

Symulacje komputerowe transportu elektronowego w nanostrukturach niejednorodnych

Maciej Wołoszyn

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica
w Krakowie

8 maja 2018

Spis treści

1. Autoreferat	5
1.1. Wstęp	5
1.1.1. Dane personalne	5
1.1.2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej	5
1.1.3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych	6
1.2. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego	7
1.2.1. Wprowadzenie	8
1.2.2. Szczegółowe omówienie prac składających się na cykl publikacji będących podstawą wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego	13
1.2.3. Podsumowanie	35
1.2.4. Literatura	35
1.3. Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze	39
1.3.1. Przed uzyskaniem stopnia doktora nauk fizycznych	39
1.3.2. Po uzyskaniu stopnia doktora nauk fizycznych	39
2. Wykaz opublikowanych prac naukowych lub twórczych prac zawodowych oraz informacja o osiągnięciach dydaktycznych, współpracy naukowej i popularyzacji nauki	41
2.1. Wykaz publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe, o którym mowa w art. 16 ust. 2 ustawy	41
2.2. Wykaz innych (nie wchodzących w skład osiągnięcia wymienionego w p. 2.1) opublikowanych prac naukowych oraz wskaźniki dokonań naukowych	43
2.3. Dorobek dydaktyczny i popularyzatorski oraz informacja o współpracy międzynarodowej habilitanta	49
A. Publikacje naukowe w czasopismach znajdujących się w bazie JCR	53
B. Publikacje naukowe w czasopismach spoza bazy JCR	56
C. Wystąpienia konferencyjne	57

1. Autoreferat

1.1. Wstęp

1.1.1. Dane personalne

Imię i nazwisko **Maciej Wołoszyn**

Miejsce zatrudnienia Akademia Górniczo–Hutnicza im. St.Staszica
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
al. Mickiewicza 30
30-059 Kraków

Telefon +48 12 617 2995

E-mail woloszyn@agh.edu.pl

ResearcherID C-8728-2011

ORCID 0000-0001-9896-1018

1.1.2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej

Doktor nauk fizycznych 2005
Akademia Górniczo–Hutnicza im. St.Staszica w Krakowie
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Tytuł pracy **Badanie struktury elektronowej w nieuporządkowanych układach niskowymiarowych**
Promotor Prof. dr hab. Andrzej Maksymowicz
Recenzenci Prof. dr hab. Tadeusz Balcerzak
Prof. dr hab. inż. Janusz Tobała

Magister inżynier fizyki technicznej 2000
Akademia Górniczo–Hutnicza im. St.Staszica w Krakowie
Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej
Tytuł pracy **Modelowanie zaburzeń przepływu dyskretnego ośrodka w obecności przeszkód**
Promotor Dr inż. Mariusz Kopec
Recenzent Prof. dr hab. inż. Witold Dzwinel

1.1.3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

od 10/2006 adiunkt
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej,
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St.Staszica
w Krakowie

10/2005 – 09/2006 asystent
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej,
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St.Staszica
w Krakowie

1.2. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego

Jako osiągnięcie naukowe w rozumieniu art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311) przedstawiam cykl ośmiu powiązanych tematycznie publikacji:

- [H1] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Nonclassical properties of electronic states of aperiodic chains in a homogeneous electric field”. *Phys. Rev. B* **80** (2009), 035127.
- [H2] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Multifractal analysis of the electronic states in the Fibonacci superlattice under weak electric fields”. *Eur. Phys. J. B* **85** (2012), 10.
- [H3] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, D. Szydłowski. “Dynamical localisation of conduction electrons in one-dimensional disordered systems”. *J. Comput. Electron.* **14** (2015), 916.
- [H4] M. Wołoszyn, J. Adamowski, P. Wójcik, B. J. Spisak. “Periodicity of resonant tunneling current induced by the Stark resonances in semiconductor nanowire”. *J. Appl. Phys.* **114** (2013), 164301.
- [H5] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, J. Adamowski, P. Wójcik. “Magnetoresistance anomalies resulting from Stark resonances in semiconductor nanowires with a constriction”. *J. Phys. Condens. Matter* **26** (2014), 325301.
- [H6] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. “Transition from positive to negative magnetoresistance induced by a constriction in semiconductor nanowire”. *Physica E* **83** (2016), 127.
- [H7] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Stark resonances induced by the exchange–correlation potential in piezoelectric nanowires”. *Phys. Status Solidi RRL* **11** (2017), 1700248.
- [H8] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Dissipative transport of thermalized electrons through a nanodevice”. *Phys. Rev. B* **96** (2017), 075440.

pod wspólnym tytułem:

“Symulacje komputerowe transportu elektronowego w nanostrukturach niejednorodnych”.

1.2.1. Wprowadzenie

Miniaturyzacja układów elektronicznych i szybko malejące rozmiary urządzeń, które są ich elementami składowymi, powoduje konieczność stosowania kwantowego opisu ich działania ze względu na to, że falowa natura elektronów prowadzi do występowania zjawisk, których nie można zaniedbać w opisie teoretycznym. Przykładami takich zjawisk, zbadanych eksperymentalnie oraz przewidywanych na podstawie obliczeń teoretycznych, są słaba lokalizacja oraz fluktuacje konduktancji, związane z kwantowymi efektami interferencyjnymi. Dlatego też teoria transportu kwantowego w nanoskali jest jednym z najintensywniej rozwijających się działów fizyki teoretycznej, a opracowane w jej ramach metody znajdują zastosowanie m.in. w nanoelektronice czy spintronice. Znaczenie tego podejścia wynika z faktu, że zrozumienie własności zjawisk transportu kwantowego pozwala na rozwój technik symulacji, które mogą być stosowane do modelowania nowych nanourządzeń oraz do interpretacji wyników eksperymentalnych. Modelowanie nanourządzeń oparte na opisie kwantowo-mechanicznym, oraz zastosowanie zaawansowanych metod numerycznych daje możliwość przewidywania własności transportowych oraz badania roli wielu wpływających na nie czynników, w tym wprowadzanych intencjonalnie lub nieintencjonalnie defektów i niejednorodności.

Dzięki temu, że wytwarzanie wysokiej jakości układów wielowarstwowych jest osiągalne od dłuższego czasu, możliwe jest wyprodukowanie układów niejednorodnych składających się z dowolnie założonej sekwencji studni i barier potencjału, a następnie eksperymentalne badanie własności supersieci półprzewodnikowych, grafenowych czy fotonicznych. Mogą one bazować na ciągach kwazi-periodycznych,[1, 2, 3, 4] posiadających nie tylko wiele ciekawych własności czysto matematycznych, ale także istotnych w opisie układów fizycznych takich jak kwazi-kryształy[5] (nie tylko wytworzone sztucznie, ale także występujące w naturze[6]). Do ciągów tego typu będących najczęstszymi obiektami badań teoretycznych oraz eksperymentalnych można zaliczyć np. binarny ciąg Fibonacciego i ciąg Thue–Morse’a.[7, 8, 9] Warto też zauważyć, że układy kwazi-periodyczne są zwykle klasyfikowane jako przypadek pośredni między układami uporządkowanymi i nieuporządkowanymi, przy czym posiadają pewne unikalne cechy charakterystyczne związane z występowaniem spektrum fraktalnego i cech samopodobieństwa.[10, 11]

Ten rodzaj niejednorodności może zostać wytworzony również w nanodrutach, które są istotnymi częściami urządzeń znajdujących zastosowania w elektronice, fotonice, konwersji energii, mechanice i innych dziedzinach.[12] Niejednorodność materiałowa w nanodrucie może mieć postać warstw różnych materiałów, jak to ma miejsce w przypadku eksperymentów prowadzonych na drutach wytworzonych z arsenku indu (InAs) z barierami z fosorku indu (InP),[13, 14] nanodrutowych tranzystorów polowych z arsenku indu i antymonku indu (InAs/InSb),[15] czy też wytworzonych w nanodrutach heterostruktur opartych na azotku galu oraz azotku galu z domieszką glinu ($\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$).[16] Brak niezmienniczości translacyjnej może wynikać także z obecności rozciągłych defektów albo celowo wytworzonego przewężenia – efekt ten może być również uzyskany elektrostatycznie za pomocą bramki dookólnej, co może być bardziej pożądane w zastosowaniach praktycznych ponieważ daje możliwość elektrycznej kontroli parametrów takiego przewężenia.[17, 18] W każdym z tych przypadków, obecność przewężenia ma znaczący wpływ na konduktancję i inne wielkości fizyczne charakteryzujące własności transportowe rozważanych układów.[19, 20, 21] Dodatkowo, także wpływ pola magnetycznego może prowadzić do zmian własności transportowych nanodrutów z przewężeniem, w szczególności przejścia między dodatnim i ujemnym magnetooporem, co jest zjawiskiem obserwowanym uprzednio w różnych układach takich jak nanorurki węglowe,[22] nanokompozyty organiczno-półprzewodnikowe,[23] czy nanodrut z InP.[24] Szczególną uwagę warto poświęcić nanourządzeniom wytworzonym z azotków, należącym do kategorii materiałów powszechnie wykorzystywanych do wytwarzania nanodrutów ze względu na ich własności mechaniczne, niską zawartość defektów oraz dobrze ugruntowane metody wzrostu, co zapewnia użyteczność tego typu urządzeń stosowanych np. jako generatory piezoelektryczne[25] lub fotodetektory.[26] Typową ich cechą jest występowanie znaczącego wewnętrznego pola elektrycznego pochodzącego od spontanicznej polaryzacji oraz efektów piezoelektrycznych.[27] Gdy dwa różne materiały, przykładowo GaN oraz AlGaN, sąsied-

dują ze sobą, powoduje to pojawienie się ładunku rozmieszczonego w obszarze styku tych materiałów. Modyfikuje to profil energii potencjalnej i wpływa na oddziaływania elektron-elektron, co musi być wzięte pod uwagę przy opisie teoretycznym i obliczeniach służących zbadaniu własności takich układów.

Publikacje naukowe zaprezentowane w tym autoreferacie poświęcone są zarówno układom kwazi-periodycznym, jak i różnego rodzaju nanodrutom niejednorodnym. W pierwszej grupie publikacji ([H1, H2, H3]) dyskutowane są układy, w których ciągi kwazi-periodyczne lub przypadkowe definiują położenia centrów rozpraszających lub, alternatywnie, barier i studni kwantowych. Pozostałe publikacje składające się na cykl ([H4, H5, H6, H7, H8]) koncentrują się na analizie nanourządzeń z niejednorodnościami materiałowymi lub strukturalnymi.

Cel prac [H1–H8]

Celem prezentowanych prac naukowych było w pierwszej kolejności zbadanie wpływu pola elektrycznego na globalną i lokalną strukturę elektronową układów aperiodycznych (kwazi-periodycznych lub nieuporządkowanych), a także na własności statystyczne funkcji falowych w takich układach lub funkcji rozkładu definiowanych w przestrzeni fazowej. W dalszym etapie badań wyznaczyłem charakterystyki transportowe nanodrutów z niejednorodnościami materiałowymi lub strukturalnymi, wychodząc od modeli jednowymiarowych, a następnie z użyciem modeli trójwymiarowych oraz uwzględniających dodatkowo czynniki, m.in. zewnętrzne pole magnetyczne. Na koniec wprowadziłem bardziej realistyczny opis zjawisk transportowych w układach otwartych uwzględniający procesy rozpraszania w kontaktach.

Najważniejsze wyniki

Najważniejsze wyniki moich badań zaprezentowane w pracach [H1–H8] to m.in.:

1. znalezienie własności periodycznych prądu rezonansowo-tunelowego dla nanodrutów zawierających strukturę z podwójną barierą, wynikających ze zmian odległości pomiędzy źródłem i drenem, lub alternatywnie ze zmian przyłożonego napięcia źródło-dren oraz napięcia bramki; wyjaśnienie pochodzenia tych periodycznych zmian z uwzględnieniem rezonansów Starka powstających w trójkątnej studni potencjału wytworzonej w obszarze warstwy buforowej (*spacera*) oraz zaproponowanie eksperymentalnej metody obserwacji tych rezonansów;[H4]
wyjaśnienie roli potencjału korelacyjno-wymennego w tworzeniu rezonansów Starka w nanodrutach piezoelektrycznych, a przez to w zmianach prądu płynącego przez nanodrut oraz wpływu na szum śrutowy;[H7]
2. wykazanie możliwości anomalnego zachowania magnetorezystancji w nanodrutach półprzewodnikowych z przewężeniem oraz jego związku z rezonansami Starka i pikami prądowymi; analiza wpływu parametrów geometrycznych przewężenia na prąd;[H5]
obliczenie magnetooporu w przypadku magnetotransportu spinowo-zależnego w nanodrutach InSb z przewężeniem i wykazanie, że znak magnetooporu może być zmieniony w zależności od średnicy przewężenia, co jest łącznym efektem ścieśnienia poprzecznych stanów elektronowych i spinowego efektu Zeemana, a zatem celowo wprowadzone przewężenie może umożliwić zastosowanie w roli urządzenia spintronicznego;[H6]
3. wprowadzenie poprawionych warunków brzegowych dla kinetycznego równania Wignera, pozwalających na bardziej realistyczny opis zjawisk transportowych uwzględniający termalizację elektronów w kontaktach; sprawdzenie wpływu tak zmodyfikowanych warunków brzegowych na charakterystyki prądowo-napięciowe nanodrutu półprzewodnikowego zawierającego strukturę z podwójną barierą potencjału;[H8]
4. wyznaczenie nieklasycznych właściwości układów kwazi-periodycznych bazujących na ciągach Fibonacciego i Thue-Morse'a w kontekście parametru nieklasyczności oraz wykaza-

nie, że jego wartości maksymalne w obecności słabego pola elektrycznego pokrywają się z tzw. *antycrossingami* sąsiadujących poziomów energetycznych, zmianami stopnia lokalizacji i rosnącą rolą ujemnej części funkcji rozkładu Wignera;[H1]

5. wykazanie, że pole elektryczne nie usuwa multifraktałnego charakteru funkcji falowych obliczonych dla supersieci Fibonacciego, spektrum osobliwości pozostaje asymetryczne, a nieliniowy charakter dynamiki poziomów energetycznych jest konsekwencją dużej liczby *antycrossingów*, które odpowiadają lokalnym minimom parametru IPR (*Inverse Participation Ratio*, odwrotność objętości zajmowanej przez stan kwantowy) i maksimum wymiaru uogólnionego;[H2]
6. zastosowanie kwantowego równania transportu w postaci Moyala do problemu dynamiki elektronów przewodnictwa w układzie nieuporządkowanym i wykazanie, że transport jest subdyfuzyjny ze względu na słabą lokalizację.[H3]

Metody obliczeniowe

Aby osiągnąć wymienione powyżej cele badawcze, przygotowałem (jako ich wyłączny autor) programy komputerowe, za pomocą których wykonałem następnie wszystkie obliczenia numeryczne, których wyniki zostały opisane w pracach składających się na cykl. Obliczenia te wykonane zostały z wykorzystaniem dwóch typów metod. Metody pierwszego rodzaju oparte są na niezależnym od czasu równaniu Schrödingera w przybliżeniu masy efektywnej, rozwiązywanym w celu znalezienia funkcji falowych i odpowiadających im energii własnych. W zależności od badanego układu, stosowany był jego jedno- lub trójwymiarowy model. W przypadku jednowymiarowym, prowadziło to do równania rozwiązywanego metodą różnic skończonych z zadanymi na brzegach ustalonymi warunkami brzegowymi ([H1],[H2]) lub przy założeniu układu otwartego w celu analizy własności transportowych ([H4]). Z drugiej strony, w przypadku zastosowania modeli trójwymiarowych ([H5],[H6],[H7]), przyjmowana była kwazi-separowalna postać funkcji falowych[28] (przy założeniu kierunku osi z wzdłuż osi symetrii nanodrutu),

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_n \phi_n(z) \chi_n(x, y; z) . \quad (1.1)$$

W ramach tego przybliżenia energia potencjalna elektronów przewodnictwa jest opisana wzorem

$$U(\mathbf{r}) = U_{\perp}(x, y; z) + U_{\parallel}(z) , \quad (1.2)$$

gdzie $U_{\perp}(x, y; z)$ jest energią potencjalną uwięzienia poprzecznego, podczas gdy energia potencjalna wzdłuż osi nanodrutu $U_{\parallel}(z)$ jest sumą kilku wyrazów odpowiadających czynnikom takim jak przyłożona różnica potencjałów, elektrostatyczna energia potencjalna, profil pasma przewodnictwa, oraz inne, zależne od szczegółów użytego modelu. W efekcie przyjęcia kwazi-separowalnej postaci funkcji falowej danej równaniem (1.1), trójwymiarowe równanie Schrödingera może być zastąpione równoważnym układem równań, mianowicie:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\perp} \chi_n(x, y; z) = E_n^{\perp}(z) \chi_n(x, y; z), \quad (1.3)$$

oraz

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m^*_{\parallel}(z)} \frac{d}{dz} + E_n^{\perp}(z) + U_{\parallel}(z) - E \right] \phi_n(z) = \sum_{n'} \Lambda_{nn'}(z) \phi_{n'}(z) , \quad (1.4)$$

przy czym dokładna postać hamiltonianu $\hat{\mathcal{H}}_{\perp}$ zależy od przyjętego modelu, a elementy macierzo-we $\Lambda_{nn'}(z)$ reprezentują sprzężenie między stanami poprzecznymi. Kształt powyższych równań wynika również z faktu, że parametry materiałowe (np. masa efektywna) wewnątrz nanodrutu zmieniają się w kierunku wzdłuż jego osi, ale nie zależą od współrzędnych x i y . Równanie (1.3) rozwiązywane jest za pomocą metody wariacyjnej z zastosowaniem funkcji próbnych w postaci liniowej kombinacji funkcji gausowskich (dodatkowo przemnażanych przez eksponencjalną funkcję

zespolonego czynnika fazowego w przypadku obecności pola magnetycznego). Po wyznaczeniu energii stanów poprzecznych, $E_n^\perp(z)$, równanie (1.4) może być rozwiązane z użyciem metody macierzy transmisji lub *quantum transmitting boundary method*[29], co pozwala na wyliczenie współczynnika transmisji $T_n(E)$. Może być on następnie wykorzystany np. do obliczenia prądu płynącego przez badane urządzenie za pomocą formuły Landauera[30]

$$I = \frac{2e}{h} \sum_n \int_0^\infty dE T_n(E) [f_S(E) - f_D(E)], \quad (1.5)$$

gdzie $f_{S(D)}(E)$ jest funkcją rozkładu Fermiego-Diraca dla elektronów w źródle (S) lub drenie (D), czy też do wyznaczenia spektralnej gęstości fluktuacji prądowych,[31]

$$S = \frac{2e^2}{\pi\hbar} \sum_n \int_0^\infty dE T_n(E) [1 - T_n(E)] [f_S(E) - f_D(E)]^2. \quad (1.6)$$

Równanie Schrödingera w powyżej omówionej postaci może być także rozwiązywane łącznie z równaniem Poissona. Podejście to zastosowane zostało w pracy [H7], w której samouzgodnione obliczenia metodą Schrödingera-Poissona pozwoliły na uwzględnienie efektów związanych z akumulacją ładunku. W tym celu użyte zostało równanie Poissona w następującej postaci:

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r})] = e[n(\mathbf{r}) - N_D(\mathbf{r})] + \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}), \quad (1.7)$$

gdzie $\varphi(\mathbf{r})$ jest potencjałem elektrostatycznym, $\varepsilon(\mathbf{r})$ jest zależną od położenia przenikalnością elektryczną, $N_D(\mathbf{r})$ jest gęstością zjonizowanych domieszek, $n(\mathbf{r})$ jest lokalną gęstością elektronów, a $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ jest polaryzacją wynikającą np. z występowania ładunków powierzchniowych zlokalizowanych na styku różnych materiałów. Efektywne rozwiązywanie tego równania z warunkami brzegowymi zadawanymi na dowolnie wybranych powierzchniach, niezbędne gdy wykonywane są obliczenia samouzgodnione w trzech wymiarach, było możliwe dzięki zaimplementowaniu numerycznej metody wielosiatkowej.

Drugi rodzaj metod obliczeniowych został wykorzystany do analizy stanów kwantowych w przestrzeni fazowej położenia i pędu, przeprowadzonej z zastosowaniem funkcji rozkładu Wignera $f(x, k, t)$, gdzie pęd $p = \hbar k$ ([H1, H3, H8]). Ten sposób postępowania dał możliwość prześledzenia wpływu efektów kwantowych (np. interferencji, która nie byłaby uwzględniana gdyby zastosowano klasyczne funkcje rozkładu oraz równania Boltzmanna i Liouville'a) na dynamikę nośników ładunku w ramach teorii kinetycznej.[32] Funkcja rozkładu Wignera zdefiniowana jest poprzez transformatę Weyla z macierzy gęstości $\rho(x, x', t)$ jako

$$f(x, k, t) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int d\xi \rho \left(x - \frac{\xi}{2}, x + \frac{\xi}{2}, t \right) e^{-ik\xi} \quad (1.8)$$

i w odróżnieniu od klasycznych funkcji rozkładu może przyjmować wartości ujemne. Dodatkową zaletą tej metody jest możliwość włączenia do opisu rozpraszania, co jest stosunkowo proste po zastosowaniu przybliżenia czasu relaksacji.[33]

W przypadku gdy rozważana jest zależna od czasu funkcja rozkładu Wignera, równanie kinetyczne można zapisać w postaci wynikającej z zastosowania transformaty Weyla do równania ruchu dla macierzy gęstości:

$$\frac{\partial f(x, k, t)}{\partial t} + \frac{\hbar k}{m^*} \frac{\partial f(x, k, t)}{\partial x} + \frac{1}{2\pi i \hbar} \int dk' W(x, k - k') f(x, k', t) = -\frac{f(x, k, t) - f^{\text{eq}}(x, k)}{\tau}, \quad (1.9)$$

gdzie $f^{\text{eq}}(x, k)$ jest równowagową funkcją Wignera, a τ jest czasem relaksacji odpowiadającym procesom rozpraszania, które są brane pod uwagę. Jądro całkowe $W(x, k)$ zdefiniowane jest jako

$$W(x, k) = \int dx' \left[U \left(x + \frac{x'}{2} \right) - U \left(x - \frac{x'}{2} \right) \right] e^{-ikx'}, \quad (1.10)$$

gdzie $U(x)$ jest energią potencjalną elektronów przewodnictwa. W celu wykonania obliczeń opisanych w pracy [H8], równanie (1.9) zostało rozwiązane numerycznie po przeprowadzeniu dyskretyzacji na siatce obliczeniowej dobranej tak, aby jej minimalna rozdzielczość pędowa była zgodna z ograniczeniami narzucanymi przez zasadę nieoznaczoności.[34] Inna możliwość wyznaczenia ewolucji czasowej funkcji rozkładu Wignera oparta jest na metodzie *split-operator* zaadoptowanej do kinetycznego równania transportowego w postaci Moyala; sposób ten znalazł zastosowanie w pracy [H3].

Po wyliczeniu funkcji Wignera $f(x, k, t)$ można wyznaczyć jej rozkłady brzegowe np. w celu uzyskania informacji o gęstości elektronowej w przestrzeni rzeczywistej na podstawie relacji

$$n(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int dk f(x, k, t). \quad (1.11)$$

Otrzymanie gęstości prądu jest możliwe jako wynik całkowania wyznaczonej funkcji Wignera za pomocą poniższego wzoru:

$$j(x, t) = \frac{e}{2\pi} \int dk \frac{\hbar k}{m^*} f(x, k, t). \quad (1.12)$$

Dodatkowo, dla dowolnego hermitowskiego operatora A można obliczyć wartość oczekiwaną jako

$$\langle A(t) \rangle = \int dx dk A_W(x, k) f(x, k, t), \quad (1.13)$$

gdzie $A_W(x, k)$ jest transformatą Weyla tego operatora.[35] A ponieważ stany elektronowe mogą być reprezentowane przez funkcję Wignera, to dla stanu czystego $|\psi(t)\rangle$ można ją wyznaczyć ze związku[36]

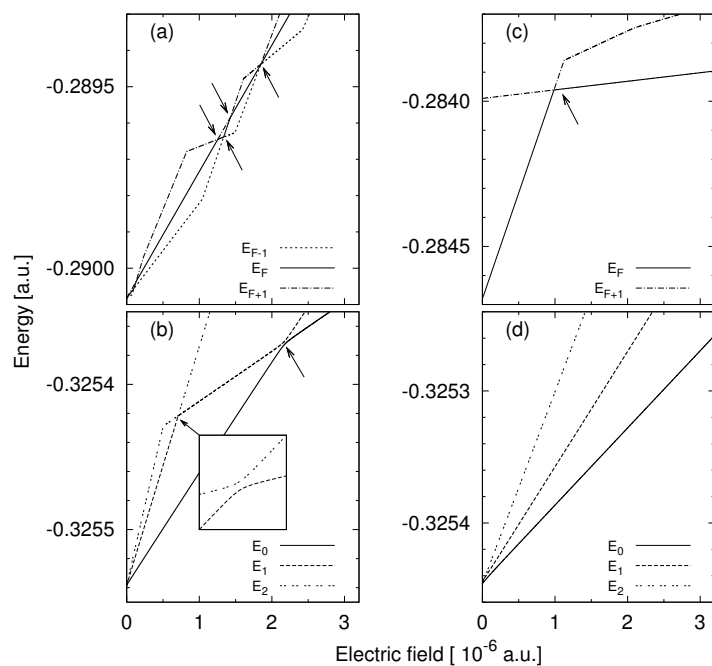
$$f(x, k, t) = \int dx' \left\langle x - \frac{x'}{2} \middle| \psi(t) \right\rangle \left\langle \psi(t) \middle| x + \frac{x'}{2} \right\rangle e^{-ikx'}, \quad (1.14)$$

co zostało wykorzystane w pracy [H1].

1.2.2. Szczegółowe omówienie prac składających się na cykl publikacji będących podstawą wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego

[H1] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. "Nonclassical properties of electronic states of aperiodic chains in a homogeneous electric field". *Phys. Rev. B* 80 (2009), 035127

Pierwsza z prezentowanych prac poświęcona jest analizie stanów elektronowych oraz ich lokalizacji w jednowymiarowych układach kwazi-periodycznych składających się z ciągu barier i studni kwantowych. W ramach przyjętego modelu ciągu $N = 100$ studni kwantowych założono jednoczątkowy hamiltonian opisujący elektrony poddane wpływowi zewnętrznego pola elektrycznego F . Każda ze studni opisana jest pseudopotencjałem Shawa modyfikowanym przez ekranowanie, o parametrach dobranych tak aby odtworzyć energię jonizacji dla miedzi (oraz z innymi parametrami również odpowiadającymi Cu), w wyniku czego każda studnia daje wkład do pasma przewodnictwa w postaci jednego stanu. Środki poszczególnych studni rozmieszczone są w położeniach określonych poprzez jeden z dwóch dyskutowanych w tej pracy ciągów kwazi-periodycznych, binarny ciąg Fibonacciego lub Thue-Morse'a, wygenerowane w zbiorze $0, 1$ z zastosowaniem następujących reguł podstawień: (i) $0 \rightarrow 01$ i $1 \rightarrow 0$ dla ciągu Fibonacciego, oraz (ii) $0 \rightarrow 01$ i $1 \rightarrow 10$ dla ciągu Thue-Morse'a.[7, 37] Przykładowo dla ciągu Fibonacciego zastosowanie tych reguł daje w efekcie sekwencję $(0, 1, 0, 0, 1, 0, 1, 0, 0, 1, 0, 0, 1, 0, 1, \dots)$. Każdy wyraz takiego ciągu, t_i , odpowiada i -temu węzłowi w prostej sieci periodycznej; $t_i = 1$ oznacza węzeł, w którym znajduje się studnia potencjału, a $t_i = 0$ węzeł, który pozostaje pusty (bez studni).

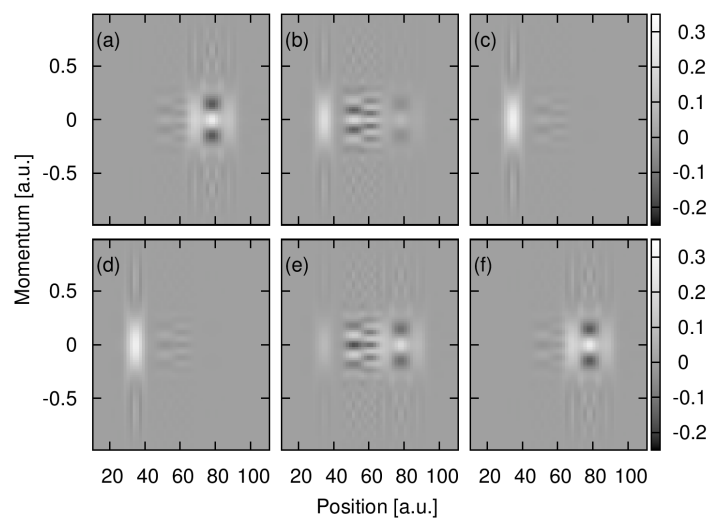


Rysunek 1.1.: Energie stanów elektronowych wyliczone w funkcji pola elektrycznego dla (a), (b) ciągu Fibonacciego oraz (c), (d) ciągu Thue-Morse'a: (a) i (b) prezentują stany na poziomie Fermiego (E_F) oraz bezpośrednio poniżej i powyżej tego poziomu (odpowiednio E_{F-1} i E_{F+1}), a (b) i (d) stany na dnie pasma przewodnictwa. Strzałki wskazują położenie *anticrossingów*. [H1]

Jak należało oczekiwać, stany własne hamiltonianu tworzą tzw. jednorodne drabiny Wanniera-Starka w przypadku gdy studnie potencjału rozmieszczone są w sposób periodyczny. Jednakże dla układów bazujących na ciągach kwazi-periodycznych spektrum energii jest dużo bardziej skomplikowane i odznacza się oddzielnymi podpasмами. Wzajemna zależność pomiędzy upo-

rządkowaniem kwazi-periodycznym a polem elektrycznym prowadzi w tym przypadku do powstania niejednorodnych drabin Wanniera-Starka. Bliższe zbadanie wyznaczonych stanów ujawniło, że nachylenie krzywej obrazującej poziomy energetyczne w funkcji przyłożonego pola elektrycznego zmienia się na skutek odpychania pomiędzy sąsiednimi stanami i występowania tzw. *antycrossingów*, które są wskazane za pomocą strzałek na rys. 1.1(a,b,c), przy czym oznaczenie *a.u.* używane jest dla jednostek atomowych, tzn. takich, że $\hbar = e = m_e = 1$.

Szczegółowa analiza tych stanów, dla których znalezione zostały *antycrossingi*, przeprowadzona została w przestrzeni fazowej. W tym celu obliczona została z użyciem wzoru (1.14) funkcja rozkładu Wignera odpowiadająca kolejnym stanom elektronowym. Rys. 1.2 ilustruje funkcje Wignera wyznaczone dla dwóch najniższych stanów w układzie opartym na ciągu Fibonacciego, $f_0(x, k)$ oraz $f_1(x, k)$, które początkowo zajmują różne rejony przestrzeni fazowej. Jednak gdy natężenie pola elektrycznego jest stopniowo zwiększane, funkcje Wignera (ich części przyjmujące niezerowe wartości) przesuwały się do tego samego rejonu przestrzeni fazowej; wreszcie, gdy pole elektryczne przyjmuje wartość odpowiadającą występowaniu *antycrossingu* pomiędzy stanami $n = 0$ i $n = 1$, przekrývają się we wspólnie zajmowanym obszarze przestrzeni fazowej [rys. 1.2(b) i 1.2(e)]. Dalszy wzrost natężenia pola elektrycznego powoduje, że stan $n = 0$ umiejscawia się w rejonie przestrzeni fazowej uprzednio zajmowanym przez stan $n = 1$, i na odwrót.



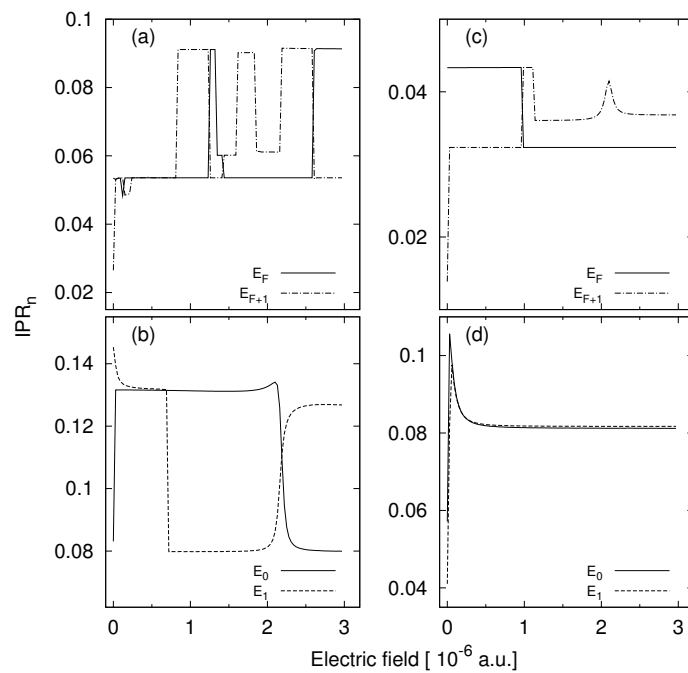
Rysunek 1.2.: Funkcja Wignera dla układu opartego na ciągu Fibonacciego.

(a), (b), (c) – dla $n = 0$; (d), (e), (f) – dla $n = 1$. Wartości pola elektrycznego (kolejno od lewej do prawej) to $1.9, 2.2, 2.5 \times 10^{-6}$ a.u.[H1]

Analiza ilościowa tego zjawiska możliwa jest z zastosowaniem całki przekrywania, $P_{nm} = 2\pi \int f_n(x, k) f_m(x, k) dx dk$. Dla obydwu rodzajów ciągów kwazi-periodycznych znalezione zostały wyraźne maksima P_{nm} przy wartościach pola elektrycznego pokrywających się z występowaniem *antycrossingów*, podczas gdy dla innych wartości pola elektrycznego P_{nm} zmierza do zera ponieważ stany są dobrze odseparowane i zanika wyraz związany z interferencją kwantową. Podobna analiza przeprowadzona została także dla “trzykrotnych” *antycrossingów*, tzn. dla takich wartości pola elektrycznego, dla których dwa *antycrossingi* niemal się ze sobą pokrywają. Zostało wykazane, że każdy z takich *antycrossingów* powoduje “mieszanie” tylko dwóch sąsiadujących stanów, co oznacza że wcześniej przedstawiony opis ma zastosowanie także do tego przypadku.

W celu określenia stopnia lokalizacji rozważanych stanów w przestrzeni fazowej, wyznaczony został współczynnik IPR (*Inverse Participation Ratio*, odwrotność objętości zajmowanej przez stan kwantowy) w przestrzeni fazowej zdefiniowany jako całka z kwadratu funkcji Husimiego (czyli konwolucji funkcji rozkładu Wignera oraz gausjanu minimalizującego zasadę nieoznaczoności[38]). Wyniki przedstawione na rys. 1.3 ilustrują w jaki sposób pole elektryczne zmienia stopień lokalizacji stanów z dna pasma oraz z okolic poziomu Fermiego. Przykładowo dla ukła-

du opartego na ciągu Fibonacciego, stan podstawowy ($n = 0$) oraz pierwszy stan wzbudzony ($n = 1$) wykazują znaczne zmiany wartości parametru IPR gdy natężenie pola elektrycznego ma wartości, dla których występują *antycrossingi* pomiędzy tymi dwoma stanami [rys. 1.3(b)]. Zgodnie z wynikami z rys. 1.2, pierwszy stan wzbudzony ulega lokalizacji w obszarze przestrzeni fazowej poprzednio zajmowanym przez stan podstawowy, i odwrotnie. Dlatego też następuje zamiana wartości IPR_n odpowiadających tym dwu stanom: poniżej *antycrossingu* $IPR_0 \approx 0.13$ oraz $IPR_1 \approx 0.08$; powyżej $IPR_0 \approx 0.08$ oraz $IPR_1 \approx 0.13$. Rezultaty zilustrowane na rys. 1.3 oraz wyniki obliczeń wartości oczekiwanych kwadratu pędu i położenia omówione w pracy [H1] dowodzą, że zmiany stopnia lokalizacji oraz przemieszczanie się stanów na skutek wpływu pola elektrycznego ma miejsce w rozważanych układach kwazi-periodycznych tylko w związku z występowaniem *antycrossingów*, podczas gdy wartości parametru IPR pozostają niezmiennie pomiędzy *antycrossingami* nawet pomimo rosnącego natężenia pola elektrycznego. Również dla stanów ze środka pasma znaczące zmiany parametru IPR można łatwo powiązać z *antycrossingami*, co pokazuje np. porównanie wyników dla ciągu Thue-Morse'a z rys. 1.1(c) i 1.3(c).



Rysunek 1.3.: Parametr IPR_n (*Inverse Participation Ratio*) dla (a),(b) ciągu Fibonacciego oraz (c),(d) ciągu Thue-Morse'a.[H1]

W każdym przypadku wystąpienia *antycrossingu* odległość między stanami na skali energii jest bardzo niewielka. Może to sugerować, że efekty kwantowe są dużo istotniejsze w takich warunkach, w szczególności te związane ze zjawiskiem interferencji kwantowej. Ślad takich efektów można znaleźć analizując funkcję Wignera pod kątem przyjmowania przez nią wartości ujemnych.[39] Po rozdzieleniu funkcji Wignera na części dodatnią i ujemną, można je osobno scałkować w celu wyznaczenia parametru nieklasyczości pozwalającego na ilościowy opis nieklasycznej natury stanów elektronowych. Na przykład dla stanu podstawowego w układzie opartym na ciągu Fibonacciego, analiza parametru nieklasyczości wykazała, że jego wartość zmniejsza się natychmiast po włączeniu niezerowego pola elektrycznego. Pozostaje on następnie na stałym poziomie aż do momentu, gdy pole elektryczne stanie się na tyle duże, że będzie skutkowało wystąpieniem *antycrossingu* i wzrostem parametru nieklasyczości ze względu na to, że ujemna część funkcji Wignera staje się znacząca dla obu stanów mających związek z *antycrossingiem*. Dalszy wzrost natężenia pola elektrycznego skutkuje zmniejszaniem się wartości parametru nieklasyczości, co oznacza że *antycrossingom* towarzyszą maksima tego parametru. Maksimów

takich nie udało się jednak znaleźć dla stanu podstawowego w układzie opisanym ciągiem Fibonacciego, gdyż w tym przypadku nie wystąpiły żadne *antycrossingi* ze względu na znaczne oddalenie stanu podstawowego od wyższych stanów w przestrzeni fazowej. Wykazane zostało natomiast występowanie szybko zmieniających się wartości parametru nieklasyczności dla stanów ze środka pasma gdy pole elektryczne osiąga wartości powodujące wystąpienie *antycrossingów*.

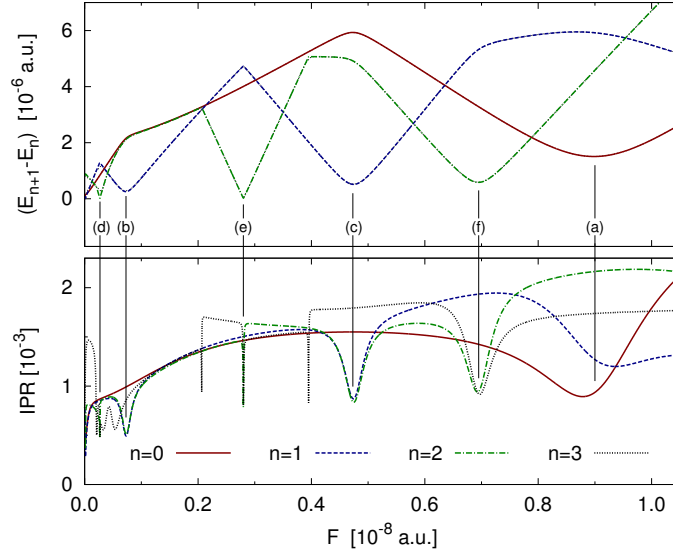
Na koniec wyliczony został też iloczyn niepewności $\sigma_n(x)\sigma_n(k)$, oparty na wartościach odchyłek standardowych $\sigma_n^2(x) = \langle x^2 \rangle_n - \langle x \rangle_n^2$ oraz $\sigma_n^2(k) = \langle k^2 \rangle_n - \langle k \rangle_n^2$, wyznaczonych z odpowiednich wartości oczekiwanych na podstawie wzoru (1.13). Pozwala on na rozróżnienie między stanami klasycznymi i nieklasycznymi, ponieważ dla tych ostatnich ma wartość większą niż 1/2, co ma właśnie miejsce dla stanów badanych w pracy [H1]. Podobnie jak dla parametru nieklasyczności, wartość iloczynu $\sigma_n(x)\sigma_n(k)$ jako funkcja pola elektrycznego podlega gwałtownym zmianom w pobliżu *antycrossingów*. Wynik ten potwierdza nieklasyczny charakter funkcji Wignera odpowiadających stanom kwantowym w otoczeniu *antycrossingów*, gdzie zjawiska interferencji kwantowej odgrywają ważną rolę.

[H2] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Multifractal analysis of the electronic states in the Fibonacci superlattice under weak electric fields”. *Eur. Phys. J. B* 85 (2012), 10

Rozpatrywany w tej pracy układ to supersieć oparta na binarnym ciągu Fibonacciego, składająca się z warstw półprzewodników $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ oraz GaAs . Różne przerwy energetyczne w tych dwóch materiałach skutkują nieciągłościami profilu pasma przewodnictwa na styku materiałów, wskutek czego energia potencjalna opisująca pasmo przewodnictwa odzwierciedla naprzemiennie występujące warstwy. W pracy [H2] modelowana jest ona jako superpozycja funkcji potęgowo-wykładniczych odpowiadających ciągowi barier z $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Położenia tych barier są zadane binarnym ciągiem Fibonacciego generowanym według tej samej procedury, która została przedstawiona w opisie pracy [H1], przy czym każda jedyńska występująca w ciągu odpowiada pojedynczej warstwie $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (barierze), a każde zero pojedynczej warstwie GaAs .

Dla tak zdefiniowanego układu, z przyłożonym zewnętrznym polem elektrycznym, rozwiązane było niezależne od czasu równanie Schrödingera, tak aby wyznaczyć funkcje falowe $\psi_n(x)$ i odpowiadające im energie własne E_n . Wyliczona na tej podstawie całkowita gęstość stanów wykazała obecność minipasm przejawiających strukturę fraktalną przy zerowym polu elektrycznym. Natomiast w obecności pola elektrycznego szerokość tych minipasm uległa zwiększeniu, przez co struktura fraktalna nie była już bezpośrednio widoczna. Jednakże w przypadku obliczonej następnie lokalnej gęstości stanów, zdefiniowanej jako $\text{LDOS}(x, E) = \sum_n |\psi_n(x)|^2 \delta(E - E_n)$, możliwe było wykazanie że złożona struktura jest zachowana nawet przy włączonym polu elektrycznym, które skutkuje jedynie nachyleniem “mapy” lokalnej gęstości stanów prezentowanej jako funkcja położenia x i energii E .

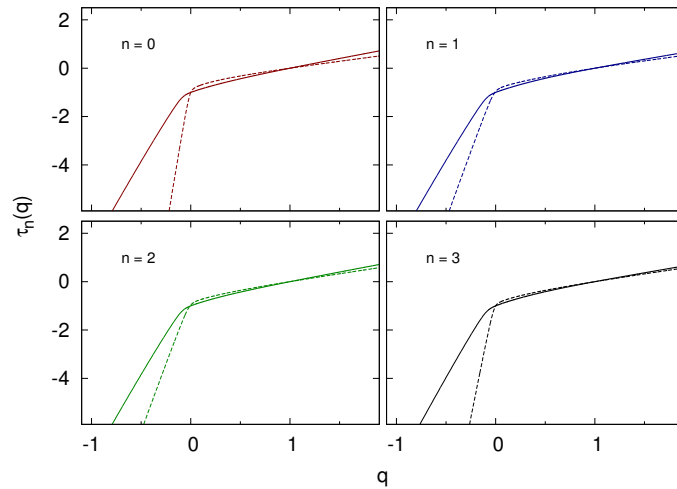
Wspomniana powyżej charakterystyka funkcji gęstości stanów oraz niejednorodna struktura spektrum energii również mają związek z obecnością *antycrossingów* pojawiających się gdy wartości energii własnych są zmieniane przez pole elektryczne. Podobnie jak w przypadku *antycrossingów* diskutowanych w pracy [H1], także tutaj stopień lokalizacji zmienia się w tych punktach; można to zobrazować za pomocą parametru IPR zdefiniowanego w przestrzeni rzeczywistej jako $\text{IPR} = \int dx |\psi_n(x)|^4$. Warto też zwrócić uwagę, że chociaż najniższa wartość parametru IPR występuje przy zerowym polu elektrycznym (zgodnie z oczekiwaniami wskazując na niski stopień lokalizacji), to jego zależność od pola elektrycznego jest dość złożona (np. dla danej wartości natężenia pola elektrycznego sąsiadują ze sobą stany mocno i słabo zlokalizowane), zupełnie inaczej niż to ma miejsce w przypadku układów uporządkowanych gdzie stopień lokalizacji po prostu monotonicznie narasta wraz z polem elektrycznym bez dużych różnic między kolejnymi stanami. Systematyczne badanie kilku najniższych poziomów energetycznych pozwoliło ustalić w jaki sposób wpływa na nie zewnętrzne pole elektryczne i sprzężenie z najbliższymi poziomami. Jak pokazuje rys. 1.4, odległości pomiędzy kolejnymi poziomami energii, $E_{n+1} - E_n$, (posiadające minima tam, gdzie występują *antycrossingi*), są najmniejsze przy wartościach pola elektrycznego, przy których pojawiają się również minima IPR. Oznacza to, że w tych punktach stany stają



Rysunek 1.4.: Różnice $(E_{n+1} - E_n)$ pomiędzy energiami czterech kolejnych najniższych stanów (górny panel) oraz odpowiadające im wartości współczynnika IPR (dolny panel) dla supersieci opartej na ciągu Fibonacciego o długości $N = 100$. Oznaczenia (a)-(f) wskazują pozycje *antycrossingów*. [H2]

się mniej zlokalizowane na skutek sprzężenia pomiędzy nimi.

Funkcje falowe stanów jednocząstkowych w układach kwazi-periodycznych mają na ogół charakter krytyczny, czyli nie mogą być klasyfikowane ani jako rozciągłe, ani jako zlokalizowane.[40] Co więcej, wiadomo że stany elektronowe w układach kwazi-periodycznych przejawiają cechy fraktalne, przejawiające się np. własnościami funkcji falowych[41, 42] czy współczynnika transmisji,[43] co znalazło potwierdzenie w eksperymentach przeprowadzonych dla kwazi-kryształów fotonicznych.[2, 44] Funkcje falowe, a zwłaszcza wyznaczona na ich podstawie gęstość prawdopodobieństwa, mogą być też rozpatrywane w kategorii multifraktali.[45, 46] Z tego powodu zastosowanie mogła znaleźć szczególnie opisana w pracy [H2] procedura pozwalająca na wyznaczenie w badanym zakresie natężenia pola elektrycznego wskaźnika osobliwości α_n oraz odpowiadającego mu spektrum multifraktalnego $f(\alpha_n)$. [47] Obliczone spektrum multifraktalne jest mocno asymetryczne przy zerowym polu elektrycznym i poszerza się gdy natężenie tego pola



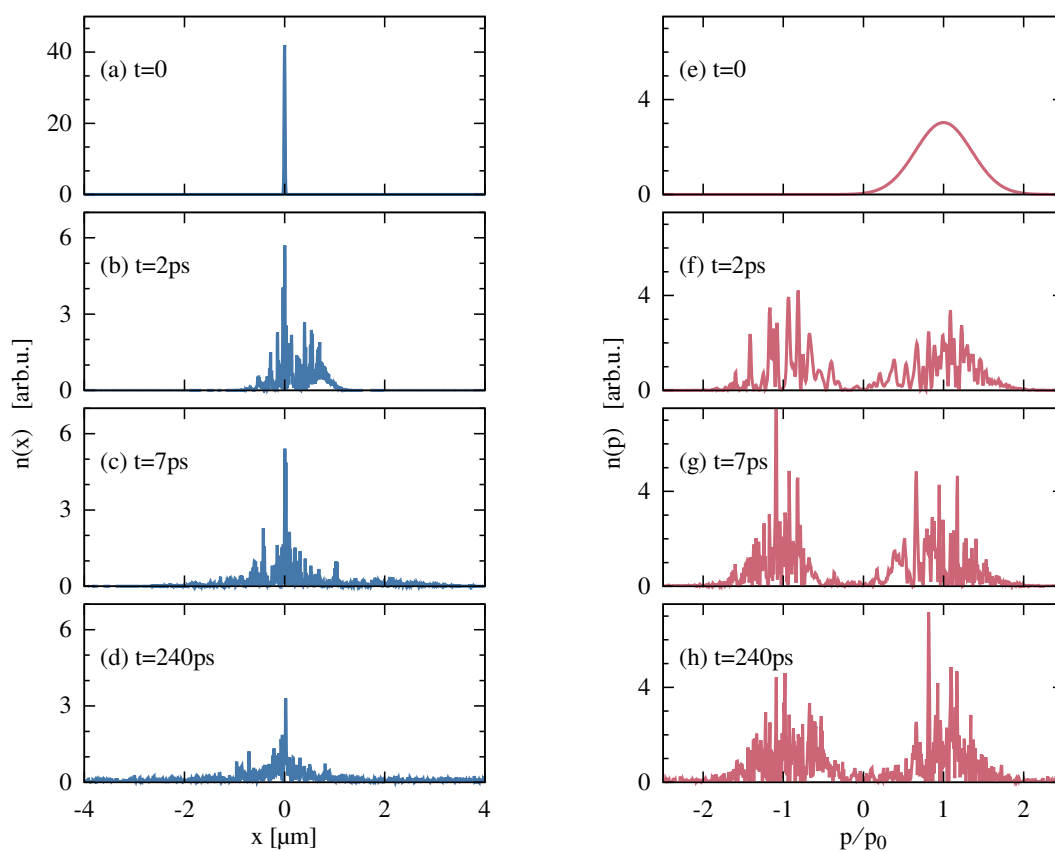
Rysunek 1.5.: Wykładnik skalowania $\tau_n(q)$ dla pola elektrycznego $F = 0$ (linia ciągła) oraz $F = 2 \times 10^{-8}$ a.u. (linia przerywana), dla stanów $n = 0, 1, 2, 3$. [H2]

rośnie. W tym czasie minimalna wartość wykładnika osobliwości, α_{min} , pozostaje praktycznie niezmienna co przypomina wyniki otrzymywane dla układów nieuporządkowanych.[48]

W dalszej części pracy wyliczony został wymiar uogólniony $D_n(q) = [f(\alpha_n) - q\alpha_n(q)]/(1 - q)$ (dla $q = 2$ będący wymiarem korelacyjnym funkcji falowej[49]). Jego znaczenie wynika z faktu, że zwykły sposób wyznaczania długości lokalizacji na podstawie eksponencjalnego przestrzennego zaniku funkcji falowej nie może być zastosowany ze względu na silne fluktuacje przestrzenne (zamiast tego jak powyżej zostało opisane analizowany był parametr IPR). Wymiar uogólniony został użyty do wyznaczenia wykładnika skalowania $\tau_n(q) = D_n(q)(1 - q)$,[50] a jego nieliniowa charakterystyka (w funkcji parametru q) potwierdziła multifrakalny charakter stanów elektronowych w badanym układzie, zachowywany nawet po przyłożeniu zewnętrznego pola elektrycznego (rys. 1.5). Wykazano też, że maksima wymiaru uogólnionego $D_n(q)$ pojawiają się dla wartości pola elektrycznego powodującej wystąpienie *antycrossingów* i minimów IPR.

[H3] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, D. Szydłowski. "Dynamical localisation of conduction electrons in one-dimensional disordered systems". *J. Comput. Electron.* 14 (2015), 916

Dalsza analiza dynamiki elektronów przewodnictwa w układach aperiodycznych została przeprowadzona w pracy [H3]. Został w niej zastosowany formalizm funkcji Wignera, który pozwolił na przeprowadzenie symulacji ewolucji czasowej gausowskich pakietów falowych w przestrzeni fazowej, w chwili początkowej wycentrowanych w punkcie (x_0, p_0) oraz posiadających parametry typowe dla GaAs w temperaturze $T = 77$ K. W przyjętym modelu założono istnienie nieprzekrywających się, krótkozasięgowych potencjałów rozpraszających umieszczonych w przypadkowych położeniach. Wszystkie zaprezentowane w pracy [H3] wyniki otrzymane zostały w wyniku uśredniania po 20 realizacjach układu nieporządkowanego.



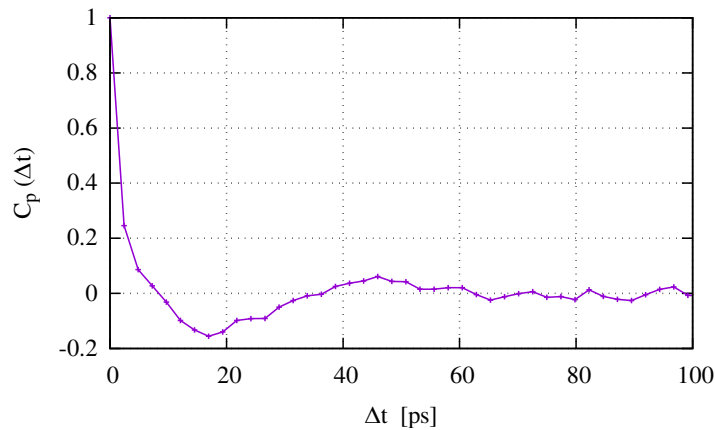
Rysunek 1.6.: Rozkłady brzegowe funkcji rozkładu Wignera w przestrzeni położeniowej (a-d) oraz pędowej (e-h).[H3]

Propagacja funkcji Wignera związana z jej ewolucją czasową została wyznaczona za pomocą metody numerycznej wykorzystującej efektywny algorytm oparty na równaniu transportowym Wignera zapisanym w postaci Moyala i zastosowaniu szybkiej transformaty Fouriera (tzw. *split-operator method*). Dzięki temu możliwe było symulowanie dużo większych układów (siatka obliczeniowa składała się z $N_x = 16384$ na $N_p = 1024$ węzłów) i w przeciągu dłuższych czasów niż to ma miejsce gdy używane są typowe metody oparte na bezpośredniej dyskretyzacji równania Wignera. Rys. 1.6 przedstawia rozkłady brzegowe funkcji Wignera, $n(x, t)$ oraz $n(p, t)$, reprezentujące zależne od czasu gęstości prawdopodobieństwa odpowiednio w przestrzeni położeniowej i pędowej. Pokazuje on, że maksimum $n(x, t)$ pozostaje przez cały czas trwania symulacji w początkowym położeniu $x = x_0$, podczas gdy $n(p, t)$ przejawia dwa maksima w punktach $\pm p_0$. Wynik ten jest zgodny z ogólną teorią słabej lokalizacji, zgodnie z którą wielokrotne procesy rozproszeniowe i konstruktywna interferencja kwantowa prowadzą do powstania pików odpowiadającego wstecznemu rozpraszaniu.[51]

W celu wykazania, że transport elektronowy w badanym układzie nieuporządkowanym ma charakter subdyfuzyjny z powodu wielokrotnych rozpraszzeń, które są koherentne ze względu na korelacje pędowe, wyliczona została pędowa funkcja autokorelacji (rys. 1.7),

$$C_p(\Delta t) = \overline{\langle p(t) \rangle \langle p(t + \Delta t) \rangle}, \quad (1.15)$$

przy czym $\langle p(t) \rangle$ jest wartością oczekiwaną pędu, a pozioma linia nad wielkościami po prawej stronie wzoru (1.15) oznacza średniowanie po czasie. Ponieważ uzyskane wyniki wskazują, że czas zaniku korelacji pędowych, $\Delta t \approx 9$ ps, jest prawie trzykrotnie krótszy niż stała czasowa charakteryzująca procesy rozpraszania $\tau = \langle \Delta X \rangle / v_0 \approx 3$ ps (gdzie $\langle \Delta X \rangle$ jest średnią odległością pomiędzy centrami rozpraszającymi, a v_0 jest prędkością nośników), wynika stąd że kolejne zderzenia z centrami rozpraszającymi nie mogą być traktowane jako niezależne, a transport przejawia cechy niemarkowskie,[52] podczas gdy długość koherencji pędowej L_p jest większa niż średnia droga swobodna, $\ell = \langle \Delta X \rangle$. Dodatkowo pokazane zostało, że obliczone w funkcji czasu średniokwadratowe przemieszczenie $\langle x^2(t) \rangle$ po początkowej zmianie fluktuuje wokół ustalonej wartości, co również wskazuje na wystąpienie lokalizacji. Wszystkie te wyniki potwierdzają, że spowolnienie dynamiki transportu elektronowego jest w badanym układzie konsekwencją słabej lokalizacji oraz korelacji pędowych.

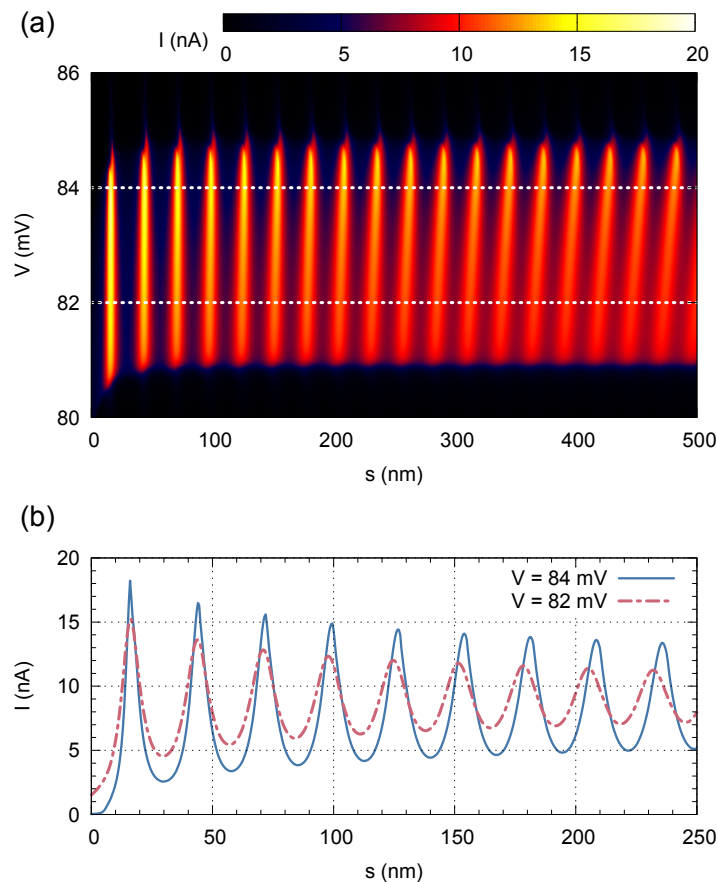


Rysunek 1.7.: Znormalizowana funkcja autokorelacji wartości oczekiwanej pędu.[H3]

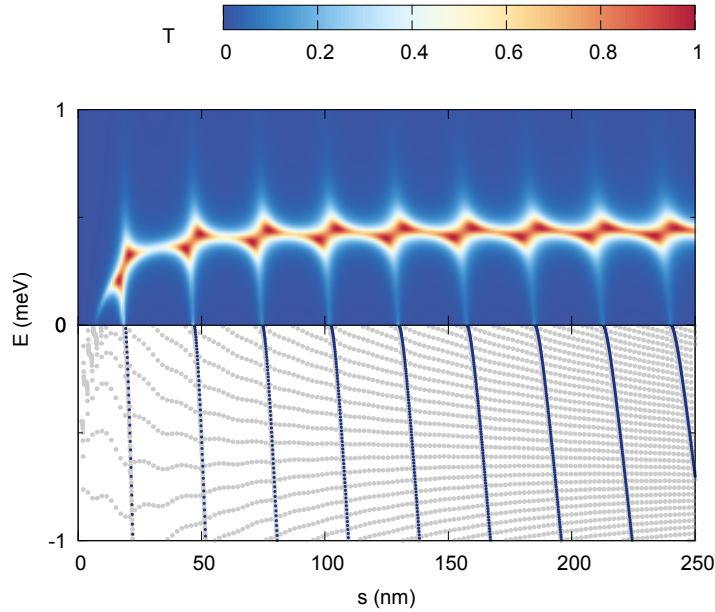
[H4] M. Wołoszyn, J. Adamowski, P. Wójcik, B. J. Spisak. “Periodicity of resonant tunneling current induced by the Stark resonances in semiconductor nanowire”. *J. Appl. Phys.* 114 (2013), 164301

Dyskutowany w pracy układ zawiera strukturę z podwójną barierą potencjału umieszczoną w nanodrucie półprzewodnikowym, co odpowiada układom badanym eksperymentalnie z barierami utworzonymi z InP wewnątrz nanodrutu wykonanego z InAs.[13, 53] Kontakty, tj. elektrody źródła i drenu pomiędzy którymi przyłożone jest napięcie V , są odseparowane od barier warstwami buforowymi (ang. *spacer*) o szerokości s każda. Ponieważ praca poświęcona jest efektom wynikającym z geometrii układu i przyłożonego zewnętrznego napięcia, obliczenia zostały wykonane dla temperatury $T = 0$, co umożliwiło zaniedbanie wpływu rozpraszania.

Wyniki zaprezentowane w pracy [H4] zostały otrzymane w ramach przybliżenia masy efektywnej oraz z zastosowaniem jednowymiarowego modelu nanodrutu. Wyliczony został współczynnik transmisji, który następnie został użyty do wyznaczenia prądu w ramach formalizmu Landauera z równania (1.5). Otrzymana charakterystyka prądowo-napięciowa wykazuje przy napięciu ok. 0.08 V charakterystyczny pik pochodzący od tunelowania rezonansowego przez centralną studnię kwantową, co jest zgodne z danymi eksperymentalnymi.[13] Jednakże wysokość tego pikku (maksymalna wartość prądu) podlega cyklicznym zmianom o czynnik ok. $3 \div 5$ w zależności od szerokości warstwy buforowej (rys. 1.8), przy czym największe wahania występują gdy ta szerokość jest najmniejsza, $s < 50$ nm). Te powtarzające się zmiany pomiędzy “silnym” (wyższym) i “słabym” (niższym) pikiem prądowym mają miejsce w sposób periodyczny, przy czym wartości maksymalne prądu w funkcji szerokości warstwy buforowej s powtarzają się za każdym razem gdy s wzrasta o $P_s \simeq 28$ nm.



Rysunek 1.8.: (a) Prąd I w funkcji przyłożonego napięcia źródło-dren V i szerokości warstwy buforowej s , oraz (b) tylko w funkcji s dla $V = 82$ i 84 mV. [H4]



Rysunek 1.9.: U góry: Współczynnik transmisji T w funkcji energii E oraz szerokości warstwy buforowej s dla napięcia $V = 84$ mV. U dołu: poziomy energetyczne E_n stanów kwazi-związanych w funkcji szerokości s . Szare punkty obrazują energie wyliczone dla całego urządzenia (łącznie z kontaktami), a niebieskie punkty odpowiadają stanom kwazi-związanym zlokalizowanym w lewej warstwie buforowej.[H4]

Wyjaśnienie tego zjawiska wymagało prześledzenia zmian współczynnika transmisji zachodzących na skutek modyfikacji szerokości warstwy buforowej przy różnych wartościach przyłożonego napięcia, co dla $V = 84$ mV ilustruje górna część rys. 1.9. Pokazuje ona, że pik współczynnika transmisji mocno zmienia swoją szerokość w funkcji rozmiaru warstwy buforowej s , i staje się znacząco szerszy dla tych wartości s , dla których energie kwazi-związanych stanów zlokalizowanych w trójkątnej studni potencjału powstałej w lewej warstwie buforowej zbliżają się do zera. Kiedy s się zmniejsza, stany te podnoszą się na skali energii i przestają być związane przechodząc w rezonanse o energii $E > 0$. Tworzenie się takich rezonansów Starka powtarza się w sposób periodyczny i w efekcie prowadzi do cyklicznego zwiększania szerokości pików współczynnika transmisji, a to z kolei periodycznie zmienia maksymalną wartość prądu. Stany kwazi-związane, które przechodzą w rezonanse Starka przy określonych wartościach szerokości s zostały wyznaczone numerycznie; przedstawia je dolna część rys. 1.9.

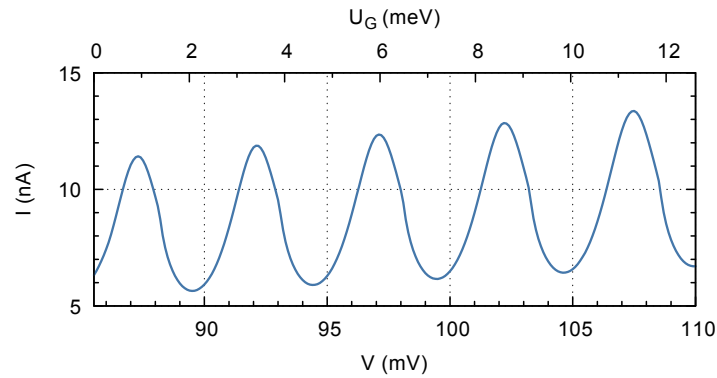
Stworzony został również uproszczony model, zawierający tylko trójkątną studnię potencjału i lewą barierę, pozwalający na wyprowadzenie analitycznych wzorów opisujących tworzenie się rezonansów Starka. Ponieważ nachylenie tej studni oraz jej głębokość są zdeterminowane polem elektrycznym i szerokością warstwy buforowej, możliwe było wykorzystanie znanych wzorów na poziomy energetyczne w nieskończonej trójkątnej studni potencjału. Po zastosowaniu przybliżonego wzoru na n -te miejsce zerowe funkcji Airy’ego można było stwierdzić, że n -ty stan kwazi-związany przechodzi w rezonans Starka gdy spełniona jest następująca relacja:

$$\frac{2s_n}{\sqrt{2 + \frac{2b+w}{s_n}}} = \frac{3\pi\hbar}{\sqrt{2meV}} \left(n - \frac{1}{4} \right), \quad (1.16)$$

gdzie b jest szerokością każdej z barier, a w jest szerokością centralnej studni kwantowej. Różnica pomiędzy s_{n+1} oraz s_n powinna odpowiadać odległości pomiędzy “silnymi” rezonansowymi pikami prądu, i tak np. dla $V = 84$ mV wynosi ona 28.3 nm (dla $n = 1$), 27.9 nm (dla $n = 2$) oraz $P_s \simeq 3\pi\hbar/2\sqrt{meV} = 27.6$ nm gdy $s_n \gg 2b + w$, co oznacza bardzo dobrą zgodność z wynikami przedstawionymi na rys. 1.8.

Poza drutami o różnych długościach warstw buforowych, rozważany był również przypadek

napięcia bramki przyłożonego dodatkowo w obszarze centralnej studni (np. za pomocą elektrody dookólnej). W takim układzie możliwe było uzyskanie podobnych wyników jak poprzednio, ale dla jednego nanodrutu, w którym transport elektronowy jest kontrolowany dwoma niezależnie przykładanymi napięciami: V pomiędzy elektrodami na końcach oraz napięciem bramki V_G zmieniającym wartość energii potencjalnej wewnątrz centralnej studni o wartość U_G . Zmiana ta przesuwa stany kwazi-związane zlokalizowane w centralnej studni kwantowej, tak że w efekcie dla ustalonych parametrów geometrycznych ($s = 1000$ nm) procesy tunelowania rezonansowego prowadzące do powstania piku prądowego mają miejsce gdy przyłożone napięcie V związane jest z wartością U_G poprzez relację $U_G = 0.515e(V - 85.5\text{mV})$, przy czym nieco większa od $1/2$ wartość współczynnika 0.515 wynika z asymetrii powstającej po przyłożeniu napięcia i wynikającego stąd pola elektrycznego. Kiedy oba napięcia są równocześnie zmieniane zgodnie z tą relacją, możliwe jest podążanie za maksimumami prądowymi odpowiadającymi tunelowaniu rezonansowemu. Tak samo jak w przypadku zmiennej szerokości warstwy buforowej maksima prądowe oscylują, ale tym razem w funkcji przyłożonych napięć. Dla użytych w pracy [H4] parametrów materiałowych i geometrycznych otrzymane zostały wyniki, które są przedstawione na rys. 1.10: “silne” piki prądowe występują za każdym razem gdy wartość przyłożonego napięcia V zmienia się o $P_V \simeq 5.1$ mV równocześnie ze zmianą U_G o około 2.6 meV. Analiza profilu energii potencjalnej wytworzonego w takich warunkach prowadzi do wniosku, że mechanizm odpowiedzialny za zmiany prądu ma ten sam charakter jak w przypadku zmiennej długości warstwy buforowej, tzn. oparty jest na zmieniającej się liczbie stanów kwazi-związanych w trójkątnej studni potencjału oraz związanej z tym kreacji rezonansów Starka, co ilustruje rys. 1.11.



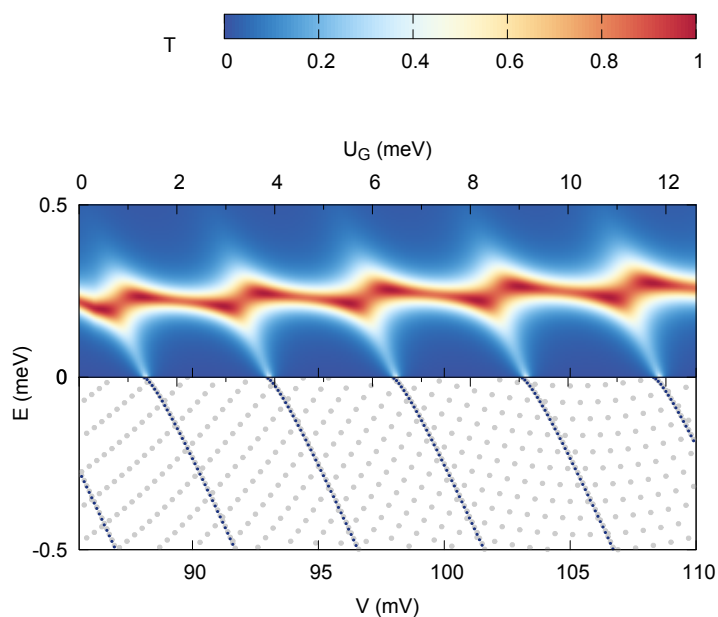
Rysunek 1.10.: Prąd I w funkcji napięcia źródło-dren V i wytworzonej napięciem bramki zmiany energii potencjalnej U_G w centralnej studni potencjału, dla ustalonej szerokości warstwy buforowej $s = 1000$ nm.[H4]

Omówione powyżej podejście analityczne pozwoliło również na wyliczenie różnic między wartościami napięcia odpowiadającymi “silnym” pikom prądowym:

$$V_{n+1} - V_n = \frac{9\pi^2\hbar^2L}{4mes^3} \left(n + \frac{1}{4} \right), \quad (1.17)$$

gdzie L jest długością nanodrutu. Ponieważ n jest liczbą kwantową numerującą stany Starka, wzór (1.17) może być stosowany do identyfikowania rezonansów Starka odpowiadających danemu “silnemu” pikowi prądowemu – przykładowo dla wyników przedstawionych na rys. 1.10 zgodność z obliczeniami numerycznymi pozwoliła na zidentyfikowanie pików jako odpowiadających $n = 37 \div 41$.

Podobny mechanizm obserwowany jest eksperymentalnie w przypadku kwantowego efektu Starka (*Quantum Confined Stark Effect*).[54] Związane z nim eksperymenty były wykonywane również dla układów podobnego typu jak rozważany w pracy [H4], np. dla tzw. dysków kwantowych odpowiedzialnych za powstawanie układów barier i studni w nanodrutach GaN/AlN.[55] Przeprowadzone dla nich pomiary fotoemisyjne pokazują silne przesunięcie spektrum absorpcyjnego na skutek przyłożonego napięcia, zależne od rozmiarów i położenia dysków kwantowych

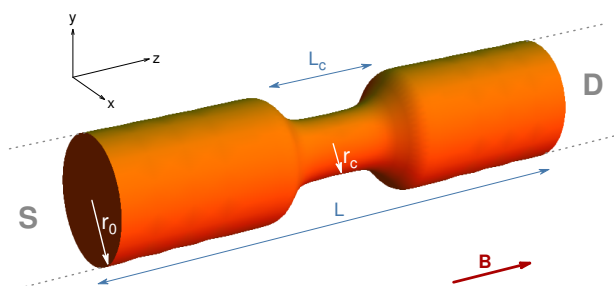


Rysunek 1.11.: U góry: Współczynnik transmisji T w funkcji energii E oraz napięcia V zmieniajanego równocześnie ze zmianą napięcia bramki powodującą zmianę energii potencjalnej U_G . U dołu: poziomy energetyczne E_n stanów kwazi-związanych.[H4]

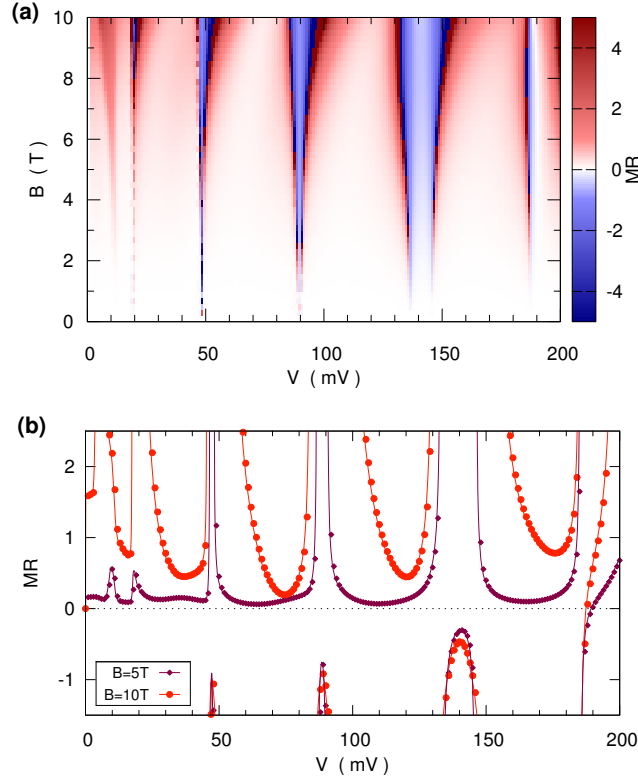
wewnątrz nanodrutu. Tak jak w przypadku omawianym w [H4], jest to związane z przesunięciem poziomów w studniach kwantowych na skutek zmiany ich kształtu.

[H5] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, J. Adamowski, P. Wójcik. “Magnetoresistance anomalies resulting from Stark resonances in semiconductor nanowires with a constriction”. *J. Phys. Condens. Matter* 26 (2014), 325301

Rezonanse Starka dyskutowane w pracy [H4] mogą powstawać m.in. w studniach kwantowych wytworzonych przed barierami potencjału, np. ze względu na przyłożone wzdłuż nanodrutu pole elektryczne. Oprócz użycia różnych rodzajów materiałów, bariery takie mogą się pojawić z powodu niejednorodności geometrycznej takiej jak przewężenie, wytworzone celowo lub będące rozciągniętym defektem powstałym w procesie wzrostu. Inną możliwością osiągnięcia podobnego efektu jest zastosowanie bocznej lub dookólnej bramki, która wytworzy dającą zbliżony rezultat barierę potencjału, pozwalającą na kontrolowanie parametrów takiego odpowiednika przewężenia.



Rysunek 1.12.: Schemat nanodrutu z przewężeniem: r_0 oznacza promień nanodrutu poza obszarem przewężenia, r_c jest minimalnym promieniem w rejonie przewężenia mającego długość L_c , a L jest długością całego nanodrutu, tj. odległością od źródła (S) do drenu (D). [H5]



Rysunek 1.13.: Magnetoopór MR nanodrutu InAs z przewężeniem, w funkcji (a) pola magnetycznego B oraz napięcia źródło-dren V , (b) napięcia V dla $B = 5$ T i 10 T.[H5]

Celem pracy [H5] było przeanalizowanie w jaki sposób rezonanse te wpływają na transport elektronów w nanodrutach z przewężeniem, w szczególności gdy są one dodatkowo poddane działaniu zewnętrznego pola magnetycznego \mathbf{B} skierowanego wzdłuż osi nanodrutu. Zastosowany został trójwymiarowy model nanodrutu wytworzonego z InAs, którego schemat znajduje się na rys. 1.12, a obliczenia przeprowadzone zostały w ramach przybliżenia masy efektywnej z użyciem następującego hamiltonianu:

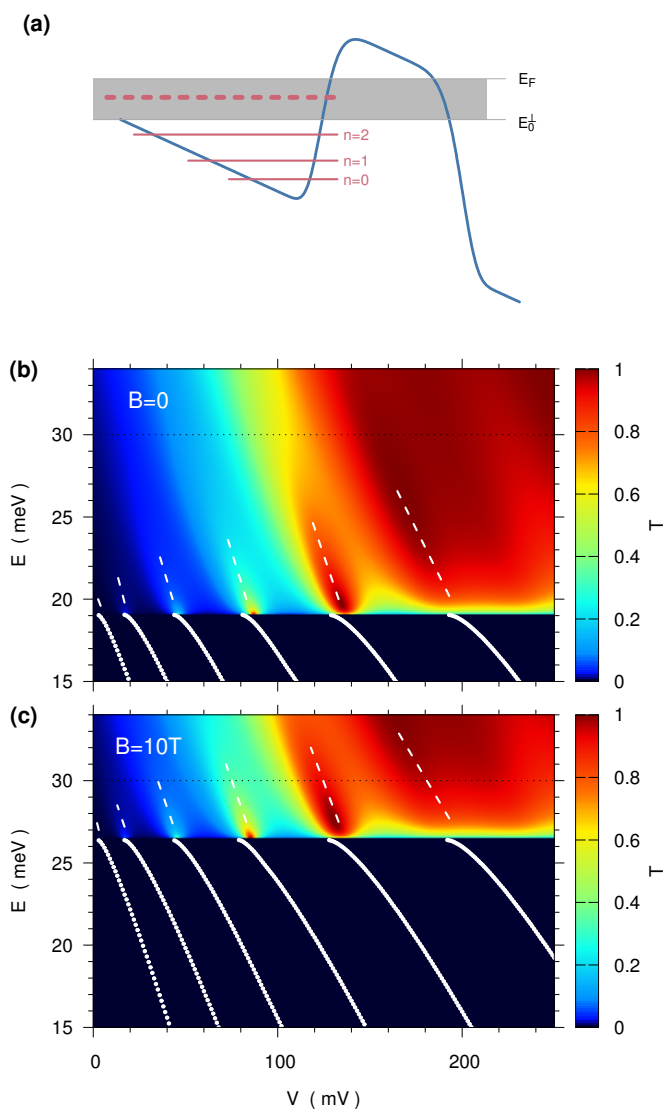
$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m^*} [\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A}(\mathbf{r})]^2 + U_{conf}(\mathbf{r}) + eFz, \quad (1.18)$$

gdzie $\hat{\mathbf{p}}$ jest operatorem pędu, $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ jest potencjałem wektorowym w cechowaniu symetrycznym $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = (\mathbf{B} \times \mathbf{r})/2$, a F jest polem elektrycznym związanym z przyłożonym między źródłem i drenem napięciem V . Energia potencjalna uwięzienia, $U_{conf}(\mathbf{r})$, ma symetrię cylindryczną wzdłuż osi z , dzięki czemu może zostać zapisana w postaci kwazi-separowalnej (1.2), gdzie $U_{\parallel}(z)$ wynika z profilu dna pasma przewodnictwa, a $U_{\perp}(x, y; z)$ ma postać skończonej cylindrycznej studni potencjału o promieniu odpowiadającym zmieniającemu się w wyniku obecności przewężenia promieniowi nanodrutu. Jak pokazano, poprzeczne poziomy energii, $E_n^{\perp}(B; z)$, wykazują podobieństwo do poziomów Darwina-Focka, przy czym silny wpływ promienia nanodrutu prowadzi na skutek obecności przewężenia do wytworzenia efektywnej bariery potencjału w kierunku osi z . Dodatkowo także pole magnetyczne powoduje nieznaczny wzrost wysokości tej bariery. Przeprowadzone obliczenia dowodzą też, że dla pola magnetycznego przyłożonego wzdłuż osi nanodrutu energie najniższych stanów poprzecznych nie zależą od tego, czy przekrój poprzeczny założony jest jako kołowy, sześciokątny czy kwadratowy, o ile tylko zachowane jest jego pole powierzchni, a parametry materiałowe nie zmieniają się w płaszczyźnie $x-y$.

Współczynnik transmisji wyliczony został w funkcji energii, pola magnetycznego oraz przyłożonego napięcia, a następnie użyty do wyznaczenia prądu z formuły Landauera (1.5) w temperaturze $T = 4$ K oraz konduktancji różniczkowej, $G = \partial I / \partial V$, która wykazuje kolejne minima

i maksima oraz zmiany znaku dla dowolnie wybranej wartości pola magnetycznego poniżej 12 T. Zmienny charakter konduktancji różniczkowej ma bezpośredni wpływ na magnetoopor, którego zmiany ilustruje rys. 1.13. Wyliczone wartości magnetooporu zmieniają się raptownie przy pewnych wartościach przyłożonego napięcia (np. $V \simeq 10, 20, 50, 90,$ and 140 mV) ze względu na osobliwości, które pojawiają się gdy konduktancja różniczkowa zmierza do zera.

Otrzymane dla nanodrutu z przewężeniem charakterystyki prądowo-napięciowe pokazują, że poza zmniejszeniem wartości prądu na skutek rosnącego pola magnetycznego (w wyniku przesunięcia energii stanów poprzecznych poza przewężeniem i w efekcie zmniejszenia okna transportowego), pojawiają się w nich wyraźnie widoczne piki prądowe.



Rysunek 1.14.: (a) Schematyczna ilustracja profilu energii potencjalnej $U_{||}(z)$ (niebieska linia), kwazi-związanych stanów Starka o energiach E_n^{\parallel} (czerwone linie) oraz stanu rezonansowego (linia przerywana) w oknie transportowym. (b) i (c): Współczynnik transmisji T w funkcji energii E oraz przyłożonego napięcia V dla pola magnetycznego (b) $B = 0$ i (c) $B = 10$ T; przerywane białe linie odpowiadają energiom rezonansów Starka, a białe punkty poziomom E_n^{\parallel} . [H5]

Wyjaśnienie tych efektów oparte jest na analizie efektywnej bariery potencjału oraz trójkątnej studni potencjału wytworzonej między źródłem i przewężeniem, jak pokazano na rys. 1.14(a). Mimo że bariera ta powstała na skutek obecności przewężenia, a nie z powodu różnic pomiędzy różnymi materiałami, to jej rola jest podobna jak w sytuacji nanodrutu opisanego w pracy [H4].

Wytworzone tam stany kwazi-związane oraz rezonansowe (rezonanse Starka) również tym razem prowadzą do wyżej wspomnianych własności charakterystyki transportowej. Zwiększenie wartości współczynnika transmisji gdy stany kwazi-związane przechodzą w rezonansie, zilustrowane na rys. 1.14(b) dla $B = 0$ oraz na rys. 1.14(c) dla $B = 10$ T, wynika zatem z faktu, że elektrony wstrzykiwane ze źródła pokonują obszar trójkątnej studni potencjału jako rezonanse Starka (z prawdopodobieństwem bliskim jedności, inaczej niż w przypadku gdy w oknie transportowym nie ma stanu rezonansowego), a następnie poprzez barierę spowodowaną przewężeniem są transportowane w kierunku drenu. Poza bezpośrednimi skutkami w postaci pików prądowych pojawiających się przy wartościach napięcia odpowiadających tworzeniu się rezonansów Starka, procesy te wpływają także na konduktancję różniczkową i magnetoopor. Co istotne, znak magnetooporu ulega zmianie ze względu występowanie przedziałów dodatniego i ujemnego oporu różniczkowego.

Położenia pików prądowych oraz skoki magnetooporu były badane także w zależności od parametrów geometrycznych przewężenia. Interesujące było zwłaszcza znaczenie jego promienia ze względu na możliwość uzyskania podobnego efektu jeśli zamiast zmiennego promienia nanodrutu rozważy się dodatkową boczną bramkę. W takim układzie eksperymentalnym możliwe byłoby sterowanie w sposób ciągły wytworzoną barierą potencjału, co dawałoby możliwość kontroli skoków magnetooporu przy odpowiednim doborze pola magnetycznego i przyłożonego napięcia.

[H6] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. “Transition from positive to negative magnetoresistance induced by a constriction in semiconductor nanowire”. *Physica E* 83 (2016), 127

Praca [H6] poświęcona jest zagadnieniu spinowo-zależnego transportu elektronów w nanodrutach z przewężeniem o geometrii takiej jak na rys. 1.12, z polem magnetycznym przyłożonym wzdłuż osi nanodrutu. Obiektem badań są nanodrut z InSb, w których eksperymentalnie obserwowany jest w niskich temperaturach transport koherentny [56] oraz kwantyzacja konduktancji. [57] Dla celów pracy [H6] przyjęty został model opisujący nanodrut z InSb wytworzony w kierunku [111], z zastosowaniem przybliżenia masy efektywnej i hamiltonianu dla pasma przewodnictwa w postaci macierzy 2×2 :

$$\hat{\mathcal{H}} = \left[\frac{[\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A}(\mathbf{r})]^2}{2m^*} + U_{conf}(\mathbf{r}) + eFz \right] \hat{\mathbf{1}} + \hat{\mathcal{H}}_Z. \quad (1.19)$$

Poza wyrazami, które pojawiły się już w hamiltonianie zdefiniowanym wzorem (1.18), zawiera on również wyraz opisujący spinowe rozszczepienie Zeemana, $\hat{\mathcal{H}}_Z = g^* \mu_B \mathbf{B} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$, gdzie μ_B to magneton Bohra, g^* to efektywny czynnik Landégo dla elektronu, a $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ jest wektorem macierzy Pauliego. W ogólnym przypadku hamiltonian ten powinien również zawierać wyrazy opisujące oddziaływanie spin-orbita, jednak dla nanodrutu wytworzonego w kierunku [111] oddziaływanie Dresselhausa nie występuje dla pędu skierowanego wzdłuż osi nanodrutu.[58] A ponieważ końce drutu podłączone są do bezodbiciowych rezerwuarów, pomiędzy którymi przyłożone jest niewielkie napięcie, obliczenia wykonywane były w granicy słabego pola elektrycznego i oddziaływanie Rashby również mogło zostać zaniedbane. Uwzględnione zostało natomiast oddziaływanie spin-orbita pochodzenia materiałowego (*intrinsic*) poprzez użycie znormalizowanego czynnika Landégo na podstawie rachunku zaburzeń drugiego rzędu i metody $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$. [59] Przyjęcie parabolicznego przybliżenia relacji dyspersji prowadzi do następującego wyrażenia na efektywny czynnik Landégo [60]:

$$g^* = g \left[1 + \left(1 - \frac{m_0}{m^*} \right) \frac{\Delta_{SO}}{3E_g + 2\Delta_{SO}} \right], \quad (1.20)$$

gdzie symbole g oraz m_0 oznaczają czynnik Landégo oraz masę efektywną dla elektronu swobodnego, E_g przerwę energetyczną, a Δ_{SO} rozszczepienie spinowo-orbitalne. W przypadku rozważanej nanostruktury potrzebna była modyfikacja związku (1.20) uwzględniająca kwantowe

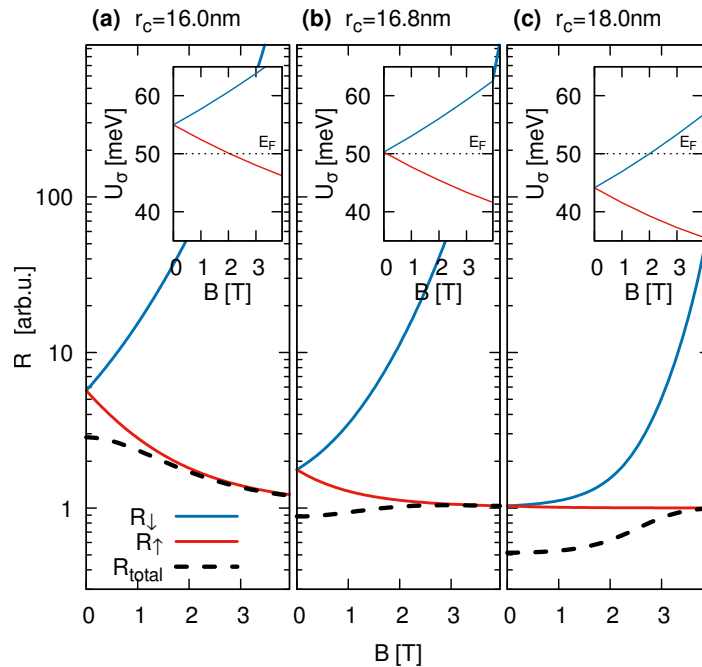
efekty rozmiaru. Zastosowanie w tym celu procedury opisanej w pracy [61] dało w rezultacie następujące wyrażenie na efektywny czynnik Landégo:

$$g^*(B; z) = g \left[1 + \left(1 - \frac{m_0}{m^*} \right) \frac{\Delta_{SO}}{3[E_g + E_0^\perp(B; z)] + 2\Delta_{SO}} \right]. \quad (1.21)$$

Powyższy wzór pokazuje, że wzrost promienia nanodrutu prowadzi do zmniejszenia efektywnego czynnika Landégo, w granicznym przypadku do wartości objętościowej (*bulk*) dla InSb. Z drugiej strony pole magnetyczne nieznacznie zwiększa wartość g^* , przy czym efekt ten jest tym słabszy im mniejszy jest promień nanodrutu (im węższe jest przewężenie). W konsekwencji spinowe rozszczepienie Zeemana jest nieliniową funkcją pola magnetycznego, na którą wpływ ma zależność czynnika Landégo od średnicy nanodrutu modyfikowanej przez przewężenie.

Po uwzględnieniu tych czynników rozwiązywane było równanie Pauliego tak aby wyznaczyć składowe spinora, $\psi_\sigma(\mathbf{r})$, gdzie $\sigma = \uparrow, \downarrow$. Ze względu na diagonalną postać równania Pauliego, każda ze składowych spinora została wyrażona poprzez wzór (1.1), a energia potencjalna została rozseparowana na część podłużną i poprzeczną co pozwoliło na rozwiązanie otrzymanych równań. Elementy macierzowe reprezentujące sprzężenie pomiędzy modami poprzecznymi mogły być zaniechane w przypadku obliczeń odnoszących się do transportu wyłącznie poprzez najniższy stan poprzeczny, jak to miało miejsce dla założonej energii Fermiego, $E_F = 50$ meV, dla której zweryfikowano, że dla przyjętych parametrów geometrycznych i pola magnetycznego nieprzekraczającego 8 T zachodzi $E_n^\perp > 70$ meV gdy $n \geq 1$. Dodatkowo ze względu na to, że tylko najniższy stan poprzeczny, E_0^\perp , bierze udział w transporcie, to jak pokazane zostało wcześniej w pracy [H5] kształt przekroju poprzecznego ma zanedbywalnie mały wpływ i można modelować nanodrut jako cylindryczny.

Obliczenia wykonane w granicy niskotemperaturowej i dla niskiego przyłożonego napięcia pozwoliły na wyznaczenie konduktancji osobno dla każdej składowej spinowej, a następnie kon-

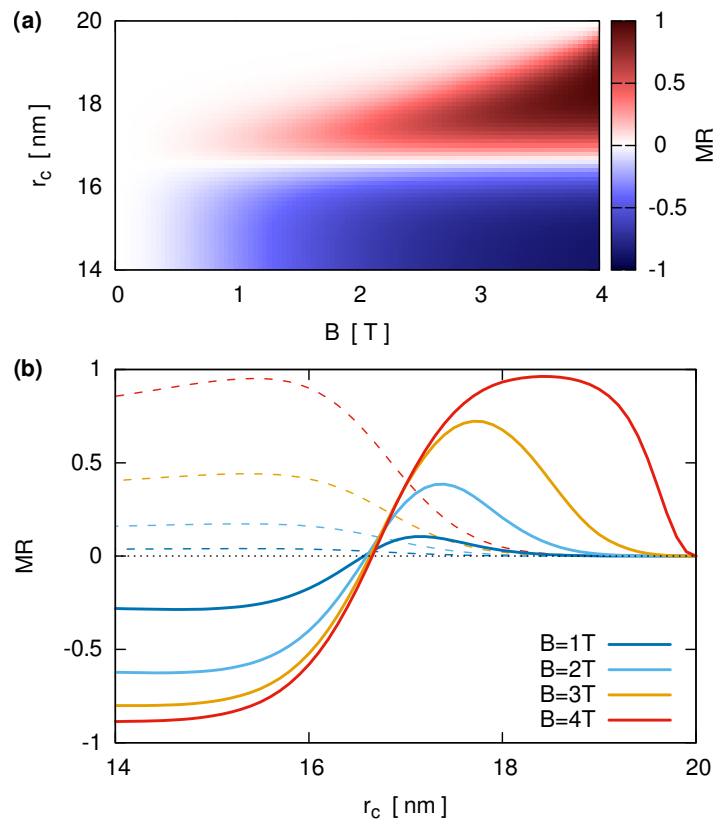


Rysunek 1.15.: Opór dla poszczególnych składowych spinu: R_\uparrow (czerwona linia) i R_\downarrow (niebieska linia), oraz całkowity opór R_{total} (linia przerywana) dla nanodrutu o różnych promieniach przewężenia r_c : (a) 16 nm, (b) 16.8 nm, (c) 18 nm. Wstawki ilustrują wysokość efektywnej bariery potencjału w połowie przewężenia $U_\sigma = E_0^\perp(B; z_0) \pm g^*(B; z_0)\mu_B B$. [H6]

duktancji oraz oporu nanodrutu zgodnie z modelem dwuprądowym Motta. Analiza uzyskanych wyników wykazała, że współczynnik transmisji, a przez to także opór, silnie zależą od efektywnej bariery potencjału wytworzonej przez przewężenie. Wysokość tej bariery w środku przewężenia wynosi $U_\sigma(B) = E_0^\perp(B; z_0) \pm g^*(B; z_0)\mu_0 B$, co ilustrują wstawki na rysunku 1.15. Ze względu na to, że przy zerowym polu magnetycznym wysokość tej bariery oraz wartość współczynnika transmisji nie zależą od spinu elektronu, zmniejszenie promienia przewężenia skutkuje wtedy takimi samymi zmianami oporu dla obu składowych spinowych. Po włączeniu pola magnetycznego taka degeneracja spinowa zostaje zniesiona i następuje zmniejszenie U_\uparrow oraz zwiększenie U_\downarrow .

Jeśli chodzi o wpływ na opór, to efekty tego zjawiska są różne w zależności od geometrii przewężenia. Gdy jego średnica jest tylko nieco mniejsza niż średnica nanodrutu w jego pozostałej części (poza przewężeniem), tak jak w przypadku pokazanym na rys. 1.15(c), to wtedy $U_\sigma(B=0) < E_F$. Rosnące pole magnetyczne powoduje wtedy, że bariera potencjału U_\uparrow staje się wyższa, a współczynnik transmisji dla spinów “górnym” zmierza do jedynki, co ostatecznie prowadzi do stałej, niezależnej od pola magnetycznego wartości oporu R_\uparrow . Dokładnie odwrotnie jest z barierą U_\downarrow rosnącą wraz z polem B co redukuje prawdopodobieństwo transmisji i zwiększa opór R_\downarrow . W końcowym efekcie całkowity opór wzrasta wraz z polem magnetycznym.

Gdy promień przewężenia, r_c , jest mniejszy i wynosi ok. 16.8 nm, zachodzi związek $U_\sigma(B=0) = E_F$ [rys. 1.15(b)]. W tym przypadku zwiększanie pola magnetycznego powoduje mniej więcej podobne tempo zmian U_\uparrow i U_\downarrow , przy czym pierwsza z tych wielkości maleje, a druga rośnie. Z tego powodu zmiany R_\downarrow i R_\uparrow kompensują się, a całkowity opór pozostaje w przybliżeniu stały. Jeszcze węższe przewężenie powoduje, że $U_\sigma(B=0) > E_F$, co daje w efekcie opór dużo większy niż przy większych promieniach r_c . Rosnące pole B i spowodowane tym zmiany $U_\sigma(B)$ skutkują tym, że R_\downarrow pozostaje duże, podczas gdy R_\uparrow się zmniejsza i determinuje zmniejszający się opór całkowity, co ilustruje rys. 1.15(a).



Rysunek 1.16.: Magnetoopór w funkcji (a) promienia przewężenia r_c i pola magnetycznego B , oraz (b) promienia r_c [przekroje (a) dla różnych wartości B]; linie przerywane pokazują jakie wyniki dałyby obliczenia bez uwzględnienia spinu elektronów. [H6]

Zmiany charakterystyki transportu elektronowego w granicy niskiego napięcia i pod działaniem zewnętrznego pola magnetycznego zostały również opisane pod kątem wpływu na magnetoopór. Rys. 1.16 pokazuje, że znak magnetooporu zależy od promienia przewężenia. Wartości magnetooporu oraz tempo zmian przy zmieniającej się średnicy przewężenia zależą od przyłożonego pola magnetycznego, jednak wspólną cechą pozostaje to, że pojawienie się przewężenia i stopniowe zmniejszanie jego promienia od 20 nm (czyli promienia nanodrutu) w dół powoduje wzrost dodatniego magnetooporu aż do osiągnięcia pewnej wartości maksymalnej, zależnej od pola magnetycznego. Dalsze zmniejszanie promienia przewężenia zmniejsza magnetoopór, który niezależnie od przyłożonego pola magnetycznego osiąga wartość zerową dla $r_c \simeq 16.8$ nm (dla założonych parametrów materiałowych i geometrycznych). Dla jeszcze mniejszego promienia przewężenia, magnetoopór staje się ujemny i zmierza do pewnej ustalonej, zależnej od pola magnetycznego wartości.

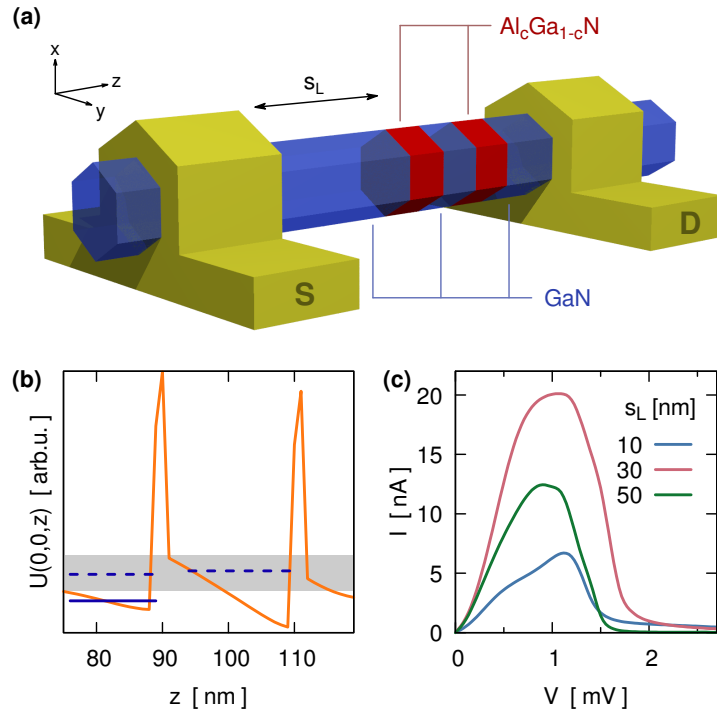
Otrzymane wyniki wskazują, że nanodrutu z przewężeniem wykonane z InSb mogą być brane pod uwagę do zastosowania w nanourządzeniach spintronicznych. Dzięki celowo wytworzonemu przewężeniu lub bramce dookólnej powodującej podobny efekt, mogą być użyteczne jako filtry spinowe zwiększające spinową polaryzację prądu płynącego w nanodrucie. Działanie filtrujące takiego urządzenia byłoby więc wynikiem łącznego efektu wywołanego przez przewężenie oraz spinowy efekt Zeemana, kontrolowanego przez pole magnetyczne.

[H7] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Stark resonances induced by the exchange–correlation potential in piezoelectric nanowires”. *Phys. Status Solidi RRL* 11 (2017), 1700248

Nanodrutu wykonane z GaN ze znajdującą się w nich strukturą rezonansowo-tunelową rozważane były w pracy [H7] w granicy niskich temperatur i niskiego przyłożonego napięcia. Aktywna część urządzenia składała się z układu dwóch barier wykonanych z $\text{Al}_c\text{Ga}_{1-c}\text{N}$ przedzielonych obszarem GaN, oraz umieszczonego pomiędzy warstwami buforowymi z GaN podłączonymi do elektrod dookólnych pełniących funkcje źródła i drenu [oznaczone odpowiednio jako S i D na rys. 1.17(a)]. Długość obszaru odpowiadającego lewej warstwie buforowej, s_L , oraz koncentracja c były parametrami obliczeń.

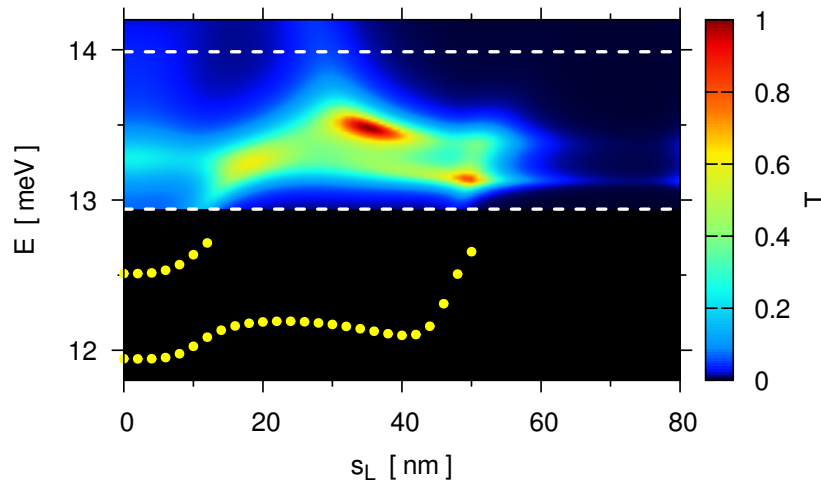
Ze względu na to, że można było oczekiwać znaczącej roli akumulacji ładunku oraz spontanicznej polaryzacji na granicy między różnymi materiałami, konieczne było zastosowanie jak najbardziej realistycznego modelu uwzględniającego te zjawiska oraz przestrzenną zmienność parametrów materiałowych. W tym celu przyjęto, że nanodrutu mają przekrój sześciokątny, co jest cechą charakterystyczną dla przypadku struktury wurcytu i kierunku wzrostu [0001]. Użyty został efektywny jednocząstkowy hamiltonian $\hat{H} = -(\hbar^2/2)\nabla[1/m^*(\mathbf{r})]\nabla + U(\mathbf{r})$, z zależną od położenia wartością masy efektywnej. Tak jak poprzednio, przyjęto że energia potencjalna elektronów przewodnictwa $U(\mathbf{r})$ ma postać kwazi-separowalną daną wzorem (1.2). Zawiera ona wyrazy opisujące bariery potencjału i nieciągłości pasma przewodnictwa, potencjał elektrostatyczny wyznaczony w sposób samouzgodniony za pomocą równania Poissona (1.7) z zależną od położenia wartością przenikalności elektrycznej, oraz potencjał korelacyjno-wymienny w postaci opartej na pracy [62].

Trójwymiarowy problem Schrödingera-Poissona został rozwiązany w sposób samouzgodniony, z wykorzystaniem *Quantum Transmitting Boundary Method*[29] do wyliczenia współczynnika transmisji $T(E)$. Rys. 1.18 pokazuje jego zależność od długości lewej warstwy buforowej s_L dla koncentracji $c = 4\%$, z maksimami będącymi wynikiem nakładania się efektów związanych z tunelowaniem rezonansowym poprzez centralną studnię potencjału oraz z występowaniem stanów kwazi-związanych w lewej warstwie buforowej. Stany te (wyznaczone za pomocą osobnych obliczeń wykorzystujących profil potencjału otrzymany za pomocą procedury samouzgodnionej i pokazane w dolnej części rys. 1.18) stają się rezonansami Starka po wejściu do okna transportowego gdy zmienia się s_L , a przez to zwiększają współczynnik transmisji. Ma to bezpośrednie przełożenie na wartość prądu wyliczanego z formuły Landauera (1.5): zaprezentowane w pracy wyniki pokazują, że prąd płynący przez nanodrut ma maksima dla takich długości s_L , które odpowiadają rezonansom Starka, np. dla $s_L \simeq 15$ lub 50 nm, zgodnie z rys. 1.19(a). Efekt ten jest



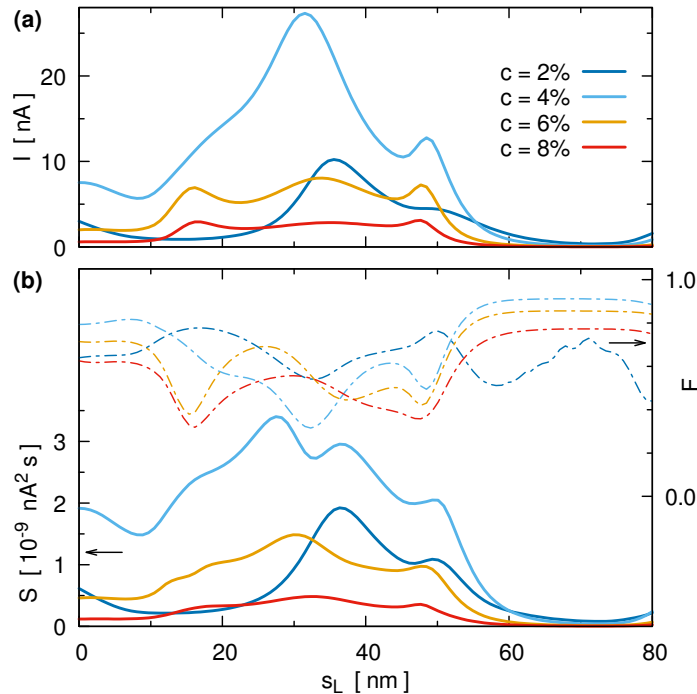
Rysunek 1.17.: (a) Schemat nanodrutu z GaN z dwiema barierami z $\text{Al}_c\text{Ga}_{1-c}\text{N}$ podłączonego do elektrod źródła (S) i drenu (D).

(b) Samouzgodniony profil energii potencjalnej wzdłuż osi nanodrutu $U(0,0,z)$ w pobliżu barier, wyznaczony dla przyłożonego napięcia $V = 1$ mV, długości warstwy buforowej $s_L = 40$ nm, oraz koncentracji $c = 4$ %. Pozioma ciągła linia ilustruje kwazi-związany stan Starka w trójkątnej studni potencjału wytworzonej w lewej warstwie buforowej, a linie przerywane odpowiadają energiom stanów rezonansowych wewnątrz okna transportowego (zaznaczonego szarym kolorem). (c) Charakterystyka prądowo-napięciowa dla różnych długości s_L . [H7]



Rysunek 1.18.: Współczynnik transmisji T w zależności od energii E oraz długości lewej warstwy buforowej s_L (górna część rysunku) oraz stany kwazi-związane zlokalizowane w tej warstwie buforowej (dolna część) dla $c = 4$ % i $V = 1$ mV. Okno transportowe oznaczone jest białymi przerywanymi liniami. [H7]

widoczny gdy koncentracja c jest wystarczająca do wytworzenia w warstwie buforowej studni o głębokości pozwalającej na istnienie stanów kwazi-związanych. Mechanizm prowadzący do opisywanego zjawiska jest przy tym mocno uzależniony od oddziaływania korelacyjno-wymienne. Co prawda akumulacja ładunku w trójkątnej studni potencjału wytworzonej przez efekty polaryzacyjne w lewej warstwie buforowej [rys. 1.17(b)] redukuje jej głębokość, jest to jednak kompensowane przez potencjał korelacyjno-wymienne.



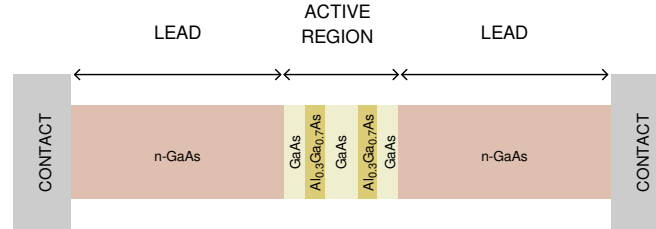
Rysunek 1.19.: (a) Prąd I w funkcji długości s_L dla koncentracji $c = 2, 4, 6$ oraz 8% . (b) Szum śrutowy S (ciągłe linie) i współczynnik Fano F (linie przerywane). W obu przypadkach dla $V = 1$ mV. [H7]

Na całkowity prąd płynący przez nanodrut składa się prąd średni I oraz fluktuacje związane z szumem. W przypadku niskotemperaturowym szumy te można zredukować do samego szumu śrutowego. Jest on charakteryzowany współczynnikiem Fano, $F = S/(2eI)$, gdzie S to spektralna gęstość fluktuacji prądowych zdefiniowana wzorem (1.6). Z porównania wykresów na rysunkach 1.19(a) oraz 1.19(b) wynika, że lokalne maksima F pojawiają się dla tych samych koncentracji i długości lewej warstwy buforowej, co maksima prądu. Wynik ten oznacza, że szum śrutowy, który w dyskutowanym układzie przejawia wartości mniejsze niż dla poissonowskiego rozkładu nieskorelowanych elektronów, jest dodatkowo tłumiony w maksimach prądowych, co jest cechą charakterystyczną otwartych kanałów kwantowych.

[H8] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Dissipative transport of thermalized electrons through a nanodevice”. *Phys. Rev. B* 96 (2017), 075440

Kompletny opis teoretyczny zjawisk transportowych w nanourządzeniach powinien obejmować nie tylko falowe własności elektronów przewodnictwa, ale także zjawiska związane z wymianą energii z otoczeniem oraz nośników ładunku z kontaktami. Jednemu z aspektów tego zagadnienia poświęcona została praca [H8], w której zaproponowane zostały zmodyfikowane warunki brzegowe dla kinetycznego równania Wignera. Są one oparte na równowagowych funkcjach rozkładu odpowiadających termalizacji elektronów wynikającej z procesów rozpraszania zachodzących poza obszarem aktywnym nanourządzenia, i z tego powodu zwykle nieuwzględnianych w obliczeniach oraz symulacjach komputerowych takich urządzeń. Proponowana modyfikacja pozwala

na uwzględnienie jakości kontaktów, której znaczenie w obliczeniach charakterystyk transportowych zostało przedyskutowane na przykładzie nanodrutu półprzewodnikowego ze strukturą podwójnej bariery, często badanym w pracach eksperymentalnych (np. [63, 64, 65]). Obszar aktywny nanodrutu rozważanego w pracy [H8] składa się z dwóch barier z $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, oraz warstw buforowych i centralnej studni kwantowej z GaAs , zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 1.20. W przeprowadzonych dla temperatury $T = 77\text{ K}$ symulacjach uwzględniono też doprowadzenia z domieszkowanego GaAs ($n\text{-GaAs}$).



Rysunek 1.20.: Schemat nanodrutu z obszarem aktywnym zawierającym strukturę $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ z podwójną barierą. [H8]

Na podstawie wyników prac [H5] oraz [66] przyjęty został jednowymiarowy model pozwalający na przebadanie wpływu zaproponowanych warunków brzegowych w ramach niezależnego od czasu kinetycznego równania Wignera (1.9), z uwzględnieniem całki rozpraszania w przybliżeniu czasu relaksacji. Zwykle używane warunki brzegowe na funkcję rozkładu Wignera są konsekwencją przyjęcia modelu elektronów swobodnych oraz rozkładu stanów elektronowych zadanego funkcją Fermiego-Diraca.[33] Jednakże jak wykazano w pracach [67] i [68], ten rodzaj separacji nanoukładu od kontaktów nie jest spójny z nielokalnym charakterem mechaniki kwantowej i może prowadzić do niefizycznych rezultatów. Aby uniknąć tych trudności, zmodyfikowane warunki brzegowe zaproponowane w pracy [H8] uwzględniają oddziaływanie nośników ładunku z fononami i domieszkami poprzez odpowiednie czasy relaksacji,[69] co zapewnia równowagę termiczną elektronów przewodnictwa.[70] W ramach rozważanego modelu, zmienione warunki brzegowe obejmują procesy rozpraszania w kontaktach, co zostało osiągnięte poprzez zastąpienie rozkładu Fermiego-Diraca $f^{L(R)}(E)$ jego konwolucją z lorencjanem $\delta_{\Gamma}(E)$,

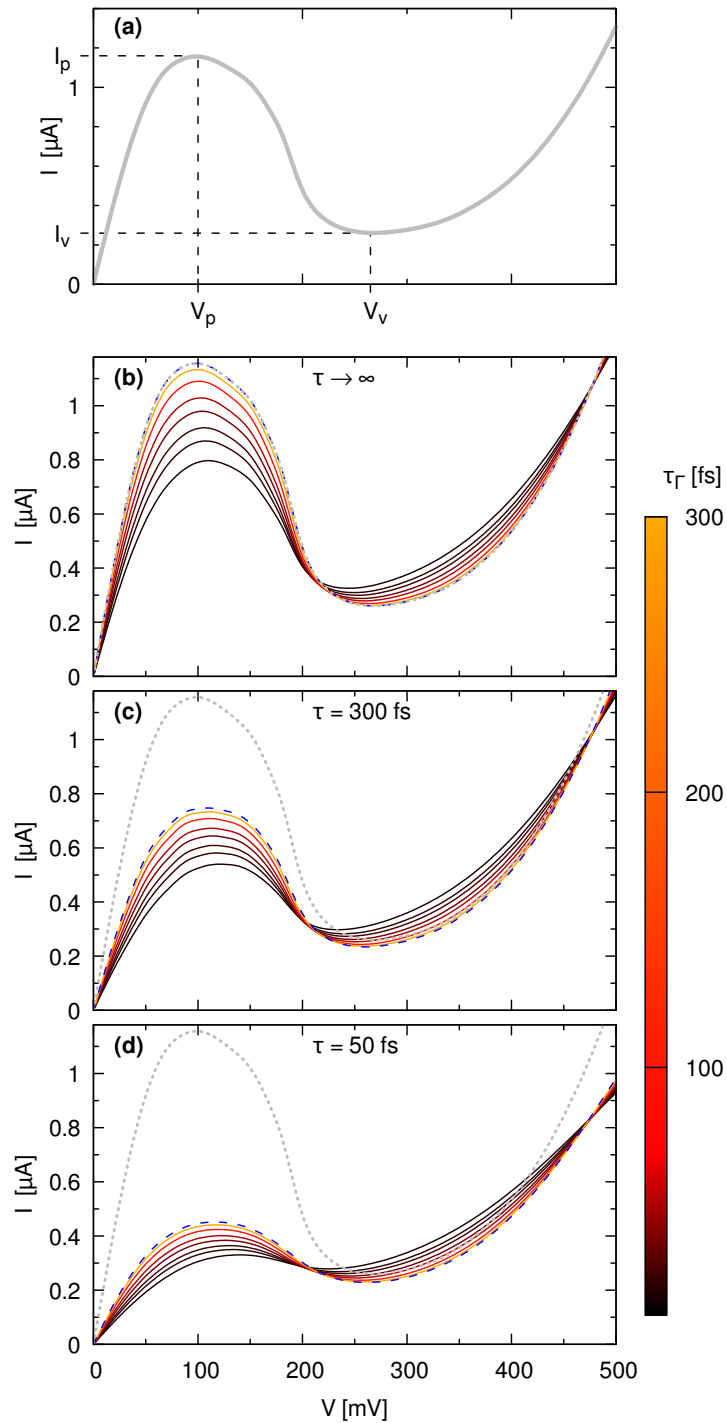
$$f_{eq}^{L(R)}(E(k)) = \int_0^{\infty} dE \delta_{\Gamma}(E - E(k)) f^{L(R)}(E), \quad (1.22)$$

którego szerokość jest proporcjonalna do parametru Γ opisującego niszczenie spójności fazowej,

$$\delta_{\Gamma}(E - E(k)) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{[E - E(k)]^2 + \Gamma^2}, \quad (1.23)$$

przy czym standardowa postać warunku brzegowego jest odtwarzana w granicy $\Gamma \rightarrow 0$. Natomiast skończona wartość parametru rozfazowania Γ może być związana z wpływem wymiany energii pomiędzy oddziałującymi elektronami, oddziaływaniami elektron-fonon, czy innymi procesami rozpraszania. Wartość parametru Γ może być też zdefiniowana jako część urojona energii własnej, w ogólności trudnej do wyznaczenia i zależnej od szczegółów struktury elektronowej. Jednakże w najniższym rzędzie przybliżenia Borna może ona zostać powiązana z czasem relaksacji τ_{Γ} dla procesów rozpraszania zawartych w (1.22) poprzez relację $\Gamma = \hbar/(2\tau_{\Gamma})$.

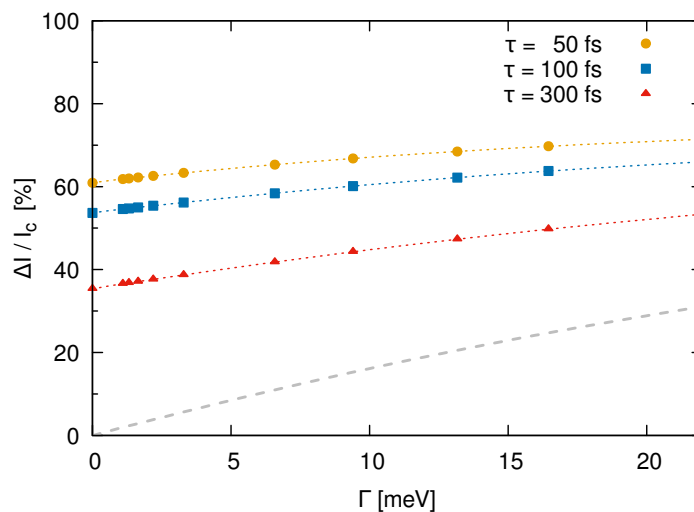
Rozwiązanie równania Wignera wyznaczone dla profilu energii potencjalnej wynikającego z nieciągłości pasma przewodnictwa oraz napięcia przyłożonego pomiędzy kontaktami pokazuje, że zastosowane warunki brzegowe zmniejszają wartości funkcji rozkładu Wignera w porównaniu do przypadku standardowych warunków brzegowych (tzn. odpowiadających $\Gamma = 0$), szczególnie w pobliżu kontaktów oraz dla małych k . Zmiana ta znacząco wpływa na charakterystyki



Rysunek 1.21.: (a) Charakterystyka prądowo-napięciowe nanodrutu otrzymana bez uwzględnienia procesów rozpraszania jakiegokolwiek rodzaju, ilustrująca definicje wartości napięcia $V_{p(v)}$ dla maksimum (minimum) prądu $I_{p(v)}$ [ang. *peak (valley)*]. Charakterystyki obliczone dla różnych czasów relaksacji τ_Γ odpowiadających procesom rozproszeniowym w kontaktach: (b) dla przypadku bez rozpraszania wewnątrz nanourządzenia, (c) dla $\tau = 300$ fs, oraz (d) dla $\tau = 50$ fs. Niebieska przerywana linia na (b), (c) i (d) oznacza prąd dla przypadku $\Gamma = 0$, a szara linia kropkowana pokazuje dla porównania charakterystykę z panelu (a). [H8]

prądowo-napięciowe wyliczone na podstawie wzoru (1.12) i zamieszczone na rys. 1.21. Pik prądowy typowy dla urządzeń wykorzystujących tunelowanie rezonansowe przez podwójną barierę ma wysokość, która silnie zależy od procesów rozpraszania wziętych pod uwagę.

Dla modelowanego urządzenia przebadane zostały dwa oddzielne przypadki. W pierwszym z nich założono, że w obszarze aktywnym nanodrutu (oraz w doprowadzeniach) nie dochodzi do rozpraszania, w związku z czym odpowiedni wyraz w równaniu kinetycznym Wignera (1.9) był pomijany. Uzyskana charakterystyka prądowo-napięciowa [rys. 1.21(b)] pokazuje, że zmodyfikowany warunek brzegowy redukuje maksymalną wartość prądu nawet o 35%, w zależności od parametru τ_{Γ} . W drugim przypadku rozpraszanie wewnątrz urządzenia było również uwzględniane, przy czym czas rozpraszania τ przyjęty został na podstawie oszacowania efektywnej wartości ruchliwości w GaAs, $\mu = e\tau/m^*$. Wyniki dla $\tau = 300$ fs i $\tau = 50$ fs pokazane odpowiednio na rys. 1.21(c) i rys. 1.21(d) wskazują, że w takim przypadku wartość prądu w pikie ulega dalszej redukcji.



Rysunek 1.22.: Względna zmiana prądu w pikie jako funkcja parametru rozfazowania Γ dla $\tau = 50, 100, 300$ fs. Szara przerywana linia odpowiada przypadkowi bez rozpraszania wewnątrz nanodrutu. [H8]

Dodatkowa analiza wykonana dla względnych zmian wysokości pikie prądowego (odniesionego do bezrozproszeniowego przepływu swobodnych elektronów) pokazała, że termalizacja elektronów w kontaktach odpowiada za 10÷20% zmianę prądu, zależnie od intensywności rozpraszania wewnątrz nanodrutu (rys. 1.22). Również stosunek I_p/I_v (tzw. *peak-to-valley ratio*) jest znacząco zmniejszony dla dodatnich wartości Γ , np. z 2.5 do 1.5 gdy Γ zmienia się od zera do 20 meV w przypadku $\tau = 100$ fs. Pokazuje to, że realistyczne symulacje nanourządzeń powinny być wykonywane z zastosowaniem metod pozwalających na uwzględnienie nie tylko jakości obszaru aktywnego, ale także jakości kontaktów oraz procesów rozpraszania skutkujących termalizacją elektronów przewodnictwa.

1.2.3. Podsumowanie

Badania teoretyczne poświęcone własnościom struktur niejednorodnych zaprezentowane w publikacjach [H1–H8] pozwoliły mi na wykonanie obliczeń numerycznych i symulacji komputerowych użytecznych do przewidywania charakterystyk transportowych takich jak np. zależności prądowo-napięciowe. W szczególności udało mi się wyjaśnić mechanizm powstawania oscylacji prądowych, które mogą wynikać z rezonansów Starka w nanodrutach półprzewodnikowych zawierających strukturę z podwójną barierą, ich wpływ na magnetoopór i transport zależny od spinu w nanodrutach z przewężeniem (lub branką dookólną), oraz jakie są konsekwencje tych zjawisk w nanodrutach piezoelektrycznych. Dodatkowo przeanalizowałem także układy kwazi-periodyczne (włączając w to badanie własności multifraktałnych, nieklasyczości i lokalizacji), w tym w przestrzeni fazowej w oparciu o formalizm funkcji rozkładu Wignera. Dla tej ostatniej metody zaproponowane zostały zmodyfikowane warunki brzegowe pozwalające na bardziej realistyczny opis zjawisk transportowych. Możliwość wykonywania takich symulacji i stosowania realistycznych modeli ma ogromne znaczenie w nanotechnologii i spintronice, ponieważ pozwala przewidywać właściwości nanourządzeń w początkowej fazie ich projektowania za pomocą metod teoretycznych i symulacji komputerowych.

1.2.4. Literatura

- [1] D. Tanese, E. Gurevich, F. Baboux, T. Jacqmin, A. Lemaitre, E. Galopin, I. Sagnes, A. Amo, J. Bloch, E. Akkermans. *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014), 146404.
- [2] Z. V. Vardeny, A. Nahata, A. Agrawal. *Nature Photonics* **7** (2013), 177.
- [3] R. Merlin, K. Bajema, R. Clarke, F.-Y. Juang, P. K. Bhattacharya. *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985), 1768.
- [4] L. Levi, M. Rechtsman, B. Freedman, T. Schwartz, O. Manela, M. Segev. *Science* **332** (2011), 1541.
- [5] D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias, J. W. Cahn. *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984), 1951.
- [6] L. Bindi, P. J. Steinhardt, N. Yao, P. J. Lu. *Science* **324** (2009), 1306.
- [7] E. Macia. *Rep. Prog. Phys.* **69** (2006), 397.
- [8] J. M. Luck, H. Orland, U. Smilansky. *J. Stat. Phys.* **53** (1988), 551.
- [9] V. R. Velasco. *Phys. Status Solidi B* **232** (2002), 71.
- [10] S. H. R. Sena, J. M. Pereira Jr, G. A. Farias, M. S. Vasconcelos, E. L. Albuquerque. *J. Phys. Condens. Matter* **22** (2010), 465305.
- [11] M. Kohmoto, B. Sutherland, C. Tang. *Phys. Rev. B* **35** (1987), 1020.
- [12] N. P. Dasgupta, J. Sun, C. Liu, S. Brittman, S. C. Andrews, J. Lim, H. Gao, R. Yan, P. Yang. *Advanced Materials* **26** (2014), 2137.
- [13] M. T. Björk, B. J. Ohlsson, C. Thelander, A. I. Persson, K. Deppert, L. R. Wallenberg, L. Samuelson. *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002), 4458.
- [14] F. Rossella, D. Ercolani, L. Sorba, F. Beltram, S. Roddaro. *J. Phys. D: Applied Physics* **47** (2014), 394015.
- [15] H. A. Nilsson, P. Caroff, E. Lind, M.-E. Pistol, C. Thelander, L.-E. Wernersson. *J. Appl. Phys.* **110** (2011), 064510.
- [16] F. Furtmayr, J. Teubert, P. Becker, S. Conesa-Boj, J. R. Morante, A. Chernikov, S. Schäfer, S. Chatterjee, J. Arbiol, M. Eickhoff. *Phys. Rev. B* **84** (2011), 205303.
- [17] G. Larrieu, X.-L. Han. *Nanoscale* **5** (2013), 2437.
- [18] I. van Weperen, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, S. M. Frolov, L. P. Kouwenhoven. *Nano Lett.* **13** (2013), 387.

- [19] B. Nikolić, P. B. Allen. *Phys. Rev. B* **60** (1999), 3963.
- [20] A. G. Scherbakov, E. N. Bogachek, U. Landman. *Phys. Rev. B* **53** (1996), 4054.
- [21] H. Waalkens. *Phys. Rev. B* **71** (2005), 035335.
- [22] G. Fedorov, B. Lassagne, M. Sagnes, B. Raquet, J.-M. Broto, F. Triozon, S. Roche, E. Flahaut. *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005), 066801.
- [23] H. Gu, J. Guo, R. Sadu, Y. Huang, N. Haldolaarachchige, D. Chen, D. P. Young, S. Wei, Z. Guo. *Appl. Phys. Lett.* **102** (2013), 212403.
- [24] F. A. Zwanenburg, D. W. van der Mast, H. B. Heersche, L. P. Kouwenhoven, E. P. A. M. Bakkers. *Nano Lett.* **9** (2009), 2704.
- [25] N. Gogneau, N. Jamond, P. Chretien, F. Houze, E. Lefeuvre, M. Tchernycheva. *Semicond. Sci. Technol.* **31** (2016), 103002.
- [26] L. Rigutti, M. Tchernycheva, A. De Luna Bugallo, G. Jacopin, F. H. Julien, R. Songmuang, E. Monroy, S. T. Chou, Y. T. Lin, P. H. Tseng, L. W. Tu, F. Fortuna, L. Zagonel, M. Kociak, O. Stephan. *Phys. Status Solidi A* **207** (2010), 1323.
- [27] V. M. Kaganer, O. Marquardt, O. Brandt. *Nanotechnology* **27** (2016), 165201.
- [28] E. Polizzi, N. Ben Abdallah. *Phys. Rev. B* **66** (2002), 245301.
- [29] C. S. Lent, D. J. Kirkner. *J. Appl. Phys.* **67** (1990), 6353.
- [30] M. Di Ventra. *Electrical Transport in Nanoscale Systems*. Cambridge University Press, 2008.
- [31] Ya. M. Blanter, M. Buttiker. *Phys. Rep.* **336** (2000), 1.
- [32] D. B. Zocher, C. K. amd Fairlie, T. L. Curtright. *Quantum Mechanics in Phase Space. An Overview with Selected Papers*. World Scientific Publishing, 2005.
- [33] W. R. Frensley. *Rev. Mod. Phys.* **62** (1990), 745.
- [34] K.-Y. Kim, S. Kim. *Solid-State Electron.* **111** (2015), 22.
- [35] V. I. Tatarskii. *Sov. Phys. Usp.* **26** (1983), 311.
- [36] H.-W. Lee. *Phys. Rep.* **259** (1995), 147.
- [37] A. Bovier, J.-M. Ghez. *Commun. Math. Phys.* **158** (1993), 45.
- [38] Q. S. Li, G. M. Wei, L. Q. Lu. *Phys. Rev. A* **70** (2004), 022105.
- [39] M. G. Benedict, A. Czirjak. *Phys. Rev. A* **60** (1999), 4034.
- [40] L. Kroon, E. Lennholm, R. Riklund. *Phys. Rev. B* **66** (2002), 094204.
- [41] F. Evers, A. D. Mirlin. *Rev. Mod. Phys.* **80** (2008), 1355.
- [42] A. D. Mirlin. *Phys. Rep.* **326** (2000), 259.
- [43] A. Nomata, S. Horie. *Phys. Rev. B* **76** (2007), 235113.
- [44] M. Ghulinyan, C. J. Oton, L. Dal Negro, L. Pavesi, R. Sapienza, M. Colocci, D. S. Wiersma. *Phys. Rev. B* **71** (2005), 094204.
- [45] J. Martin, I. Garcia-Mata, O. Giraud, B. Georgeot. *Phys. Rev. E* **82** (2010), 046206.
- [46] A. D. Mirlin, Y. V. Fyodorov, A. Mildemberger, F. Evers. *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006), 046803.
- [47] H. E. Stanley, P. Meakin. *Nature* **335** (1988), 405.
- [48] Y. V. Fyodorov. *Physica A* **389** (2010), 4229.
- [49] B. Huckestein. *Rev. Mod. Phys.* **67** (1995), 357.
- [50] W. Pook, M. Janssen. *Z. Phys. B* **82** (1991), 295.

- [51] G. J. Morgan, M. A. Howson, K. Saub. *J. Phys. F* **15** (1985), 2157.
- [52] T. Dittrich, P. Hänggi, G.-L. Ingold, B. Kramer, G. Schön, W. Zwerger. *Quantum transport and dissipation*. Wiley-VCH, 1998.
- [53] A. Fuhrer, L. E. Fröberg, J. N. Pedersen, M. W. Larsson, A. Wacker, M.-E. Pistol, L. Samuelson. *Nano Letters* **7** (2007), 243.
- [54] H. Masui, J. Sonoda, N. Pfaff, I. Koslow, S. Nakamura, S. P. DenBaars. *J. Phys. D: Applied Physics* **41** (2008), 165105.
- [55] L. F. Zagonel, L. H. G. Tizei, G. Z. Vitiello, G. Jacopin, L. Rigutti, M. Tchernycheva, F. H. Julien, R. Songmuang, T. Ostasevicius, F. de la Peña, C. Ducati, P. A. Midgley, M. Kociak. *Phys. Rev. B* **93** (2016), 205410.
- [56] H. Yao, Y. H. Günel, Ch. Blömers, K. Weis, J. Chi, J. Grace Lu, J. Liu, D. Grützmacher, T. S. Schäpers. *Appl. Phys. Lett.* **101** (2012), 082103.
- [57] I. van Weperen, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, S. M. Frolov, L. P. Kouwenhoven. *Nano Lett.* **13** (2013), 387.
- [58] I. van Weperen, B. Tarasinski, D. Eeltink, V. S. Pribiag, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, M. Wimmer. *Phys. Rev. B* **91** (2015), 201413.
- [59] R. Winkler. *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*. Springer, 2003.
- [60] J. Fabian, A. Matos-Abiague, Ch. Ertler, P. Stano, I. Zutic. *Acta Phys. Slovaca* **57** (2007), 565.
- [61] A. A. Kiselev, E. L. Ivchenko, U. Rössler. *Phys. Rev. B* **58** (1998), 16353.
- [62] T. Ando, H. Taniyama, N. Ohtani, M. Nakayama, M. Hosoda. *J. Appl. Phys.* **94** (2003), 4489.
- [63] R. Songmuang, G. Katsaros, E. Monroy, P. Spathis, C. Bougerol, M. Mongillo, S. De Franceschi. *Nano Lett.* **10** (2010), 3545.
- [64] E. E. Boyd, K. Storm, L. Samuelson, R. M. Westervelt. *Nanotechnology* **22** (2011), 185201.
- [65] Y. Shao, S. D. Carnevale, A. T. M. G. Sarwar, R. C. Myers, W. Lu. *J. Vac. Sci. Technol. B* **31** (2013), 06FA03.
- [66] S. Barraud. *J. Appl. Phys.* **110** (2011), 093710.
- [67] R. Rosati, F. Dolcini, R. C. Iotti, F. Rossi. *Phys. Rev. B* **88** (2013), 035401.
- [68] D. Taj, L. Genovese, F. Rossi. *Europhys. Lett.* **74** (2006), 1060.
- [69] G. D. Mahan. *Many Particle Physics*. Kluwer Academic Plenum Publishers, 2000.
- [70] A. Wacker. *Phys. Rep.* **357** (2002), 1.

1.3. Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze

1.3.1. Przed uzyskaniem stopnia doktora nauk fizycznych

Podczas studiów doktoranckich pod opieką prof. A.Z.Maksymowicza zastosowałem przybliżenie potencjału koherentnego (*Coherent Potential Approximation*, CPA), aby wykonać dla stopów nieuporządkowanych typu A_xB_{1-x} obliczenia gęstości stanów oraz oporności resztkowej z wykorzystaniem zespolonej postaci potencjału CPA, w funkcji koncentracji x i parametrów materiałowych.[B4] Badałem także lokalizację elektronów w nieuporządkowanych drutach molekularnych, z parametrem IPR jako miarą lokalizacji cząstek w układzie opisanym przez tzw. *liquid Kronig-Penney model* i wykazałem jaki jest wpływ nieporządku na stan podstawowy układu.[A36]

Aby zbadać wpływ nieporządku strukturalnego na gęstość stanów, zastosowałem model oparty na ciągu potencjałów typu delta Diraca, w którym stopniowe zwiększanie nieporządku dało możliwość zbadania modyfikacji funkcji gęstości stanów odpowiadających stanom zlokalizowanym, poszerzenia pasm energetycznych (wykazywanego np. przez amorficzny krzem) i zmian przerwy energetycznej w trakcie procesu amorfizacji.[B3]

Wyniki obliczeń wykonanych w ramach przygotowywania pracy doktorskiej pozwoliły mi na wyznaczenie długości lokalizacji, gęstości stanów i parametru IPR w układach amorficznych, oraz porównanie ich do wartości, które wyznaczyłem dla układów periodycznych i kwazi-periodycznych. Dalsze wyniki pozwoliły na szczegółowe zbadanie powstawania pasm i przerw energetycznych, wraz z porównaniem nieporządku amorficznego i nieuporządkowanych stopów binarnych.[A34]

1.3.2. Po uzyskaniu stopnia doktora nauk fizycznych

We współpracy m.in. z prof. J.Adamowskim, dr. hab. B.J.Spisakiem, dr. P.Wójcikiem (Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH) brałem udział w projekcie poświęconym badaniom teoretycznym i symulacjom komputerowym warstwowych układów półprzewodnikowych. Zastosowaliśmy metody oparte na równaniu Wignera do nanoukładów z potrójną barierą potencjału, obliczyliśmy charakterystykę prądowo-napięciową i wykazaliśmy, że sterowany bramką układ cechuje krótki czas przełączania.[A30] Bistabilność charakterystyk prądowo-napięciowych trójbarierowej rezonansowej diody tunelowej (RTD) i zwiększenie tzw. *peak-to-valley ratio* wyjaśnione zostało za pomocą samouzgodnionego rozwiązania problemu Wignera-Poissona jako efekt zmian profilu potencjału i gęstości elektronowej kontrolowanej przez potencjał bramki.[A27] W pracy [A26] opisaliśmy samoistne (*intrinsic*) oscylacje prądu (istotne przy projektowaniu szybkich obwodów elektronicznych) w asymetrycznej trójbarierowej diodzie RTD w dwóch zakresach napięć, poniżej i powyżej ujemnego oporu różnicowego, oraz wyjaśniliśmy je jako wynikające z dwóch czynników: ujemnego sprzężenia zwrotnego między gęstością prądu a stanami kwazi-związanymi w studniach kwantowych, oraz sprzężenia między kwazi-związanymi stanami w lewej studni kwantowej a studnią uformowaną w obszarze lewego kontaktu. Regulacja tych terahercowych oscylacji samoistnych była tematem pracy [A23] gdzie wykazaliśmy, że amplituda i częstotliwość oscylacji prądowych zależą od sprzężenia między stanami kwazi-związanymi powstającymi w studniach kwantowych, co z kolei zależy od grubości centralnej bariery; umożliwia to dostosowanie amplitudy i częstotliwości oraz zastosowanie układu jako dostrajalnego generatora terahercowego. Badanie transportu w diodach RTD z zastosowaniem pakietów falowych umożliwiło analizę oscylacji i zaniku prądu,[A18] wpływu procesów rozpraszania na korelacje położeniowo-pędowe,[A3] oraz dynamiki pakietów gausowskich w podwójnej studni potencjału.[A8]

Brałem następnie udział w badaniach poświęconych urządzeniom rezonansowo-tunelowym i zjawiskom zależnym od spinu istotnym dla projektowania nanourządzeń spintronicznych takich jak filtry spinowe lub generatory spinowo spolaryzowanego prądu. W przypadku heterostruktur ZnBeSe/ZnMnSe odkryliśmy dwa typy pętli histerezy w nieliniowych charakterystykach prądowo-napięciowych dla obu składników spinowych prądu (ze względu na akumulację ładunku w centralnej studni kwantowej i tunelowanie rezonansowe przez spinowo zdegenerowany stan

kwazi-związany w obszarze lewego kontaktu) i wyznaczyliśmy osiągnającą wysokie wartości polaryzację spinową prądu, z możliwością odwrócenia jej znaku.[A22, A24] Badanie zależnego od czasu transportu elektronów w paramagnetycznych diodach RTD pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego pozwoliło nam zidentyfikować i wyjaśnić pochodzenie stabilnych terahercowych oscylacji obu składowych spinowych prądu przy stałym przyłożonym napięciu, co może obniżać efektywność filtrów spinowych opartych na takich strukturach, ale też może być wykorzystane do projektowania generatorów spinowo spolaryzowanych oscylacji prądu.[A21] Wykorzystując samouzgodnioną metodę Wignera-Poissona, zbadaliśmy również szczegóły działania filtra spinowego opartego na ferromagnetycznej (GaN/GaMnN) diodzie RTD bez zewnętrznego pola magnetycznego, i stwierdziliśmy, że antyrównoległa magnetyzacja warstw ferromagnetycznych jest korzystna dla działania filtra spinowego ponieważ prowadzi do pełnej polaryzacji spinowej prądu w niskich temperaturach i 35% polaryzacji w temperaturze pokojowej.[A19]

Uczestniczyłem również w innych badaniach poświęconych zjawiskom zależnym od spinu. Obliczyliśmy przewodność różniczkową i polaryzację spinową przewodnictwa przez metaliczny nanodrut z dwoma magnetycznymi domieszkami w przypadku transportu balistycznego.[A29] W pracy [A15] opisaliśmy możliwość całkowicie elektrycznej kontroli spinu elektronu w półprzewodnikowych nanorurkach przy uwzględnieniu oddziaływania spin-orbita związanego z osiowymi i radialnymi składowymi pola elektrycznego. Pokazaliśmy również, że oddziaływanie spin-orbita typu Rashby w sterowanym bramką nanodrucie z InAs może być podstawą działania tranzystora spinowego, a indukowane przez bramkę sprzężenie spin-orbita prowadzi do oscylacji prądu; wyniki uzyskane dla częściowej polaryzacji spinu w temperaturze pokojowej były w dobrej zgodności z danymi eksperymentalnymi.[A14] W kolejnej publikacji poświęconej problemowi projektowania tranzystorów spinowych ([A12]), wykazaliśmy występowanie spadku przewodnictwa w nanodrutach z półprzewodników magnetycznych w helikalnym polu magnetycznym, wynikające z rezonansowych przejść Landaua-Zenera pomiędzy spinowo rozszczepionymi podpasmami i prowadzące do rozpraszania wstecznego oraz możliwości działania jako tranzystor spinowy. Problem separacji prądów spinowych przeanalizowany został w pracy [A11], gdzie nanostruktura półprzewodnikowa w kształcie litery Y z kwantowym kontaktem punktowym (*Quantum Point Contact*, QPC) umieszczona w prostopadłym polu magnetycznym została wykorzystana do wykazania, że odpowiedni dobór potencjału QPC i zewnętrznego pola magnetycznego umożliwia niemal pełne oddzielenie spinowo spolaryzowanych prądów i zastosowanie jako separatora spinów w spintronice; dodatkowo taka struktura może być również wykorzystywana do detekcji przepływu prądu spinowego. Pokazaliśmy również w jaki sposób prądy spinowe mogą być generowane i modyfikowane w nanodrutach z trzema bramkami sterującymi działaniem takiego filtra spinowego.[A5]

Obliczenia dla nanodrutów rdzeniowo-powłokowych zostały opisane w pracach [A6, A7], w których zbadaliśmy wpływ rozmiarów rdzenia i powłok na charakterystykę transportową w przypadku obecności bramki oraz (w sposób samouzgodniony) znaczenie akumulacji ładunku i umiejscowienia bramki.

Współpracowałem z prof. D.Staufferem (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Kolonii) oraz prof. K.Kułakowskim (WFiIS AGH) w interdyscyplinarnych badaniach poświęconych symulacjom dynamiki opinii oraz sieci społecznych. Zmodyfikowaliśmy model dynamiki opinii (tzw. model Sznajdów) włączając do niego wpływ środków masowego przekazu, a wykonane metodami Monte Carlo symulacje pozwoliły na znalezienie przejść fazowych w dynamice opinii, które przewidzieliśmy również z zastosowaniem przybliżenia pola średniego.[A33] Badanie modelu sieci społecznych zaproponowanego przez Wattsa i innych [*Science* **296** (2002), 1302] i analiza wpływu topologii więzów społecznych na zbiorowość społeczną doprowadziły do znalezienia kolejnej przemiany fazowej, która może służyć jako analogia dająca możliwość pomiaru zdolności systemu społecznego do działania zbiorowego.[A31]

Marek Wołosz

2. Wykaz opublikowanych prac naukowych lub twórczych prac zawodowych oraz informacja o osiągnięciach dydaktycznych, współpracy naukowej i popularyzacji nauki

2.1. Wykaz publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe, o którym mowa w art. 16 ust. 2 ustawy

A) Tytuł osiągnięcia naukowego

Symulacje komputerowe transportu elektronowego w nanostrukturach niejednorodnych

B) Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego

- [H1] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. "Nonclassical properties of electronic states of aperiodic chains in a homogeneous electric field". *Phys. Rev. B* **80** (2009), 035127
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych, napisaniu wszystkich programów komputerowych oraz wykonaniu za ich pomocą obliczeń polegających na rozwiązaniu równania Schrödingera dla układów opartych na ciągach kwazi-periodycznych, a następnie zastosowaniu metod bazujących na funkcji Wignera. Brałem udział w analizie otrzymanych wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu publikacji. Mój udział procentowy szacuję na 50%.
- [H2] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. "Multifractal analysis of the electronic states in the Fibonacci superlattice under weak electric fields". *Eur. Phys. J. B* **85** (2012), 10
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu większości przeprowadzonych badań oraz wyborze modelu zastosowanego do opisu supersieci półprzewodnikowej. Napisałem program komputerowy, który następnie wykorzystałem do przeprowadzenia obliczeń w celu wyznaczenia stanów elektronowych i funkcji ich gęstości, wykonałem także analizę ich własności multifraktałnych. Brałem udział w dyskusji wyników oraz napisałem większość tekstu publikacji. Mój udział procentowy szacuję na 85%.
- [H3] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, D. Szydłowski. "Dynamical localisation of conduction electrons in one-dimensional disordered systems". *J. Comput. Electron.* **14** (2015), 916
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w opracowaniu koncepcji badań oraz zaproponowaniu przeprowadzenia obliczeń za pomocą metody *split-operator*. Stworzyłem przeznaczone do tego programy komputerowe, oraz wykonałem za ich pomocą obliczenia, które pozwoliły na analizę dynamiki elektronów przewodnictwa w układach nieuporządkowanych z zastosowaniem funkcji Wignera. Brałem również udział w dyskusji uzyskanych wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu publikacji. Mój udział procentowy szacuję na 45%.

4. [H4] M. Wołoszyn, J. Adamowski, P. Wójcik, B. J. Spisak. “Periodicity of resonant tunneling current induced by the Stark resonances in semiconductor nanowire”. *J. Appl. Phys.* **114** (2013), 164301
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych i zaplanowaniu obliczeń. Zaimplementowałem wszystkie użyte programy komputerowe oraz wykonałem symulacje nanodrutów półprzewodnikowych zawierających strukturę z podwójną barierą potencjału. Na podstawie wstępnych wyników, zaproponowałem dalsze badania, które pozwoliły wyznaczyć periodyczne zmiany prądu wynikające ze zmiennych parametrów geometrycznych, lub ze zmian przyłożonego napięcia źródło–dren oraz napięcia bramki. Przygotowałem także uproszczony model i wykonałem obliczenia analityczne, które pomogły w wyjaśnieniu podstaw opisywanego zjawiska. Brałem udział w dyskusji wyników oraz przygotowałem większość manuskryptu publikacji. Mój udział procentowy szacuję na 85%.
5. [H5] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, J. Adamowski, P. Wójcik. “Magnetoresistance anomalies resulting from Stark resonances in semiconductor nanowires with a constriction”. *J. Phys. Condens. Matter* **26** (2014), 325301
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w planowaniu badań oraz w opracowaniu modelu teoretycznego, który można zastosować do nanodrutów z przewężeniem w polu magnetycznym. Napisałem programy komputerowe i użyłem ich do wykonania obliczeń, oraz przeprowadziłem analizę wyników w celu sformułowania wyjaśnienia zmian magnetooporu i prądu. Przygotowałem także większość manuskryptu publikacji. Mój udział procentowy szacuję na 75%.
6. [H6] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. “Transition from positive to negative magnetoresistance induced by a constriction in semiconductor nanowire”. *Physica E* **83** (2016), 127
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w planowaniu badań, oraz zaadoptowaniu wcześniej użytych modeli i technik obliczeniowych do zagadnienia spinowo-zależnego transportu elektronów w polu magnetycznym. Napisałem programy komputerowe i użyłem ich do uzyskania wszystkich wyników zaprezentowanych w tej pracy. Wziąłem udział w dyskusji wyników i sformułowaniu wyjaśnienia zmian magnetooporu. Przygotowałem znaczącą część manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 75%.
7. [H7] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Stark resonances induced by the exchange–correlation potential in piezoelectric nanowires”. *Phys. Status Solidi RRL* **11** (2017), 1700248
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu projektu badawczego oraz zdefiniowaniu użytego modelu teoretycznego. Byłem autorem programów komputerowych oraz wykonałem wszystkie obliczenia. Brałem udział w dyskusji i interpretacji wyników, oraz przygotowałem większość manuskryptu publikacji. Mój udział procentowy szacuję na 85%.
8. [H8] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Dissipative transport of thermalized electrons through a nanodevice”. *Phys. Rev. B* **96** (2017), 075440
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych, które doprowadziły do zaproponowania zmodyfikowanych warunków brzegowych. Zaimplementowałem program komputerowy i wykonałem wszystkie obliczenia numeryczne, aby uzyskać charakterystyki prądowo-napięciowe. Brałem udział w dyskusji otrzymanych wyników i przygotowałem znaczącą część manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 80%.

2.2. Wykaz innych (nie wchodzących w skład osiągnięcia wymienionego w p. 2.1) opublikowanych prac naukowych oraz wskaźniki dokonań naukowych

A) Publikacje naukowe w czasopismach znajdujących się w bazie Journal Citation Reports (JCR)

1. U. Kaczor, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. "Phase-space approach to the position-momentum correlations of the conduction electron states in a double-barrier resonant nanosystem". *Acta Phys. Pol. A* **132** (2017), 106
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, napisałem też program komputerowy użyty przez pierwszego autora pracy do wykonania obliczeń, wziąłem udział w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 35%.
2. M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. "Spin conductance of nanowires with double coupled quantum dots". *Acta Phys. Pol. A* **129** (2016), A-114
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, oraz przygotowaniu programu komputerowego zastosowanego do symulacji działania badanego nanourządzenia. Wykonałem wszystkie obliczenia, wziąłem udział w dyskusji i interpretacji wyników. Napisałem wstępną wersję manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 80%.
3. T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, P. Wójcik, B. J. Spisak. "Transport characteristics of gated core-multishell nanowires: self-consistent approach". *Acta Phys. Pol. A* **130** (2016), 1190
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych oraz na pomocy w przygotowaniu procedur numerycznych. Wziąłem udział w dyskusji otrzymanych wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 25%.
4. T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak. "Influence of geometrical parameters on the transport characteristics of gated core-multishell nanowires". *Acta Phys. Pol. A* **129** (2016), A-111
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu obliczeń, dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 20%.
5. U. Kaczor, B. Klimas, D. Szydłowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. "Phase-space description of the coherent state dynamics in a small one-dimensional system". *Open Phys.* **14** (2016), 354
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych oraz pomocy w pisaniu programów komputerowych wykorzystujących metodę split-operator. Brałem udział w analizie wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 15%.
6. B. J. Spisak, M. Wołoszyn. "Quantum kinetic theory of the $2k_F$ scattering mechanism for three-dimensional structurally disordered systems in the Ioffe-Regel limit". *Acta Phys. Pol. A* **128** (2015), 213
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na wykonaniu części obliczeń analitycznych oraz na udziale w dyskusji wyników. Wziąłem też udział w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 25%.
7. P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. "Spin splitting generated in a Y-shaped semiconductor nanostructure with a quantum point contact". *J. Appl. Phys.* **118**, 014302 (2015), 014302
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych, dyskusji wyników obliczeń numerycznych, oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 10%.

8. P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Resonant Landau–Zener transitions in a helical magnetic field”. *Semicond. Sci. Technol.* **30** (2015), 065007
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych, analizie wyników i w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 10%.
9. P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Spin transistor operation driven by the Rashba spin-orbit coupling in the gated nanowire”. *J. Appl. Phys.* **115**, 104310 (2014), 104310
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, w dyskusji wyników i ich analizie w odniesieniu do dostępnych danych eksperymentalnych, i w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 10%.
10. P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “All-electrical manipulation of electron spin in a semiconductor nanotube”. *Physica E* **59** (2014), 19
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, analizie wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 15%.
11. B. J. Spisak, M. Wołoszyn, P. Wójcik. “Influence of dephasing and geometrical parameters on quantum correction to dc conductance of cylindrical nanowires”. *Acta Phys. Pol. A* **124** (2013), 838
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zastosowaniu otrzymanych wzorów analitycznych do wykonania obliczeń numerycznych, które zostały użyte w zaprezentowanych w pracy przykładach poprawek do przewodnictwa stałoprądowego. Wziąłem także udział w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 30%.
12. D. Szydłowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Phase-space description of wave packet approach to electronic transport in nanoscale systems”. *Semicond. Sci. Technol.* **28** (2013), 105022
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych oraz na przygotowaniu programu komputerowego użytego do obliczeń. Ponadto opracowałem wyniki obliczeń i zweryfikowałem ich poprawność, oraz wziąłem udział w ich analizie i w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 35%.
13. P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Spin filter effect at room temperature in GaN/GaMnN ferromagnetic resonant tunnelling diode”. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 242411 (2013), 242411
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, oraz dyskusji i interpretacji wyników obliczeń. Wziąłem udział w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 15%.
14. P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Intrinsic oscillations of spin current polarization in a paramagnetic resonant tunneling diode”. *Phys. Rev. B* **86** (2012), 165318
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań oraz w dyskusji wyników obliczeń numerycznych. Wziąłem także udział w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 15%.
15. P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Hysteresis loops of spin-dependent electronic current in a paramagnetic resonant tunnelling diode”. *Semicond. Sci. Technol.* **27** (2012), 115004
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych i analizie otrzymanych danych. Brałem też udział w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 15%.
16. P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Tuning of terahertz intrinsic oscillations in asymmetric triple-barrier resonant tunneling diodes”. *J. Appl. Phys.* **111**, 124310

(2012), 124310

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych oraz w dyskusji i interpretacji wyników. Wziąłem udział w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 15%.

17. P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. "Simulation of spin-dependent electronic transport through resonant tunnelling diode with paramagnetic quantum well". *Acta Phys. Pol. A* **119** (2011), 648

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 10%.

18. P. Wójcik, A. Naylor, M. Wołoszyn, B. Hickey, B. J. Spisak, J. Adamowski. "Influence of barrier width on spin-polarisation measured by point contact Andreev reflection". *J. Supercond. Nov. Magn.* **24** (2011), 939

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 5%.

19. P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. "Intrinsic current oscillations in an asymmetric triple-barrier resonant tunnelling diode". *Semicond. Sci. Technol.* **25** (2010), 125012

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych, a także przygotowaniu programu komputerowego i wykonaniu za jego pomocą obliczeń energii stanów kwazi-związanych. Wziąłem też udział w analizie i dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 20%.

20. P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. "Self-consistent Wigner distribution function study of gate-voltage controlled triple-barrier resonant tunnelling diode". *Semicond. Sci. Technol.* **24** (2009), 095012

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, wzięciu udziału w dyskusji wyników, a także w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 15%.

21. B. J. Spisak, M. Wołoszyn, A. Paja. "Spin-dependent transport through metallic system with magnetic impurities". *Acta Phys. Pol. A* **115** (2009), 266

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań i definiowaniu modelu teoretycznego. Przygotowałem program komputerowy do wszystkich obliczeń, i wykonałem je. Brałem udział w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 45%.

22. P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. "Application of non-classical distribution function to the transport properties of semiconductor nanodevices". *Acta Phys. Pol. A* **114** (2008), 1431

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych, w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 10%.

23. M. Wołoszyn, D. Stauffer, K. Kułakowski. "Order-disorder phase transition in a cliquy social network". *Eur. Phys. J. B* **57** (2007), 331

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na napisaniu programów komputerowych i wykonaniu za ich pomocą wszystkich symulacji. Wziąłem też udział w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 65%.

24. B. J. Spisak, M. Wołoszyn. "One-dimensional aperiodic systems in phase space". *Acta Phys. Pol. B* **38** (2007), 1951

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, przygotowaniu

programów komputerowych użytych we wszystkich obliczeniach, oraz wykonaniu tych obliczeń. Brałem udział w analizie otrzymanych wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 50%.

25. M. Wołoszyn, D. Stauffer, K. Kułakowski. "Phase transitions in Nowak-Sznajd opinion dynamics". *Physica A* **378** (2007), 453
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na przygotowaniu programów komputerowych, których następnie użyłem do wykonania wszystkich symulacji. Brałem także udział w dyskusji wyników i przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 60%.
26. A. Z. Maksymowicz, M. Wołoszyn. "Density of states in structurally disordered 1D chains of atoms". *J. Non-Cryst. Solids* **352** (2006), 4200
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, przygotowaniu programów użytych do wszystkich obliczeń, i wykonaniu ich. Wziąłem też udział w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 50%.
27. M. Wołoszyn, B. J. Spisak, A. Z. Maksymowicz. "Phase space description of localization in disordered one-dimensional systems". *Acta Phys. Pol. A* **110** (2006), 523
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych i w zdefiniowaniu modelu teoretycznego. Zaimplementowałem program komputerowy oraz wykonałem wszystkie obliczenia. Wziąłem udział w analizie wyników obliczeń oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 65%.
28. M. Wołoszyn, B. J. Spisak. "On the localization of electrons in disordered molecular wires". *Materials Science (Poland)* **22** (2004), 545
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań. Byłem autorem programu, którego użyłem do wykonania wszystkich obliczeń służących uzyskaniu wyników zaprezentowanych w publikacji. Brałem też udział w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 70%.

B) Wynalazki oraz wzory użytkowe i przemysłowe, które uzyskały ochronę i zostały wystawione na międzynarodowych lub krajowych wystawach lub targach

C) Monografie, publikacje naukowe w czasopismach międzynarodowych lub krajowych innych niż znajdujące się w bazie JCR

1. T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. "Simulations of transport characteristics of core-shell nanowire transistors with electrostatic all-around gate". *Information Technology and Computational Physics*. Ed. by P. Kulczycki, L. T. Kóczy, R. Mesiar, J. Kacprzyk. Vol. 462. Advances in Intelligent Systems and Computing. Cham: Springer International Publishing, 2017, 233
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 25%.
2. B. J. Spisak, M. Wołoszyn, P. Wójcik, G. J. Morgan. "Wigner distribution function description of a multilayered nanostructure with magnetic impurities". *J. Phys.: Conf. Ser.* **193** (2009), 012130
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w pracach koncepcyjnych, napisaniu programów komputerowych i wykonaniu za ich pomocą wszystkich obliczeń. Wziąłem udział w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 45%.

3. M. Wołoszyn, B. J. Spisak. "Effect of structural disorder on the electronic density of states in one-dimensional chain of atoms". *Computational Science - ICCS 2004: 4th International Conference, Kraków, Poland, June 6-9, 2004, Proceedings, Part II*. Ed. by M. Bubak, G. D. van Albada, P. M. A. Sloot, J. Dongarra. Vol. 3037. Lecture Notes in Computer Science. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004, 630

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań, przygotowaniu programu komputerowego i wykonaniu za jego pomocą wszystkich obliczeń. Brałem udział w dyskusji wyników oraz napisałem manuskrypt publikacji. Mój udział procentowy szacuję na 75%.

4. M. Wołoszyn, A. Z. Maksymowicz. "Coherent potential approximation technique in a simple example of resistivity calculations for binary alloys". *TASK Quarterly : Scientific Bulletin of Academic Computer Centre in Gdansk* **85** (2002), 1–7

Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na udziale w zaplanowaniu badań. Przygotowałem program komputerowy do obliczeń numerycznych, wykonałem je, a także przeprowadziłem obliczenia analityczne. Wziąłem udział w dyskusji wyników oraz w przygotowaniu manuskryptu. Mój udział procentowy szacuję na 70%.

D) Opracowania zbiorowe, katalogi zbiorów, dokumentacja prac badawczych, ekspertyz, utworów i dzieł artystycznych

—

E) Sumaryczny impact factor według listy Journal Citation Reports (JCR), zgodnie z rokiem opublikowania

Sumaryczny *impact factor* wszystkich publikacji wyszczególnionych w Dodatku A : 55,42 (dla prac opublikowanych w 2017 roku użyto wartości *impact factor*-a za rok 2016 jako najnowszych dostępnych).

F) Liczba cytowań publikacji według bazy Web of Science (WoS)

Całkowita liczba cytowań wszystkich publikacji wynosi 131, a 74 bez autocytowań.

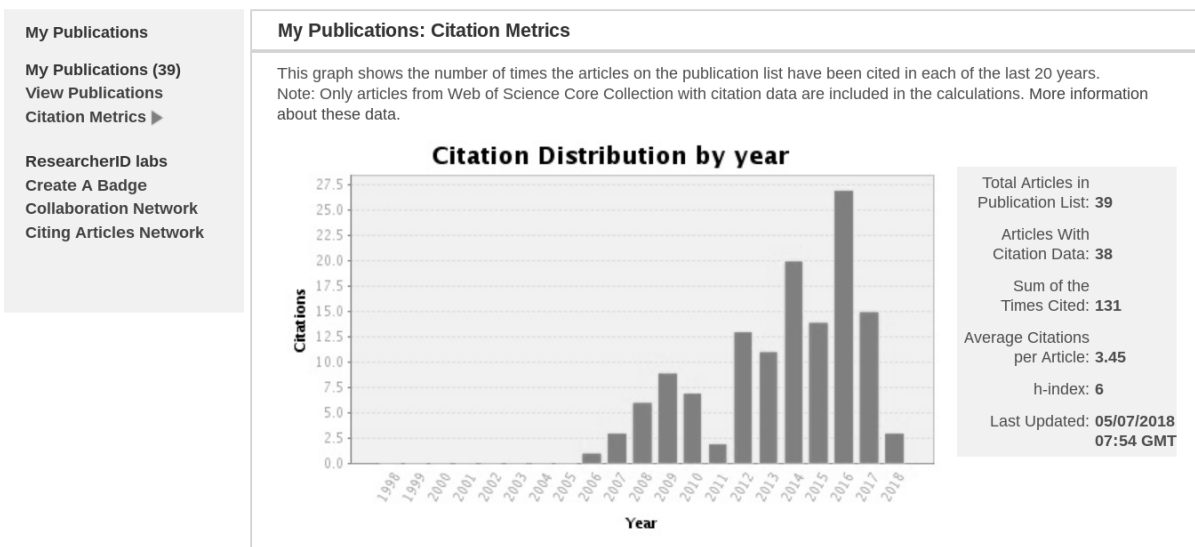
G) Indeks Hirscha według bazy Web of Science (WoS)

$h = 6$.

Woloszyn, Maciej [Get A Badge](#) [ResearcherID Labs](#)

ResearcherID: C-8728-2011
 URL: <http://www.researcherid.com/rid/C-8728-2011>
 Subject: Physics
 ORCID: <http://orcid.org/0000-0001-9896-1018>

My Institutions (more details)
 Primary Institution: AGH University of Science and Technology
 Sub-org/Dept:
 Role: Researcher (Academic)



H) Kierowanie międzynarodowymi i krajowymi projektami badawczymi oraz udział w takich projektach

- Udział w projekcie *Symulacje komputerowe zależnego od spinu transportu elektronowego w półprzewodnikowych drutach kwantowych* jako jeden z głównych wykonawców w granicze Narodowego Centrum Nauki nr 2011/03/B/ST3/00240 (w latach 2012–2015).
- Udział w projekcie *Krakow Interdisciplinary PhD-Project in Nanoscience and Advanced Nanostructures* ufundowanym przez Fundację Nauki Polskiej w ramach Międzynarodowych Programów Doktoranckich (MPD) i Funduszy Strukturalnych (Program Operacyjny Innowacyjna Gospodarka), jako wykonawca (*co-researcher*) zadania badawczego *Modelowanie transportu kwantowego w urządzeniach półprzewodnikowych* (2009–2011).

I) Międzynarodowe i krajowe nagrody za działalność naukową albo artystyczną

- Nagrody Rektora Akademii Górniczo–Hutniczej drugiego stopnia za osiągnięcia naukowe w latach 2007, 2008, 2010, 2013.
- Nagrody Rektora Akademii Górniczo–Hutniczej trzeciego stopnia za osiągnięcia naukowe w latach 2008, 2014, 2015.

J) Wygłoszenie referatów na międzynarodowych i krajowych konferencjach tematycznych

Wygłosiłem następujące referaty na konferencjach naukowych:

- *Transport properties of quasiperiodic systems*, 2nd International Wigner Workshop, Windermere, Wielka Brytania, czerwiec 2017.
- *Zastosowanie funkcji Wignera do analizy własności transportowych układów kwazi-periodycznych*, XXI Minisymposium Fizyki Statystycznej, Poznań, grudzień 2016.

- *Transport of electrons in quasiperiodic multibarrier semiconductor nanowires*, Congress on Information Technology, Computational and Experimental Physics (CITCEP 2015), Kraków, grudzień 2015.
- *Collective behaviour in clustered social networks*, 71st Annual Meeting of the Deutsche Physikalische Gesellschaft (DPG 2007), Regensburg, Niemcy, marzec 2007.

Jestem również współautorem 10 innych wystąpień ustnych na konferencjach naukowych, wyszczególnionych w Dodatku C.

2.3. Dorobek dydaktyczny i popularyzatorski oraz informacja o współpracy międzynarodowej habilitanta

A) Uczestnictwo w programach europejskich oraz innych programach międzynarodowych i krajowych

- COST – Europejski Program Współpracy w Dziedzinie Badań Naukowo-Technicznych (European Cooperation in Science and Technology) prowadzony przez European Science Foundation, grant na tzw. Short Term Scientific Mission w ramach Akcji P10 (temat: Interdyscyplinarne symulacje Monte Carlo).

B) Aktywny udział w międzynarodowych i krajowych konferencjach naukowych

Poza wymienionymi wcześniej w części 2.2 J) ustnymi wystąpieniami konferencyjnymi, miałem następujące prezentacje w ramach konferencyjnych sesji plakatowych:

- *Phase-space dynamics of charge carriers in aperiodic potentials*, MECO43: 43rd Conference of the Middle European Cooperation in Statistical Physics, Kraków, maj 2018.
- *Spin conductance of nanowires with double coupled quantum dots*, 44-th Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors, Wisła, czerwiec 2015.
- *Large magnetoresistance effect in cylindrical semiconductor nanowires with constriction*, The European Conference Physics Of Magnetism PM14, Poznań, czerwiec 2014.
- *Influence of dephasing time and geometrical parameters on the quantum corrections to the conductivity of cylindrical nanowire*, 42nd Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors, Wisła, czerwiec 2013.
- *Effect of localized magnetic moments configurations on the dynamics of electron wave packet – phase-space approach*, International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices, Drezno, Niemcy, lipiec 2012.
- *Localisation in semiconductor Fibonacci superlattice*, 5th Workshop on Quantum Chaos and Localisation Phenomena, Warszawa, maj 2011.
- *Wigner distribution function description of a multilayered nanostructure with magnetic impurities*, 16th International Conference on Electron Dynamics In Semiconductors Optoelectronics and Nanostructures EDISON16, Montpellier, Francja, sierpień 2009.
- *The Wigner function approach to spin-dependent electronic transport in presence of magnetic impurities*, Fifth International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology SPINTECH5, Kraków, lipiec 2009.
- *Computer simulation of the spin-polarised transport through a nanodevice*, Summer School Nanomagnetism and Spintronics, Praga, Czechy, wrzesień 2008.

- *Effect of magnetic dopants on transport properties of trilayer nanostructure*, SPINSWITCH Workshop – Spin Momentum Transfer, Kraków, wrzesień 2008.
- *Influence of the electric field on the localisation in aperiodic quantum wires*, Conference on Computational Physics CCP2007, Bruksela, Belgia, wrzesień 2007.
- *One-dimensional aperiodic systems in phase space*, XIX Marian Smoluchowski Symposium on Statistical Physics, Kraków, maj 2006.
- *On the localization of electrons in disordered molecular wires*, Conference on New Concepts and Materials for Molecular Electronics and Nanotechnology CMME04, Puszczykowo, wrzesień 2004.
- *Effect of structural disorder on the electronic density of states in one-dimensional chain of atoms*, 4th International Conference on Computational Science ICCS2004, Kraków, czerwiec 2004.

Jestem również współautorem 27 innych prezentacji konferencyjnych na sesjach plakatowych; szczegółowa lista wraz z odnośnikami do publikacji pokonferencyjnych znajduje się w Dodatku C.

C) Udział w komitetach organizacyjnych międzynarodowych i krajowych konferencji naukowych

—

D) Otrzymane nagrody i wyróżnienia inne niż wymienione w pkt 2.2 J)

—

E) Udział w konsorcjach i sieciach badawczych

—

F) Kierowanie projektami realizowanymi we współpracy z naukowcami z innych ośrodków polskich i zagranicznych oraz we współpracy z przedsiębiorcami, innymi niż wymienione w pkt 2.2 H)

—

G) Udział w komitetach redakcyjnych i radach naukowych czasopism

—

H) Członkostwo w międzynarodowych i krajowych organizacjach oraz towarzystwach naukowych

- Polskie Towarzystwo Fizyczne.

I) Osiągnięcia dydaktyczne i w zakresie popularyzacji nauki lub sztuki

- W latach 2005–2018 prowadziłem zajęcia dydaktyczne w ramach następujących przedmiotów nauczania:
 - *Physics I* oraz *Physics II* – wykłady, ćwiczenia rachunkowe i laboratoria dla studentów kierunku *Mechatronic Engineering with English as instruction language* Wydziału Inżynierii Mechanicznej i Robotyki AGH (na podstawie własnego programu),

- *Programowanie Obiektowe I* oraz *Programowanie Obiektowe II* – wykłady i ćwiczenia laboratoryjne dla studentów kierunku *Informatyka Stosowana* Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH (na podstawie własnego programu),
 - *Programowanie Graficznego Interfejsu Użytkownika* – przedmiot obieralny dla studentów Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH (na podstawie własnego programu),
 - *Matematyczne Metody Fizyki* – seminarium dla doktorantów Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH,
 - *Język C++* – ćwiczenia laboratoryjne dla studentów kierunku *Fizyka Techniczna* Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH,
 - *Programowanie Proceduralne* – ćwiczenia laboratoryjne dla studentów kierunku *Fizyka Techniczna* Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH,
 - *Inżynierskie Metody Numeryczne* – ćwiczenia laboratoryjne dla studentów kierunku *Informatyka Stosowana* Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH,
 - *Komputerowe Symulacje Numeryczne* – ćwiczenia laboratoryjne dla studentów kierunku *Fizyka Techniczna* Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH,
 - *Podstawy Informatyki* – ćwiczenia laboratoryjne dla studentów Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH,
 - *System Unix* – ćwiczenia laboratoryjne dla studentów Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH.
- W celu przygotowania zajęć związanych z aktualnymi technikami informatycznymi i nowoczesnymi językami programowania ukończyłem szkolenia zorganizowane przez firmy IBM oraz Microsoft.
 - Na podstawie ankiet studenckich w latach 2014 i 2016 zostałem umieszczony na tworzony w latach 2014–2016 liście 10 najlepiej ocenionych nauczycieli akademickich Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH (w roku 2015 nie byłem uwzględniony z powodu zbyt małej liczby przeprowadzonych ankiet).
 - Byłem członkiem komitetu organizacyjnego 6. i 7. edycji *Ogólnopolskiego Konkursu na Doświadczenie Pokazowe z Fizyki* organizowanego przez Polskie Towarzystwo Fizyczne (Kraków, 2006 oraz 2008).

J) Opieka naukowa nad studentami i lekarzami w toku specjalizacji

- Opiekun (promotor) 15 prac magisterskich na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH.
- Opiekun (promotor) 27 prac inżynierskich na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH.
- Recenzent 38 prac magisterskich.
- Recenzent 52 prac inżynierskich.
- Opiekun indywidualnego toku studiów studenta studiów magisterskich Mateusza Bilińskiego na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH.

K) Opieka naukowa nad doktorantami w charakterze opiekuna naukowego lub promotora pomocniczego

- Od października 2015 promotor pomocniczy mgr. inż. Tomasza Palutkiewicza (planowany temat pracy doktorskiej: *Symulacje komputerowe transportu ładunku elektrycznego w półprzewodnikowych nanodrutach rdzeniowo-powłokowych*) na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH.

L) Staże w zagranicznych i krajowych ośrodkach naukowych lub akademickich

- Wydział Fizyki Uniwersytetu w Liege, Belgia (17-27.11.2006, krótki pobyt naukowy w grupie prof. Marcela Ausloosa).
- Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Regensburgu (Ratyzbonie), Niemcy, (19-25.04.2015, krótki pobyt naukowy w grupie prof. Jaroslava Fabiana).

M) Wykonane ekspertyzy lub inne opracowania na zamówienie

—

N) Udział w zespołach eksperckich i konkursowych

—

O) Recenzowanie projektów międzynarodowych i krajowych

—

P) Recenzowanie publikacji w czasopismach międzynarodowych i krajowych

- Journal of Non-Crystalline Solids (3 recenzje).
- Solid State Communications (2 recenzje).
- Journal of Physics D: Applied Physics (1 recenzja).
- Central European Journal of Physics (1 recenzja).
- Physics Letters A (1 recenzja).

Q) Inne osiągnięcia, niewymienione w 2.3 A) – 2.3 P)

- Członek komisji ds. prac inżynierskich na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH – współopiekun specjalności Informatyka Stosowana (od 2014).
- Członek Wydziałowego Zespołu ds. Jakości Kształcenia na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH (2011–2012) (przygotowanie sylabusów w ramach Krajowych Ram Kwalifikacji).
- Członek komisji egzaminacyjnej na II stopień studiów na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH (2007–2009).
- Członek komisji przeprowadzającej egzaminy inżynierskie na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH (od 2013).

Marek Wołosz

A. Publikacje naukowe w czasopismach znajdujących się w bazie Journal Citation Reports (JCR)

Pełna lista wszystkich publikacji, łącznie z pracami które stanowią podstawę wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego.

- [A1] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Dissipative transport of thermalized electrons through a nanodevice”. *Phys. Rev. B* **96** (2017), 075440.
- [A2] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Stark resonances induced by the exchange–correlation potential in piezoelectric nanowires”. *Phys. Status Solidi RRL* **11** (2017), 1700248.
- [A3] U. Kaczor, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Phase-space approach to the position-momentum correlations of the conduction electron states in a double-barrier resonant nanosystem”. *Acta Phys. Pol. A* **132** (2017), 106.
- [A4] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. “Transition from positive to negative magnetoresistance induced by a constriction in semiconductor nanowire”. *Physica E* **83** (2016), 127.
- [A5] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. “Spin conductance of nanowires with double coupled quantum dots”. *Acta Phys. Pol. A* **129** (2016), A–114.
- [A6] T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, P. Wójcik, B. J. Spisak. “Transport characteristics of gated core-multishell nanowires: self-consistent approach”. *Acta Phys. Pol. A* **130** (2016), 1190.
- [A7] T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak. “Influence of geometrical parameters on the transport characteristics of gated core-multishell nanowires”. *Acta Phys. Pol. A* **129** (2016), A–111.
- [A8] U. Kaczor, B. Klimas, D. Szydłowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Phase-space description of the coherent state dynamics in a small one-dimensional system”. *Open Phys.* **14** (2016), 354.
- [A9] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Quantum kinetic theory of the $2k_F$ scattering mechanism for three-dimensional structurally disordered systems in the Ioffe-Regel limit”. *Acta Phys. Pol. A* **128** (2015), 213.
- [A10] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, D. Szydłowski. “Dynamical localisation of conduction electrons in one-dimensional disordered systems”. *J. Comput. Electron.* **14** (2015), 916.
- [A11] P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Spin splitting generated in a Y-shaped semiconductor nanostructure with a quantum point contact”. *J. Appl. Phys.* **118**, 014302 (2015), 014302.
- [A12] P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Resonant Landau–Zener transitions in a helical magnetic field”. *Semicond. Sci. Technol.* **30** (2015), 065007.
- [A13] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, J. Adamowski, P. Wójcik. “Magnetoresistance anomalies resulting from Stark resonances in semiconductor nanowires with a constriction”. *J. Phys. Condens. Matter* **26** (2014), 325301.

- [A14] P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Spin transistor operation driven by the Rashba spin-orbit coupling in the gated nanowire”. *J. Appl. Phys.* **115**, 104310 (2014), 104310.
- [A15] P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “All-electrical manipulation of electron spin in a semiconductor nanotube”. *Physica E* **59** (2014), 19.
- [A16] M. Wołoszyn, J. Adamowski, P. Wójcik, B. J. Spisak. “Periodicity of resonant tunneling current induced by the Stark resonances in semiconductor nanowire”. *J. Appl. Phys.* **114** (2013), 164301.
- [A17] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, P. Wójcik. “Influence of dephasing and geometrical parameters on quantum correction to dc conductance of cylindrical nanowires”. *Acta Phys. Pol. A* **124** (2013), 838.
- [A18] D. Szydłowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Phase-space description of wave packet approach to electronic transport in nanoscale systems”. *Semicond. Sci. Technol.* **28** (2013), 105022.
- [A19] P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Spin filter effect at room temperature in GaN/GaMnN ferromagnetic resonant tunnelling diode”. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 242411 (2013), 242411.
- [A20] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Multifractal analysis of the electronic states in the Fibonacci superlattice under weak electric fields”. *Eur. Phys. J. B* **85** (2012), 10.
- [A21] P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Intrinsic oscillations of spin current polarization in a paramagnetic resonant tunneling diode”. *Phys. Rev. B* **86** (2012), 165318.
- [A22] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Hysteresis loops of spin-dependent electronic current in a paramagnetic resonant tunnelling diode”. *Semicond. Sci. Technol.* **27** (2012), 115004.
- [A23] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Tuning of terahertz intrinsic oscillations in asymmetric triple-barrier resonant tunneling diodes”. *J. Appl. Phys.* **111**, 124310 (2012), 124310.
- [A24] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Simulation of spin-dependent electronic transport through resonant tunnelling diode with paramagnetic quantum well”. *Acta Phys. Pol. A* **119** (2011), 648.
- [A25] P. Wójcik, A. Naylor, M. Wołoszyn, B. Hickey, B. J. Spisak, J. Adamowski. “Influence of barrier width on spin-polarisation measured by point contact Andreev reflection”. *J. Supercond. Nov. Magn.* **24** (2011), 939.
- [A26] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Intrinsic current oscillations in an asymmetric triple-barrier resonant tunnelling diode”. *Semicond. Sci. Technol.* **25** (2010), 125012.
- [A27] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Self-consistent Wigner distribution function study of gate-voltage controlled triple-barrier resonant tunnelling diode”. *Semicond. Sci. Technol.* **24** (2009), 095012.
- [A28] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Nonclassical properties of electronic states of aperiodic chains in a homogeneous electric field”. *Phys. Rev. B* **80** (2009), 035127.
- [A29] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, A. Paja. “Spin-dependent transport through metallic system with magnetic impurities”. *Acta Phys. Pol. A* **115** (2009), 266.
- [A30] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Application of non-classical distribution function to the transport properties of semiconductor nanodevices”. *Acta Phys. Pol. A* **114** (2008), 1431.

- [A31] M. Wołoszyn, D. Stauffer, K. Kułakowski. “Order-disorder phase transition in a cliquy social network”. *Eur. Phys. J. B* **57** (2007), 331.
- [A32] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “One-dimensional aperiodic systems in phase space”. *Acta Phys. Pol. B* **38** (2007), 1951.
- [A33] M. Wołoszyn, D. Stauffer, K. Kułakowski. “Phase transitions in Nowak-Sznajd opinion dynamics”. *Physica A* **378** (2007), 453.
- [A34] A. Z. Maksymowicz, M. Wołoszyn. “Density of states in structurally disordered 1D chains of atoms”. *J. Non-Cryst. Solids* **352** (2006), 4200.
- [A35] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, A. Z. Maksymowicz. “Phase space description of localization in disordered one-dimensional systems”. *Acta Phys. Pol. A* **110** (2006), 523.
- [A36] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “On the localization of electrons in disordered molecular wires”. *Materials Science (Poland)* **22** (2004), 545.

B. Publikacje naukowe w czasopismach spoza bazy Journal Citation Reports (JCR)

- [B1] T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Simulations of transport characteristics of core-shell nanowire transistors with electrostatic all-around gate”. *Information Technology and Computational Physics*. Ed. by P. Kulczycki, L. T. Kóczy, R. Mesiar, J. Kacprzyk. Vol. 462. Advances in Intelligent Systems and Computing. Cham: Springer International Publishing, 2017, 233.
- [B2] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, P. Wójcik, G. J. Morgan. “Wigner distribution function description of a multilayered nanostructure with magnetic impurities”. *J. Phys.: Conf. Ser.* **193** (2009), 012130.
- [B3] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Effect of structural disorder on the electronic density of states in one-dimensional chain of atoms”. *Computational Science - ICCS 2004: 4th International Conference, Kraków, Poland, June 6-9, 2004, Proceedings, Part II*. Ed. by M. Bubak, G. D. van Albada, P. M. A. Sloot, J. Dongarra. Vol. 3037. Lecture Notes in Computer Science. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004, 630.
- [B4] M. Wołoszyn, A. Z. Maksymowicz. “Coherent potential approximation technique in a simple example of resistivity calculations for binary alloys”. *TASK Quarterly : Scientific Bulletin of Academic Computer Centre in Gdansk* **85** (2002), 1–7.

C. Wystąpienia konferencyjne

1. Wystąpienia ustne

- [C1.1] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Transport properties of quasiperiodic systems”. *2nd International Wigner Workshop*. Windermere (GB). 2017.
- [C1.2] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Non-classical properties of electronic states. Influence of the scattering mechanisms”. *2nd International Wigner Workshop*. Windermere (GB). 2017.
- [C1.3] J. Adamowski, P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Nanowire-based spintronic analogs of optical devices”. *BIT’s 2nd Annual World Congress of Smart Materials*. Singapore. 2016.
- [C1.4] M. Wołoszyn. “Zastosowanie funkcji Wignera do analizy własności transportowych układów kwaziperiodycznych”. *XXI Minisymposium Fizyki Statystycznej*. Poznań (PL). 2016.
- [C1.5] T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Simulations of transport characteristics of core-shell nanowire transistors with electrostatic all-around gate”. *Congress on Information Technology, Computational and Experimental Physics (CITCEP 2015)*. Kraków (PL). 2015. [B1].
- [C1.6] U. Kaczor, B. Klimas, D. Szydłowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Phase-space description of the coherent state dynamics in one-dimensional small system”. *Congress on Information Technology, Computational and Experimental Physics (CITCEP 2015)*. Kraków (PL). 2015. [A8].
- [C1.7] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Transport of electrons in quasiperiodic multibarrier semiconductor nanowires”. *Congress on Information Technology, Computational and Experimental Physics (CITCEP 2015)*. Kraków (PL). 2015.
- [C1.8] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Wigner representation of dynamics and dephasing of electrons in disordered systems”. *International Symposium on Advanced Nanodevices and Nanotechnology (ISANN 2015)*. Waikoloa, Hawaii (USA). 2015.
- [C1.9] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Wigner representation of dynamics and dephasing of electrons in disordered systems”. *International Wigner Workshop*. Waikoloa, Hawaii (USA). 2015.
- [C1.10] J. Adamowski, P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Physics of nanowire spintronic devices”. *From Spins to Cooper Pairs: New Physics of the Spins (StoCP-2014)*. Zakopane (PL). 2014.
- [C1.11] P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Spin transistor action driven by the helical magnetic field”. *From Spins to Cooper Pairs: New Physics of the Spins (StoCP-2014)*. Zakopane (PL). 2014.
- [C1.12] J. Adamowski, P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Spin-polarized electron current modification in gated semiconductor nanowires”. *Energy-Materials-Nanotechnology Fall Meeting*. Orlando (US). 2013.
- [C1.13] M. Wołoszyn, D. Stauffer, K. Kułakowski. “Collective behaviour in clustered social networks”. *71st Annual Meeting of the Deutsche Physikalische Gesellschaft DPG2007*. Regensburg (DE). 2007.

- [C1.14] A. Z. Maksymowicz, M. Wołoszyn. “Density of states in structurally disordered 1D chains of atoms”. *3rd International Conference Physics of Disordered Systems PDS05*. Gdańsk-Sobieszewo (PL). 2005. [A34].

2. Sesje plakatowe

- [C2.1] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Phase-space dynamics of charge carriers in aperiodic potentials”. *MECO43: 43rd Conference of the Middle European Cooperation in Statistical Physics*. Kraków (PL). 2018.
- [C2.2] D. Kołaczek, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Time evolution of the Wigner function for the generalized Schrödinger cat state”. *MECO43: 43rd Conference of the Middle European Cooperation in Statistical Physics*. Kraków (PL). 2018.
- [C2.3] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Phase-space dynamics of quantum systems with dissipation”. *Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics*. Praha (CZ). 2017.
- [C2.4] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, U. Kaczor. “Phase-space approach to position-momentum correlations induced by the quantum interference phenomena in resonant-tunneling nanosystems”. *The Twelfth International School on Theoretical Physics Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter*. Rzeszów (PL). 2016. [A3].
- [C2.5] T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, P. Wójcik, B. J. Spisak. “Transport characteristics of gated core-multishell nanowires: self-consistent approach”. *45th "Jaszowiec" International School and Conference on the Physics of Semiconductors*. Szczyrk (PL). 2016. [A6].
- [C2.6] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Dynamical localization of the wave packet in disordered environment: phase-space approach”. *7th Workshop on Quantum Chaos and Localisation Phenomena*. Warszawa (PL). 2015.
- [C2.7] P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Effect of nonadiabaticity on spin transitions in helical magnetic field”. *SPINTECH VIII International School and Conference*. Basel (CH). 2015.
- [C2.8] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Dynamics of the quantum state in small systems under influence of statistical field. Phase-space approach”. *Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics*. Praha (CZ). 2015.
- [C2.9] M. Wołoszyn, J. Adamowski, P. Wójcik, B. J. Spisak. “Spin conductance of nanowires with double coupled quantum dots”. *44-th Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors*. Wisła (PL). 2015. [A5].
- [C2.10] T. Palutkiewicz, M. Wołoszyn, P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak. “Influence of geometrical parameters on the transport characteristics of gated core-multishell nanowires”. *44-th Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors*. Wisła (PL). 2015. [A7].
- [C2.11] P. Wójcik, J. Adamowski, M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Generating and detecting the spin current in Y-shaped semiconductor nanowire with quantum point contact”. *nanoPT Nanoscience and Nanotechnology International Conference*. Porto (PT). 2015.
- [C2.12] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. “Spin-dependent magnetotransport properties of double-gate semiconductor nanowires”. *Theory, Modelling and Computational Methods for Semiconductors*. Granada (ES). 2015.
- [C2.13] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, P. Wójcik, J. Adamowski. “Spin-dependent magnetotransport through quantum point contact in semiconductor nanowires”. *Theory, Modelling and Computational Methods for Semiconductors*. Granada (ES). 2015.

- [C2.14] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Dynamical localization of quantum states in the one-dimensional disordered environment. View from the phase-space perspective”. *27th Marian Smoluchowski Symposium on Statistical Physics*. Zakopane (PL). 2014.
- [C2.15] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Influence of dephasing processes on the $2k_F$ scattering mechanism of conduction electrons in three-dimensional structurally disordered systems”. *The 11th International School on Theoretical Physics: Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter*. Rzeszów (PL). 2014. [A9].
- [C2.16] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski, P. Wójcik. “Spin-dependent magnetotransport in semiconductor nanowires”. *The European Conference Physics Of Magnetism PM14*. Poznań (PL). 2014.
- [C2.17] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. “Large magnetoresistance effect in cylindrical semiconductor nanowires with constriction”. *The European Conference Physics Of Magnetism PM14*. Poznań (PL). 2014.
- [C2.18] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, J. Adamowski. “Effect of a double constriction on the magnetotransport properties of semiconductor nanowires”. *43rd Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors*. Wisła (PL). 2014.
- [C2.19] P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Modification of electron spin induced by the Rashba spin-orbit interaction in a semiconductor nanotube”. *5th International Conference on One-dimensional Nanomaterials*. Annecy (FR). 2013.
- [C2.20] B. J. Spisak, P. Wójcik, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Computer simulations of spin transistor operation in InAs nanowire”. *5th International Conference on One-dimensional Nanomaterials*. Annecy (FR). 2013.
- [C2.21] P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Spin current polarization at room temperature in a nanowire resonant tunneling diode”. *20th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (EP2DS-20) and 16th International Conference on Modulated Semiconductor Structures (MSS-16)*. Wrocław (PL). 2013.
- [C2.22] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, P. Wójcik. “Influence of dephasing time and geometrical parameters on the quantum corrections to the conductivity of cylindrical nanowire”. *42nd Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors*. Wisła (PL). 2013. [A17].
- [C2.23] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Dynamical localization of quantum states in phase-space”. *Innovations in Wave Modelling InnoWave2012*. Nottingham (GB). 2012.
- [C2.24] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Effect of localized magnetic moments configurations on the dynamics of electron wave packet – phase-space approach”. *International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices*. Dresden (DE). 2012.
- [C2.25] P. Wójcik, J. Adamowski, B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Spin current polarization in magnetic resonant tunnelling structures”. *41st Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors*. Krynica-Zdrój (PL). 2012.
- [C2.26] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Intrinsic oscillations of spin current polarization in paramagnetic resonant tunneling diode”. *6th International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology (SPINTECH6)*. Matsue (JP). 2011.
- [C2.27] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Localisation in semiconductor Fibonacci superlattice”. *5th Workshop on Quantum Chaos and Localisation Phenomena*. Warszawa (PL). 2011.
- [C2.28] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, G. J. Morgan. “Phase space approach to the effect of weak magnetic field on the $2k_F$ backscattering mechanism”. *5th Workshop on Quantum Chaos and Localisation Phenomena*. Warszawa (PL). 2011.

- [C2.29] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Simulation of spin dependent transport in paramagnetic resonant tunnelling diode with ZnMnSe quantum well”. *39th Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors*. Krynica-Zdrój (PL). 2010. [A24].
- [C2.30] P. Wójcik, A. Naylor, M. Wołoszyn, B. Hickey, B. J. Spisak, J. Adamowski. “Influence of barrier width on spin-polarisation measured by point contact Andreev reflection”. *International Conference on Superconductivity and Magnetism*. Antalya (TR). 2010. [A25].
- [C2.31] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, P. Wójcik, G. J. Morgan. “Wigner distribution function description of a multilayered nanostructure with magnetic impurities”. *16th International Conference on Electron Dynamics In Semiconductors Optoelectronics and Nanostructures EDISON16*. Montpellier (FR). 2009. [B2].
- [C2.32] M. Wołoszyn, B. J. Spisak, P. Wójcik, M. Zegrodnik. “The Wigner function approach to spin-dependent electronic transport in presence of magnetic impurities”. *Fifth International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology SPINTECH5*. Kraków (PL). 2009.
- [C2.33] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “Computer simulation of the spin-polarised transport through a nanodevice”. *Summer School Nanomagnetism and Spintronics*. Praha (CZ). 2008.
- [C2.34] M. Wołoszyn, P. Wójcik, B. J. Spisak. “Effect of magnetic dopants on transport properties of trilayer nanostructure”. *SPINSWITCH Workshop – Spin Momentum Transfer*. Kraków (PL). 2008.
- [C2.35] P. Wójcik, B. J. Spisak, M. Wołoszyn, J. Adamowski. “Application of non-classical distribution function to the transport properties of semiconductor nanodevices”. *37th International School on the Physics of Semiconducting Compounds Jaszowiec 2008*. Ustroń-Jaszowiec (PL). 2008. [A30].
- [C2.36] B. J. Spisak, M. Wołoszyn, A. Paja. “Spin-dependent transport through a metallic system with magnetic impurities”. *The European Conference Physics Of Magnetism PM08*. Poznań (PL). 2008. [A29].
- [C2.37] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Influence of the electric field on the localisation in aperiodic quantum wires”. *Conference on Computational Physics CCP2007*. Brussels (BE). 2007.
- [C2.38] W. Antosiewicz, P. Gawroński, M. J. Krawczyk, K. Malarz, M. Wołoszyn, K. Kułakowski. “Simulations of dynamics of complex magnetic structures”. *JEMS06 III Joint European Magnetic Symposia*. San Sebastian (ES). 2006.
- [C2.39] B. J. Spisak, M. Wołoszyn. “One-dimensional aperiodic systems in phase space”. *XIX Marian Smoluchowski Symposium on Statistical Physics*. Kraków (PL). 2006. [A32].
- [C2.40] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “On the localization of electrons in disordered molecular wires”. *Conference on New Concepts and Materials for Molecular Electronics and Nanotechnology CMME04*. Puszczkowo (PL). 2004. [A36].
- [C2.41] M. Wołoszyn, B. J. Spisak. “Effect of structural disorder on the electronic density of states in one-dimensional chain of atoms”. *4th International Conference on Computational Science ICCS2004*. Kraków (PL). 2004. [B3].

Maciej Wołoszyn
