w literaturze.

References

- [1] Young, Andrea F., and Philip Kim. *Quantum interference and Klein tunnelling in graphene heterojunctions*. Nature Physics **5**(3) (2009), 222–226.
- [2] Liu, Ming-Hao, and Klaus Richter. *Efficient quantum transport simulation for bulk graphene heterojunctions*. Physical Review B **86**(11) (2012), 115455.