

Uniwersytet Rzeszowski  
Wydział Matematyczno-Przyrodniczy

Rozprawa doktorska

# **Transport ładunku i spinu oraz akumulacja spinowa w magnetycznych złączach tunelowych**

**Tomasz Szczepański**

Promotor: Prof. dr hab. inż. Vitalii Dugaev  
Katedra Fizyki i Inżynierii Medycznej Politechniki Rzeszowskiej

Rzeszów 2017

*Pragnę podziękować Panu Profesorowi Vitalijowi Dugaevowi za pomoc w przygotowaniu niniejszej rozprawy, za wiele cennych uwag i owocnych dyskusji, które pozwoliły nadać dysertacji ostateczny kształt.*

# Spis treści

<b>1</b>	<b>Wstęp</b>	<b>5</b>
1.1	Cel pracy . . . . .	6
1.2	Motywacja . . . . .	7
1.3	Rozwój spintroniki. Manipulowanie spinem w złączach tunelowych jako element spintroniki . . . . .	8
1.4	Rezonansowe diody tunelowe . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Zjawisko magnetooporu, transportu ładunku i spinu oraz generacji prądu spinowego w złączach magnetycznych</b>	<b>14</b>
2.1	Magnetoopór i moment siły w złączach magnetycznych z barierą tunelową . . . . .	14
2.2	Manipulacja momentem magnetycznym . . . . .	15
2.3	Podwójne złącze tunelowe . . . . .	16
2.4	Rezonansowe złącze tunelowe magnetyczne . . . . .	16
2.5	Rezonansowe złącze tunelowe. Model . . . . .	20
2.6	Magnetyzacja w polu magnetycznym . . . . .	21
2.7	Rozszczepienie poziomu energetycznego wywołane prądem . . . . .	26
2.8	Prąd spinowy . . . . .	39
2.9	Podsumowanie . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Zjawisko szumu śrutowego w podwójnym złączu tunelowym. Obliczenie TMR</b>	<b>43</b>
3.1	Wstęp . . . . .	43
3.2	Wpływ szumów na transport elektronów w dwubarierowych magnetycznych złączach tunelowych . . . . .	44
3.3	Obliczenie szumu śrutowego w podwójnym złączu tunelowym ze słabą relaksacją spinową . . . . .	46
3.4	Niemagnetyczna warstwa centralna . . . . .	49
3.5	Struktura całkowicie magnetyczna . . . . .	51
3.6	Podsumowanie . . . . .	54

<b>4 Szum śrutowy w obecności relaksacji spinowej</b>	<b>55</b>
4.1 Silna relaksacja spinowa . . . . .	57
4.2 Magnetoopór tunelowy struktur dwubarierowych . . . . .	60
4.3 Powiązanie z wynikami eksperymentalnymi . . . . .	61
4.4 Podsumowanie . . . . .	64
<b>5 Złącze tunelowe z molekułami lub z kropkami kwantowymi</b>	<b>65</b>
5.1 Wstęp. Równanie fundamentalne . . . . .	65
5.2 Metoda statystyki pełnego zliczania dla prądu . . . . .	67
5.3 Model . . . . .	71
5.4 Prąd spinowy . . . . .	80
5.5 Porównanie wyników teoretycznych z eksperymentem . . . . .	85
5.6 Podsumowanie . . . . .	87
<b>6 Zakończenie i perspektywa dalszych badań</b>	<b>89</b>
6.1 Wnioski z pracy . . . . .	91
6.2 Spis publikacji . . . . .	92
6.3 Uczestnictwo w konferencjach naukowych . . . . .	93
6.4 Bibliografia . . . . .	95

# Rozdział 1

## Wstęp

Praca ta jest poświęcona zbadaniu podstawowych własności transportu ładunków przez wielowarstwowe struktury półprzewodnikowe zawierające bariery potencjału. Uwzględniony przy tym zostanie spin transportowanych elektronów. Badania te służą teoretycznemu opisowi i bliższemu poznaniu warunków przy których może dojść do przepływu prądów elektrycznych i spinowych przez układy takie jak rezonansowe diody tunelowe, złącza tunelowe czy kropki kwantowe [2]. W szczególności celem jest określenie prawdopodobieństwa transportu elektronów, który ma miejsce dzięki ich tunelowaniu przez bariery potencjału oraz zbadanie wpływu jaki na transport wywierają poszczególne parametry systemu takie jak przyłożone napięcie elektryczne, wartość natężenia pola magnetycznego działającego na poszczególne warstwy, geometria struktury, energia poziomu rezonansowego zlokalizowanego w studni potencjału, itp.

Badania tego rodzaju mają duże znaczenie przy konstruowaniu i projektowaniu układów na potrzeby elektroniki i spintroniki [1],[2],[3]. Są też pomocne przy analizie materiałowej dokonywanej na potrzeby zastosowań w fizyce ciała stałego [9],[31],[32]. Spintronika stanowi nową i dynamicznie rozwijającą się dziedzinę fizyki. Badania koncentrują się na wyznaczaniu teoretycznych i eksperymentalnych własności materiałów, w których podstawowym parametrem klasyfikującym stan układu jest orientacja spinu występujących w tym układzie cząstek [3],[16].

Praca jest podzielona na sześć zasadniczych rozdziałów:

- Rozdział 1 zawiera wprowadzenie do rozprawy oraz przegląd literatury poświęconej badanej tematyce.
- Rozdział 2 jest poświęcony wyznaczaniu teoretycznych własności złącz magnetycznych istotnych z punktu widzenia transportu ładunku i spinu. Ponadto przeanalizowany zostanie przypadek transportu tunelowego elektronów przez podwójne złącze tunelowe. W rozdziale wyszczególnione zosta-

ły podrozdziały poświęcone badaniu podstawowych parametrów transmisji elektronów przez układy wielowarstwowe, podwójne złącza tunelowe (rezonansowe diody tunelowe) oraz prądy spinowe.

- Rozdział 3 poświęcony analizie szumów śrutowych w układach wielowarstwowych.
- Rozdział 4 poświęcony badaniom szumów śrutowych w układach z silną relaksacją spinową.
- Rozdział 5 poświęcony złączom tunelowym z molekułami albo kropkami kwantowymi.
- Rozdział 6 zawiera podsumowanie pracy oraz analizę perspektyw dalszych badań.

## 1.1 Cel pracy

Celem pracy jest wyznaczenie podstawowych własności elektrycznego i spinowego przewodnictwa w strukturach półprzewodnikowych, wykorzystujących zjawisko efektu tunelowego, oraz poznanie szczegółowych własności układów wykorzystujących zjawisko przepływu i kontrolowania prądów spinowych płynących przez wielowarstwowe struktury [45]. Ponadto celem jest teoretyczne przetestowanie modelu manipulowania spinem w układach nanoskopowych [23],[40]. Szczególnie interesująca jest w tym kontekście analiza transportu spinu w funkcji temperatury poszczególnych elektrod oraz możliwość bezpośredniego wykorzystania zjawiska pompowania i akumulacji spinowej generowanej zarówno polem elektrycznym jak i gradientem temperatury [5],[20].

Nieodzownym elementem przy badaniu realnych układów wykorzystywanych na potrzeby mikroelektroniki jest uwzględnienie efektów statystycznych takich jak szумы i fluktuacje [10].

Celem pracy jest również zbadanie najważniejszych własności szumów śrutowych pojawiających się w systemach z niewielką liczbą cząstek i zastosowanie płynących stąd wniosków do teoretycznego modelu wielowarstwowych złącz tunelowych [11],[12],[13]. Jako jeden z możliwych sposobów uwzględnienia powyższych własności statystycznych w układach elektronicznych jest tzw. statystyka pełnego zliczania [46],[47].

W pracy przedstawione zostaną główne aspekty tej metody zastosowane do dwubarierowych złącz tunelowych [40]. Szczególnie istotne będzie uwzględnienie spinu przy znajdowaniu rozwiązań modelu transportu nośników ładunku w

tego typu złączach oraz zbadanie roli szumów przy przepływie prądów spinowych [33],[41]. Badania te mogą posłużyć do pogłębienia wiedzy na temat zastosowania zjawiska tunelowania kwantowego w układach wielowarstwowych na potrzeby spintroniki. Ponadto pozwolą na pełniejszy opis efektów statystycznych takich jak szum śrutowy, umożliwiając skuteczniejsze niwelowanie wpływu zjawisk niepożądanych przy przepływie prądów elektrycznych i spinowych, a także mogą umożliwić manipulowanie tymi efektami na potrzeby elektroniki i spintroniki [44].

## 1.2 Motywacja

Motywacją pracy były odkrycia z dziedziny spintroniki, które zwłaszcza w ostatnich latach należą do głównego nurtu badań w zakresie fizyki ciała stałego [1],[2],[45]. Badania te są jednocześnie rozwijane w zakresie eksperymentów i teorii, co stanowi źródło dalszych odkryć i ma szansę wpłynąć na realny rozwój w dziedzinie elektroniki już w najbliższych latach. Zrozumienie zjawisk fizycznych leżących u podstawy działania układów spintronicznych ma kluczowe znaczenie w dalszym rozwijaniu tych urządzeń i zapewne będzie miało dominujący wpływ przy projektowaniu przyszłych układów wykorzystujących zjawiska kwantowo-mechaniczne. Należy się zatem spodziewać dalszego intensywnego rozwoju badań teoretycznych jak i eksperymentalnych w dziedzinie spintroniki. Będzie to miało istotny wpływ na efektywność i funkcjonalność urządzeń elektronicznych wytwarzanych i wykorzystywanych już w niedalekiej przyszłości.

Jako metodę rozwiązywania zagadnienia transportu ładunków przez wielowarstwowe struktury półprzewodnikowe wykorzystano analizę rozwiązań równania Schrödingera dla wielowarstwowych układów, z wykorzystaniem warunków ciągłości funkcji falowych oraz ich pierwszych pochodnych, jak również metody znajdowania współczynników transmisji i odbicia charakteryzujących proces tunelowania cząstek przez bariery potencjału. W zasadniczej części praca opiera się o analityczne metody rachunkowe, choć wykorzystywane są również obliczenia numeryczne zwłaszcza w przypadku w którym poziomy energetyczne wewnątrz studni potencjału muszą być traktowane jako quasi-dyskretne. Istotnym elementem w obliczeniu magnetyzacji wewnątrz studni oraz procesu selekcji nośników ze względu na spin jest uzależnienie rozwiązań od orientacji spinu elektronów oraz dyskusja wyników dla prawdopodobieństwa transmisji zależnego od tej orientacji [34]. W rezultacie otrzymujemy możliwość teoretycznego opisu procesów akumulacji spinowej wewnątrz rezonansowej diody tunelowej [23].

W przypadku obliczeń szumów wykorzystano metodę numerycznego obliczania współczynników Fano i dyskusję wyników opartą o analizę wyników przedstawionych graficznie [10],[11],[12]. W tym celu wprowadzone zostały do mode-

lu struktury parametry opisujące jej symetrię ze względu na względną orientację momentów magnetycznych poszczególnych warstw w materiale. Wykorzystane zostały również formuły do obliczania prądów spinowych w układach, w których występuje szum śrutowy oraz relacje właściwe dla systemów wykazujących silną relaksację spinową. W oparciu o wyniki analitycznych i numerycznych rozwiązań dla powyższych przypadków przedyskutowano rolę spinu cząstek w układach z szumem śrutowym oraz tunelowania dla magnetooporu [26].

W części poświęconej badaniu statystyki pełnego zliczania wykorzystano metodę rozwiązania równania master oraz obliczenia pierwszych i drugich kumulantów potrzebnych do znalezienia czynników Fano [74],[82]. W rozwiązaniu również uwzględniono efekt polaryzacji spinowej cząstek i jej wpływ na szum śrutowy w złączach tunelowych z barierą potencjału [29],[30].

Rezonansowe diody tunelowe stanowią jeden z istotnych przykładów układów wykorzystujących zjawiska kwantowe przy transporcie ładunków elektrycznych. Dodatkowo pozwalają wykorzystać zależność transportu od spinu elektronów [44],[45]. Tym samym stają się jednym z głównych przykładów zastosowania spintroniki w układach półprzewodnikowych.

### **1.3 Rozwój spintroniki. Manipulowanie spinem w złączach tunelowych jako element spintroniki**

Spintronika jest dziedziną pokrewną elektronice i zajmuje się analizą warunków przepływu i manipulacji spinu. Podstawowymi nośnikami spinu są tu elektrony które mając ładunek elektryczny są zarazem fermionami, czyli posiadają spin półówkowy. Formalnie spin jest wielkością wektorową, stanowiącą własny momentu pędu cząstki, jego pochodzenie jest jednak czysto kwantowe, co oznacza że nie posiada on ściśle klasycznego odpowiednika i jako wielkość całkowicie nieklasyczna nie znajduje zastosowania w "zwykłych" układach elektronicznych [33].

Głównym celem spintroniki jest wdrażanie koncepcji jednoczesnego wykorzystania ładunku oraz spinu elektronu w układach fizycznych, zwłaszcza ich wykorzystanie w projektowaniu realnie działających urządzeń [20],[31]. Obecnie elektronika zbliża się ze skalą miniaturyzacji do obszaru w którym nie sposób obejść się bez opisu kwantowego, zatem droga wytyczona przez spintronikę wydaje się nieunikniona z punktu widzenia technologii. Spinowi cząstki zawsze towarzyszy moment magnetyczny, tym samym spintronika wkracza w obszar zarówno elektrycznych jak i magnetycznych własności materii [14],[23].

Historycznie początek dynamicznego rozwoju spintroniki przypada na moment odkrycia gigantycznego magnetooporu (Grünberg, Fert, nieco ponad 20 lat temu)[1]. W zjawisku tym zaobserwowano zależność oporu elektrycznego wie-



lowarstwowych układów złożonych z naprzemiennie ułożonych warstw metalu i metalu ferromagnetycznego od wzajemnej orientacji momentów magnetycznych sąsiadujących warstw [20]. Odkrycie to było punktem wyjścia przy projektowaniu czułych urządzeń wykrywających pole magnetyczne i odczytujących dyski magnetyczne [21]. Praca [1] stała się zalążkiem szeregu badań poświęconych zagadnieniom manipulacji spinem oraz stała się inspiracją prac nad rozwijaniem możliwości kodowania informacji z wykorzystaniem spinowych własności elektronów. Autorzy odkrycia zostali później uhonorowani za swe badania nagrodą Nobla z fizyki w 2007 r. Od tamtego czasu pojawiło się wiele nowych układów wykorzystujących zjawisko manipulowania spinem przepływających przez układ elektronów za pośrednictwem pola magnetycznego. Bada się metodami teoretycznymi i eksperymentalnymi zjawisko polaryzacji spinowej oraz generowania w ten sposób magnetyzacji w układach półprzewodnikowych [5],[6],[18]. Trwają także badania nad jednoelektronowymi urządzeniami spintroniki takimi jak jednoelektronowy tranzystor spinowy.

Do najważniejszych układów wykorzystujących magnetoopór należą głowice GMR oraz tzw. pamięci magnetyczne (MRAM) w których konstrukcji wykorzystano dielektryczne złącza tunelowe przedzielone warstwą ferromagnetyka [1]. Kolejnym etapem w rozwoju spintroniki jest badanie możliwości aktywnego sterowania polaryzacją spinową prądów płynących przez złącza tunelowe [16]. Rozwój tych metod napotkał problemy których rozwiązanie wymaga głębszego przeanalizowania warunków przepływu spinu przez wielowarstwowe złącza tunelowe, takie jak dwubarierowe diody rezonansowe. Należy dodatkowo uwzględnić rolę efektów statystycznych przy przepływie nośników przez takie struktury, w szczególności przyjrzeć się roli szumów termicznych oraz śrutowych [13].

Z formalnego punktu widzenia polaryzacja spinowa oznacza ilościową przewagę nośników o wyróżnionej względem kierunku zewnętrznego pola magnetycznego orientacji spinu. Tego typu polaryzacja jest trwałym elementem ferromagnetyka, a zatem transport nośników z ferromagnetyka stanowi możliwe źródło ładunków spinowo spolaryzowanych [23],[24]. Możliwe jest także wykorzystanie metod optycznych, z wykorzystaniem odpowiednich reguł wyboru przy uzyskiwaniu żądanej orientacji spinu przepływających ładunków [6]. Półprzewodniki cechuje zdolność do względnie łatwego sterowania spinem poprzez wykorzystanie sprzężenia spin-orbita. Pojawiają się jednak fizyczne ograniczenia przy wstrzykiwaniu do półprzewodnika spinowo spolaryzowanych elektronów z ferromagnetycznego metalu [9],[13],[42]. Co więcej jednym z głównych problemów przy zastosowaniu polaryzacji spinowej jest zjawisko relaksacji spinowej, czyli powrotu układu do stanu spinowo niespolaryzowanego. Istotne jest zatem zrozumienie zjawisk odpowiedzialnych za mechanizm pozwalający kontrolować relaksację spinową. Obecność polaryzacji spinowej niemagnetycznego materiału pozostającego w kontakcie z ferromagnetykiem przejawia się pojawieniem potencjału

elektrycznego, który można wykorzystać w celu wykrycia spinu. Stanowi to zatem skuteczne narzędzie detekcji w spintronice [8],[18]. Jedną z alternatywnych metod takiej detekcji jest wykorzystanie metod optycznych takich jak rotacja Kerra. Zjawisko to polega na skręceniu płaszczyzny polaryzacji liniowo spolaryzowanego światła, odbitego od namagnesowanej powierzchni spinowo spolaryzowanego materiału.

Ostatnio spintronika staje się szeroką dziedziną wiedzy stanowiącą w zasadzie kompleksową teorię nośników spinu w układach nanoskopowych i ogólnie w ciałach stałych. Tym samym pozwala na testowanie szerokiej klasy modeli układów kwantowych w których spin odgrywa pierwszorzędą rolę. Równolegle prowadzone są badania z zakresu fizyki doświadczalnej obejmujące wiele nowych efektów fizycznych takich jak spinowy efekt Halla (akumulacja polaryzacji spinowej na brzegach próbki, prostopadle do płynącego prądu) oraz rozwijana jest inżynieria materiałowa w celu testowania i projektowania nowych typów materiałów mogących znaleźć zastosowanie w spintronice [45]. Do szczególnie interesujących badań należy zaliczyć analizę własności nanostruktur spinowych, w tym złącz tunelowych czy kropek kwantowych pod kątem możliwych manipulacji spinem, jak również badanie relaksacji czy stopnia dekoherencji fazowej stanów spinowych [14],[18]. Równocześnie prowadzone są poszukiwania specjalnych typów materiałów, takich jak półprzewodniki ferromagnetyczne wykazujące znaczny stopień polaryzacji spinowej w wysokich temperaturach [20]. Takie materiały pozwoliłyby rozwiązać problem wstrzykiwania spinu do układów półprzewodnikowych z ferromagnetycznych materiałów metalicznych.

Rozwijanie metod analizy własności transportu ładunków ze spinem oraz spinowej polaryzacji czy prądów spinowych jest szczególnie istotne z punktu widzenia informatyki kwantowej. Wykorzystanie możliwości kodowania informacji nie tylko ze względu na obecność ładunku elektrycznego ale również orientacji spinu pozwala po pierwsze znacząco zminiaturyzować i zwiększyć pojemność układów elektronicznych, ale również wykorzystać metody czysto kwantowe na potrzeby informatyki. W perspektywie badania te prowadzą do możliwego wykorzystania takich efektów jak splątanie kwantowe stanów układu cząstek obdarzonych spinem [45],[46]. Wykorzystanie tego typu zjawisk wymaga opanowania techniki kontroli i sterowania stanami spinowymi na poziomie kwantowym z wykorzystaniem zarówno metod elektroniki jak i optyki [6].

## **1.4 Rezonansowe diody tunelowe**

W niniejszej pracy przedstawione zostaną wyniki badań teoretycznych przepływu ładunku i spinu w rezonansowej diodzie tunelowej stanowiącej jeden z podstawowych układów mogących znaleźć szerokie zastosowanie w spintronice.

Rezonansowe diody tunelowe (RTD) wzbudzają szczególnie duże zainteresowanie ze względu na ich wyjątkową wrażliwość na niewielkie zmiany przyłożonego napięcia. Jako diody RTD rozważamy dwa rodzaje struktur. Jedną z nich jest układ złożony z dwóch barier pomiędzy którymi znajduje się półprzewodnikowa jama kwantowa (QW). Na skutek kwantowania stanów elektronowych wewnątrz jamy, własności transportu silnie zależą od położenia poziomu Fermiego względem poziomu skwantowanego w jamie: opór prądu przepływającego przez strukturę znacząco wzrasta gdy poziom skwantowany znajdzie się na skali energii w pobliżu poziomu Fermiego. W zasadzie podobne zachowanie pojawia się w przypadku tunelowania elektronów przez kropkę kwantową (QD). W takim przypadku bariery tunelowe formują się pomiędzy kropkami kwantowymi we wszystkich trzech wymiarach. Główna różnica pomiędzy kropkami kwantowymi i dwuwymiarowymi strukturami polega na tym iż efekty oddziaływania pomiędzy elektronami odgrywają bardzo dużą rolę w przypadku kropek kwantowych, co drastycznie wpływa na ich własności tunelowe.

Drugim typem struktury o zbliżonych własnościach rezonansowych jest dwuwymiarowa bariera tunelowa z zanieczyszczeniami (domieszkami) zlokalizowanymi wewnątrz bariery. Potencjał domieszek generuje stany zlokalizowane o poziomach energetycznych, które mogą znaleźć się w pobliżu poziomu Fermiego. W związku z przekrywaniem się funkcji falowych stanów zlokalizowanych, formują się pewne brzegowe stany przewodzące, za pośrednictwem których prąd może się rozchodzić przy znacznie zmniejszonym oporze elektrycznym. Dla jednego izolowanego stanu transmisja elektronów jest opisana formułą Breit-Wignera. Eksperymentalnie, we wszystkich opisanych przypadkach przewodnictwo struktury posiada silne linie rezonansowe będące funkcją napięcia, które mogą być kontrolowane przez zewnętrzne parametry takie jak zewnętrzne pole magnetyczne.

W pracy [7] autorzy badali metody obliczania zależnego od spinu transportu poprzez magnetyczną RTD wykorzystując metody funkcji Wignera oraz formalizm funkcji Greena. Na podstawie uzyskanych wyników sformułowali wniosek, iż zarówno formalizm Wignera jak i metoda funkcji Greena prowadzą do podobnych rezultatów odnośnie gęstości elektronów oraz potencjałów. Tym samym obie te metody mogą być z powodzeniem stosowane w badaniach poświęconych RTD. Z kolei rolę jaką odgrywają w badaniach eksperymentalnych wydajne metody chłodzenia oparte o nadprzewodzące ferromagnetyki (FS) badana była przez autorów pracy [10]. Okazali oni iż procesy chłodzenia oparte o metody FS mogą zostać efektywnie wykorzystane przy materiałach o grubości rzędu kilku nm.

W publikacji [12] autorzy badali na ile przewidywalne i mierzone amplitudy oscylacji prądów w RTD mogą być poprawnie opisane w ramach teorii orbit okresowych. Wykazali oni iż dokładne amplitudy i przesunięcia częstotliwości oscylacji prądów w RTD mogą zostać opisane w ramach prostych formuł analitycznych zarówno w granicznym przypadku stabilnym (metoda kwantowania torusa) jak i

w przypadku niestabilnych eksperymentalnych orbit okresowych. W pracy [13] autorzy okazali, iż dynamika magnetyzacji w domieszkowanych materiałach półprzewodnikowych może być kontrolowana niezależnie od magnetyzacji statycznej za pomocą pola elektrycznego.

Własności indukowanego napięciem rezonansu ferromagnetycznego oraz anomalnej zależności napięcia od torqu spinowego w magnetycznych złączach tunelowych jest dyskutowana w pracach [15],[24]. Z kolei w artykułach [37] i [41] autorzy badali zależność rozpraszania od przełączania magnetyzacji kontrolowanej za pomocą zmian napięcia, a także bistabilność temperatury Curie w ferromagnetycznych RTD, natomiast w artykule [18] znajdujemy analizę oscylacji magnetoelektrycznych w magnetycznych RTD. W pracy [28] poddano dyskusji efekty polaryzacji spinowej w paramagnetycznych RTD, z kolei w [40] przeanalizowano niemagnetyczne złącza na bazie struktur GaAs/AlAs w kontekście kontrolowanego napięciowo wstrzykiwania spinu dziur. Własności stanów rezonansowych kropek kwantowych zostały zaprezentowane w pracach [16],[29], natomiast w publikacjach [20] i [39] przedyskutowano właściwości tunelowe wielowarstwowych struktur posiadających poziomy rezonansowe.

Jednym z interesujących efektów branych pod uwagę także w związku z materiałami RTD były zjawiska szumów i fenomeny statystyczne [19][23][33][36][42]. Efekt Rashby w RTD był obiektem intensywnych studiów m. in. w pracach [25], [38], podobnie jak magnetoopór w strukturach tunelowych [30], [35]. Kolejnymi znaczącymi publikacjami z zakresu badań nad RTD o których należałoby wspomnieć są: pomiary londonowskiego wnikania pola magnetycznego w układy  $\text{FeTe}_{0.58}\text{Se}_{0.42}$  [27], akustyczne i fotoelektryczne efekty w TD [31], nieliniowa kontrola tunelowania [32], tzw. kropki pierścieniowe jako rezonansowe diody tunelowe z możliwością regulacji strumienia [34], oraz model obwiedni funkcji dla transportu kwantowego w TD. Eksperymentalne pomiary prądu spinowego zaprezentowano w pracy [50].

Keldysh zaproponował mechanizm statystyki pełnego zliczania w oparciu o rozkład quasi-prawdopodobieństwa, opisującego fluktuacje obserwabli całkowalnych po czasie [100]. Nazywamy je quasi-prawdopodobieństwami, gdyż ich wartości liczbowe mogą przyjmować wartości ujemne. Pomimo iż rozkład taki może dawać dodatnio określone prawdopodobieństwa, to pochodzenie i interpretacja ujemnych wartości rozkładu pozostaje niejasna. W pracy [99] pokazano, iż statystyka pełnego zliczania może zostać wykorzystana do odtworzenia trajektorii opisującej ewolucję stanu układu w przestrzeni Hilberta. Zagadnienie to bezpośrednio wiąże ujemne quasi-prawdopodobieństwa ze specyficznym rodzajem efektów interferencyjnych. Autorzy zademonstrowali ten związek na przykładzie fluktuacji energii w rezonatorze bozonowym, co więcej opisali w jaki sposób ujemne quasi-prawdopodobieństwa mogą zostać zmierzone z wykorzystaniem mikrofal. Statystyka pełnego zliczania dla przypadku ewolucji w czasie została przedsta-

wiona w oparciu o równanie Lindblada z wykorzystaniem operatorów anihilacji i kreacji.

Podobny problem został poruszony w pracy autorstwa Guarnieri, Uchiyama i Vacchini [48] w związku z wymianą energii pomiędzy systemem i otoczeniem. Zagadnienie to rozpatrywano w kontekście procesów nie-Markowskich. W celu uwzględnienia wymiany energii rozważa się tu statystykę pełnego zliczania, za pomocą której otrzymujemy pierwszy moment statystyczny. Rozważa się transport energii z otoczenia do danego systemu, który posiada stosowne warunki początkowe. Te zależności zostały szczegółowo przeanalizowane dla modelu bozonowego i prowadzą do wniosku, że obserwacja procesów nie-Markowskich pozwala określić transport energii. Analiza ilościowa umożliwia znalezienie parametrów, przy których wartość transportowanej energii ulega zwiększeniu.

Należy stwierdzić, iż intensywny rozwój badań w dziedzinie spintroniki jest bardzo obiecujący zarówno z punktu widzenia badań podstawowych jak również zastosowań inżynierskich i przemysłowych. Dotyczą one chociażby analizy materiałowej, rozwoju technik pomiarowych czy produkcji obszernej klasy urządzeń funkcjonujących dzięki wykorzystaniu spinu elektronu.

## Rozdział 2

# Zjawisko magnetooporu, transportu ładunku i spinu oraz generacji prądu spinowego w złączach magnetycznych

### 2.1 Magnetoopór i moment siły w złączach magnetycznych z barierą tunelową

Jednym z najważniejszych zjawisk towarzyszących przepływowi prądu przez złącza tunelowe z cienką warstwą izolatora pomiędzy barierami jest tunelowy magnetoopór (TMR)[1]. Ogólnie zjawisko magnetooporu polega na wzroście rezystancji materiału, gdy przepływający prąd jest poddany działaniu pola magnetycznego. W rezultacie zakrzywienia toru ładunków w polu magnetycznym droga ładunków ulega wydłużeniu, co prowadzi do zmniejszenia natężenia przepływającego prądu. W przypadku magnetooporu tunelowego mamy do czynienia ze zmianą oporu elektrycznego przy przepływie prądu tunelowego pomiędzy dwoma ferromagnetykami rozdzielonymi cienką warstwą izolatora[2],[3],[20],[21].

Obecność pola magnetycznego obejmującego strukturę powoduje polaryzację spinową elektronów, co wpływa na natężenie spinowo spolaryzowanego prądu przepływającego przez układ [16]. Efekt ten jest zatem podobny do gigantycznego magnetooporu [1], z tą różnicą, że pomiędzy obszarami ferromagnetyka znajdują się warstwy dielektryczne. W rezultacie transport ładunków przez strukturę jest uzależniony od czysto kwantowego efektu jakim jest zjawisko tunelowania przez barierę potencjału [2], [3]. Częstym materiałem wykorzystującym zjawisko TMR jest struktura kompozytowa, gdzie w warstwie izolatora znajduje się granulat ferromagnetyka [14].

W ostatnich latach technologia wykorzystująca zjawisko TMR została szeroko stosowana w układach typu MRAM [20],[21]. Zmiany w natężeniu oraz kierunku pola magnetycznego prowadzą do zmian w zdolności tunelowania nośników ładunku i spinu przez barierę potencjału [9]. Oznacza to, iż manipulowanie polem magnetycznym obejmującym układ ze złączem tunelowym prowadzi do istotnych zmian w charakterystyce przepływającego przez to złącze prądu elektrycznego oraz prądu spinowego [5],[44],[45].

Obecność pola magnetycznego w obszarze zawierającym cząstki obdarzone spinem prowadzi do powstania momentu siły wywołującego precesję spinu dookoła kierunku wyznaczonego przez pole magnetyczne [17],[36],[37]. W analogiczny sposób można wpływać na orientację momentu magnetycznego w warstwie namagnesowanej złącza tunelowego, przepuszczając przez układ spolaryzowany spinowo prąd. Moment siły zwany torkiem wywołuje wówczas zmianę kierunku wyróżnionego w przestrzeni przez wektor momentu magnetycznego [38].

## 2.2 Manipulacja momentem magnetycznym

Jedną z podstawowych struktur wykorzystywanych zarówno w elektronice jak i spintronice jest rezonansowe złącze tunelowe [2],[14],[18]. W przypadku pojedynczego złącza tunelowego mamy do czynienia z układem, w którym dwie warstwy danego materiału (półprzewodnika lub metalu) przedzielone są warstwą izolatora stanowiącego barierę tunelową [31],[32]. Na styku tych warstw (tzw. interfejsie) ma miejsce skokowa zmiana potencjałów energetycznych wynikających z różnic w strukturze pasmowej obu materiałów. Często w układach elektronicznych występują złącza dwóch półprzewodników (złącze n-p, dioda półprzewodnikowa) lub złączami typu metal-półprzewodnik (tzw. dioda Schottky'ego), w których dwie warstwy stykają się wzdłuż wspólnej płaszczyzny, a rolę bariery energetycznej gra warstwa zaporowa utworzona w wyniku polaryzacji elektrycznej [24],[25]. W rozpatrywanych przez nas przypadkach transportu elektronów przez złącza można uwzględnić efekt namagnesowania struktur oraz wynikające stąd rozszczepienie poziomów energetycznych (efekt Zeemana), w szczególności wpływ zewnętrznego pola magnetycznego na wartości poziomów energetycznych materiałów [3].

Istotną rolę w badaniu wpływu pola magnetycznego na efekt tunelowania elektronów przez złącze odgrywa uwzględnienie efektu polaryzacji spinowej nośników ładunku, a zatem wpływu pola magnetycznego na efekt tunelowy [14]. W szczególności zwraca się uwagę na obecność tzw. rezonansowych poziomów energetycznych, które w istotny sposób wpływają na prawdopodobieństwo tunelowania nośników ładunku elektrycznego [5],[6],[7]. Jeśli dodatkowo uwzględnimy efekt polaryzacji spinowej poziomów rezonansowych, wówczas możemy

rozważać zależność efektywności transportu spinu od natężenia pola magnetycznego obejmującego strukturę [40],[44],[45]. Badania te stanowią podstawę obliczeń przeprowadzonych dla układów dwu lub więcej magnetycznych złącz tunelowych.

Mamy zatem możliwość określania charakterystyk diod tunelowych, których działanie opiera się na przepływie prądów elektrycznych oraz spinowych przez barierę tunelową [33]. Dzięki temu wyznaczamy też zależność natężenia prądu kontaktowego płynącego przez złącze tunelowe w zależności od napięcia przyłożonego do układu jak i natężenia pola magnetycznego czy parametrów bariery [5].

Przy wyznaczaniu teoretycznych własności tunelowych zarówno pojedynczych jak i podwójnych złącz magnetycznych, podstawowym narzędziem są rozwiązania równania Schrödingera. Znając postać funkcji falowych i korzystając z własności ich ciągłości dla całej struktury, możemy obliczyć prawdopodobieństwo efektu tunelowego. Rozwiązania dodatkowo parametryzujemy w zależności od orientacji spinu elektronów i uwzględniamy ewentualny wpływ rozszczepienia spinowego poziomów energetycznych na zjawisko tunelowe [8],[9]. W najprostszymi przypadkach obliczenia można przeprowadzić analitycznie, w przypadku bardziej złożonych struktur widm obliczenia przeprowadza się numerycznie.

## **2.3 Podwójne złącze tunelowe**

Struktura dwubarierowego złącza tunelowego może być traktowana jak zestaw dwóch pojedynczych złącz tunelowych ze wspólną warstwą centralną. Warstwa ta stanowi zatem materiał znajdujący się pomiędzy dwiema barierami tunelowymi [40],[44]. Odpowiednie metody opisu teoretycznego transportu ładunku i spinu przez te układy opierają się na wyznaczaniu prawdopodobieństw przejść przez dwie (najczęściej jednakowe) bariery potencjału rozdzielone warstwą w której mogą znajdować się poziomy rezonansowe.

## **2.4 Rezonansowe złącze tunelowe magnetyczne**

Diody tunelowe są przedmiotem intensywnych studiów z uwagi na ich specyficzną charakterystykę i właściwości [33],[34],[35]. Diody te wykazują się dużą szybkością działania, z częstotliwościami przekraczającymi 2 THz (podczas gdy w konwencjonalnych układach półprzewodnikowych (CMOS) częstotliwości sięgają 215 GHz) i właściwościami wykraczającymi poza standardowe technologie tranzystorowe [45]. Bardzo duża szybkość przełączania RTD umożliwia szereg



zastosowań m. in. w systemach zabezpieczających komunikację i radarach wysokiej rozdzielczości [96].

Rezonansowe diody tunelowe, podobnie jak ma to miejsce w przypadku diod konwencjonalnych, posiadają własność selektywnego ze względu na kierunek transportu nośników prądu elektrycznego. Jednak o ile w przypadku tradycyjnych układów typu CMOS, gdzie pod wpływem zewnętrznie przyłożonego napięcia prąd przepływa pomiędzy źródłem i drenem poprzez kanał, o tyle w przypadku RTD prąd przepływa poprzez obszar jamy potencjału dzięki zjawisku tunelowemu jakie zachodzi na barierach potencjału stanowiących brzoży jamy [23],[56]. Transport ten jest dodatkowo silnie uzależniony od położenia skwantowanych poziomów rezonansowych wewnątrz jamy [9],[18],[45].

Diody tunelowe składają się ze złącza  $p-n$ , gdzie zarówno obszar  $p$  jak i obszar  $n$  są zdomieszkowane w stopniu zdegenerowanym [45]. Istnieje tu znaczna koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa w materiale typu  $n$  oraz pustych stanów (dziur) w pasmie walencyjnym materiału typu  $p$  [24]. W rezultacie poziom Fermiego pozostaje stały, o ile dioda znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej i bez przyłożonego zewnętrznego napięcia. Jeśli zewnętrzne napięcie zacznie wzrastać, wówczas energia Fermiego ulegnie obniżeniu w materiale typu  $p$ , zaś zwiększy się w materiale typu  $n$ . Jeśli obszar wysycenia ograniczony barierami potencjału jest bardzo cienki ( $<10$  nm), wtedy elektrony mogą z łatwością przetunelować przez barierę wytwarzając prąd [8]. W zależności od tego jak wiele elektronów jest energetycznie skompensowanych pustymi stanami pasma walencyjnego obszaru  $p$ , prąd ten będzie się zwiększał lub zmniejszał. W miarę wzrostu różnicy potencjałów, prąd wywołany dyfuzją nośników ładunku będzie zwiększał natężenie prądu przepływającego przez diodę [2],[3],[22].

Jeśli do diody zostanie przyłożone odwrotne zewnętrzne napięcie, wtedy elektrony w obszarze  $p$  zostają energetycznie skompensowane z pustymi stanami w obszarze  $n$ , co prowadzi do pojawienia się znacznego prądu tunelowego w kierunku wyznaczonym przez to odwrotnie przyłożone napięcie [5]. Charakterystyka prądowo-napięciowa wykazuje w przypadku RTD ujemną rezystancję różniczkową. Oznacza to, iż w zakresie napięć o takiej charakterystyce, wzrostowi różnicy potencjałów odpowiada zmniejszenie natężenia prądu przepływającego przez diodę. W rezultacie prąd okazuje się być malejącą funkcją napięcia. Własność ta jest szczególnie istotna w kontekście zastosowań, gdyż pozwala skorelować stany logiczne kontrolowane napięciowo, z lokalnymi maksimumami oraz minimumami natężeń przepływającego prądu.

W przypadku RTD mamy do czynienia ze studnią kwantową z jednakowo zdomieszkowanymi kontaktami w celu uzyskania podobnej charakterystyki  $I-V$ . Dioda taka składa się z dwóch silnie zdomieszkowanych materiałów o niewielkiej przerwie energetycznej [31],[32]. W ten sposób struktura diody odtwarza układ złożony z emitera, studni kwantowej pomiędzy dwiema barierami (składającymi

się z materiału o dużej przerwie energetycznej) oraz obszaru kolektora. Często materiałami używanymi do tego typu układów są: arsenek galu, oraz związki arsenku galu z glinem. Typowa szerokość bariery potencjału wynosi około 5 nm, zaś szerokość barier waha się w przedziale od 1.5 do 5 nm. W badanej przez nas strukturze użyliśmy danych eksperymentalnych uzyskanych dla układu ZnBeMnSe/ZnSe/ZnBeSe/ZnSe/ZnBeMnSe [97].

W przypadku braku zewnętrznego napięcia, większość elektronów i dziur w sposób stacjonarny akumulują się w warstwach emitera i kolektora. W momencie przyłożenia zewnętrznego napięcia do układu, pojawia się pole elektryczne, które zmusza elektrony do poruszania się od emitera do kolektora poprzez rozpraszające stany zlokalizowane w obszarze studni potencjału [5]. Te pseudo-brzegowe stany energetyczne, za pośrednictwem których elektrony mogą tunelować, pośredniczą zatem w przewodzeniu prądu elektrycznego. W miarę jak coraz więcej elektronów w obszarze emitera posiada tę samą energię co stany quasi-brzegowe, coraz większa ich część może przetunelować przez jamę, co prowadzi do wzrostu natężenia prądu w miarę jak do diody przykładane jest coraz wyższe napięcie. W momencie gdy pole elektryczne osiągnie natężenie, przy którym poziom energii elektronów emitera jest zgodny z poziomem energetycznym stanu quasi-brzegowego, prąd osiąga wartość maksymalną.

Tunelowanie rezonansowe zachodzi w zakresie specyficznych rezonansowych poziomów energetycznych, związanych z poziomami energetycznymi domieszek oraz szerokością jamy kwantowej [8]. W miarę jak zewnętrzne napięcie przyłożone do diody wzrasta, coraz większa część elektronów uzyskuje energię zbyt dużą do tego by tunelować poprzez stany rezonansowe, w rezultacie czego prąd zaczyna spadać. W miarę dalszego wzrostu napięcia, prąd na nowo zaczyna wzrastać na skutek termoeemisji elektronów, w rezultacie czego elektrony mogą tunelować poprzez nierezonansowe poziomy energetyczne w jamie kwantowej. Złożenie tych dwóch zjawisk prowadzi do wystąpienia doliny na wykresie charakterystyki  $I-V$  rezonansowej diody tunelowej [3],[9].

Rezonansowe diody tunelowe mają istotną przewagę nad konwencjonalnymi diodami tunelowymi. Gdy do diody tunelowej zostaje przyłożone wysokie odwrotne napięcie, pojawia się odwrotny prąd o bardzo dużym natężeniu [3]. Jednak w odróżnieniu od zwykłych diod tunelowych, RTD posiadają ten sam typ domieszkowania i koncentrację nośników w kolektorze i w emiterze. Prowadzi to do powstania symetrycznej charakterystyki  $I-V$  zarówno wtedy gdy do diody jest przyłożone napięcie w kierunku zgodnym jak i przeciwnym. W rezultacie bardzo silny prąd "wycieku" pojawiający się w normalnej diodzie tunelowej ulega eliminacji w przypadku RTD. Czyni to z rezonansowych diod tunelowych bardzo dobre elementy korygujące [40]. Szerokość pasm RTD została szczegółowo wyznaczona chociażby w przypadku układów As/AlSb i była rzędu 1.24 THz. Dioda ta charakteryzuje się niewielką rezystancją oraz krótkim czasem przelotu nośni-

ków. Większe szerokości pasm mogą być uzyskane za pomocą diod Schottky'ego opartych na złączach InAs. Diody te cechują się dużą gęstością prądu tunelowego i krótkim czasem tranzytu elektronów. Ze względów technologicznych diody oparte na złączach GaAs/AlAs/InP są stosowane częściej niż oparte na InAs/AlSb.

Istotnym parametrem RTD jest wartość lokalnego maksimum natężenia prądu elektrycznego względem rozmiaru doliny na wykresie  $I-V$  ( $PVR=I_p/I_v$  "peak valley ratio"). W praktyce dąży się do uzyskania możliwie dużych wartości PVR [3],[5],[6]. Dla operacji o wysokich częstotliwościach pojawiają się bardzo wysokie maksima gęstości prądu, co pozwala na uzyskanie możliwie najwyższej mocy uzyskiwanej przez RTD. Osiąga się to poprzez zmniejszanie grubości jamy kwantowej i zwiększenie stopnia domieszkowania emitera [8],[9]. Niemniej obie te metody wpływają na zmniejszenie PVR i zwiększają prąd "doliny", w rezultacie zwiększając pobór mocy przez RTD wraz ze zmniejszeniem prądu wycieku. Prąd z obszaru "doliny" na wykresie  $I-V$  ogranicza minimalną grubość bariery potencjału oraz maksymalny stopień domieszkowania poziomów emitera. W celu redukcji utraty mocy podczas pracy diody, lokalny pik napięcia może zostać zredukowany poprzez zaprojektowanie quasi-brzegowego poziomu energetycznego położonego niżej na skali energii, lecz odbywa się to za cenę zmniejszenia współczynnika PVR. W większości przypadków zmniejsza się grubość bariery tak dalece jak to tylko możliwe, gdyż w rezultacie tego prąd lokalnego maksimum zwiększa się bardziej wyraźnie niż zmniejsza się współczynnik PVR. Zabieg ten wpływa więc istotnie na dynamikę RTD.

W pracy [97] autorzy zademonstrowali selektywne ze względu na spin właściwości RTD kontrolowane przez zmianę napięcia. Badali oni strukturę opartą o  $(Zn,Mn,Be)Se$  z domieszkowanym magnetycznym półprzewodnikiem wewnątrz jamy. Okazali, że jeśli umieścimy diodę w zewnętrznym polu magnetycznym, wówczas pojawia się rozszczepienie poziomu rezonansowego na dwa sąsiadujące ze sobą piki. W rezultacie obserwujemy zmianę własności transmisyjnych dla elektronów transportowanych przez jamę za pośrednictwem każdego z tych poziomów. Ten rezultat może być wykorzystany do projektowania sterowanych napięciem filtrów spinowych. Charakterystyka prądowo-napięciowa takiej diody jest przedstawiona w artykule [3]. Autorzy studiowali profil energetyczny dwubarierowej diody z poziomem energetycznym wewnątrz jamy kwantowej. Poziom ten oddziałuje z poziomem Fermiego. Zarówno poziom jak i podstawa pasma elektronowego mogą podlegać rozszczepieniu na dwa kanały spinowe pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego. Jeśli kwantowa jama jest domieszkowana magnetycznie, wówczas charakterystyka prądowo-napięciowa wykazuje dwa maksima związane z transportem przez każdy z kanałów.

Ostatnio w artykule [22] autorzy dyskutowali własności RTD oparte o heterostruktury zawierające grafen. Przykładowo zostało okazane, iż tunelowanie poprzez poziom rezonansowy angażuje zarówno elektronowe jak i dziurowe stany

brzegowe grafenowej studni kwantowej.

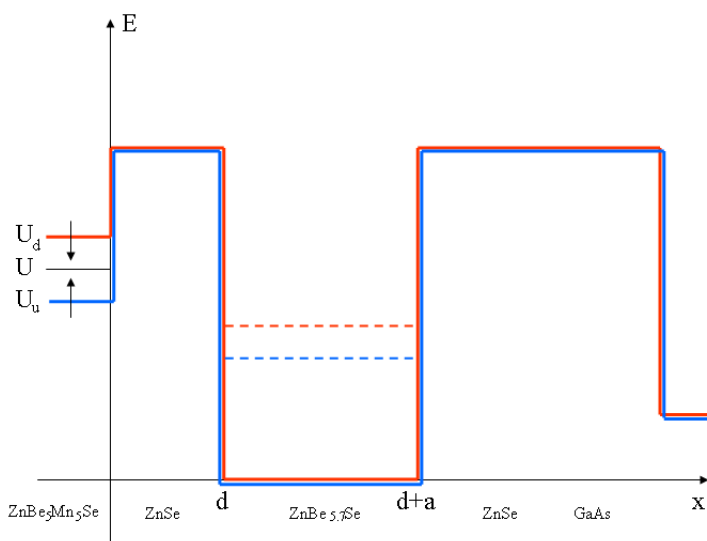
Zależne od spinu tunelowanie rezonansowe było studiowane m.in. w pracy [4]. Ostatnio, [14] autorzy dyskutowali własności RTD oparte na heterostrukturze grafenowo-borowo-azotowej. W pracach tych pokazano, iż rezonansowe tunelowanie poprzez grafenową studnię kwantową może pojawiać się zarówno dla stanów elektronowych jak i dziuowych. Ponadto w artykule [5] autorzy pokazali wpływ przełączania pola elektrycznego na proces przewodnictwa elektronowego przez diodę tunelową. Efekt polaryzacji spinowej prądu w RTD, w szczególności obserwacje maksimum rezonansowych w charakterystyce prądowo-napięciowej diody zademonstrowano w pracy [9]. Nasze obliczenia oraz wyniki numeryczne wskazują na podobną zależność i potwierdzają rezultaty uzyskane wcześniej.

## 2.5 Rezonansowe złącze tunelowe. Model

Motywacją do rozważań nad własnościami rezonansowych złącz tunelowych była eksperymentalna praca wykonana w zespole Molenkampa, gdzie badano układ wielowarstwowy z niemagnetyczną warstwą centralną. W oparciu o badania luminescencji znaleziono rozszczepienie poziomów energetycznych wywołane magnetyzacją w jednej z warstw magnetycznych, znajdujących się na zewnątrz struktury. Wyjaśnimy pochodzenie tego rozszczepienia.

Struktura jest przedstawiona na Rys. 2.1. Przerwaną linią zaznaczono poziom energetyczny  $E_0$  w jamie kwantowej ZnSe. Warstwa z lewej strony struktury  $x < 0$  jest oparta o domieszkowany magnetyczny półprzewodnik (DMS). Na skutek obecności pola magnetycznego pojawia się rozszczepienie spinowe poziomu energetycznego w tej warstwie. Następnie rozważamy tunelowanie tych stanów do wnętrza prostokątnej jamy kwantowej ograniczonej dwiema barierami potencjału o tej samej wysokości (Rys. 2.1). Zakładamy, iż szerokość bariery potencjału z prawej strony struktury jest bardzo duża, tak iż tunelowanie z jamy kwantowej przez tę barierę może być pominięte.

Stosujemy metodę rozwiązywania równania Schrödingera w celu otrzymania postaci funkcji falowych dla struktury w obszarze  $d < x < d + a$ . Następnie bierzemy pod uwagę przypadek nierównowagowy dla którego plateau szczytów barier potencjału ulegają pochyleniu. W stosowanym tu przekroju struktury, energia potencjalna jest funkcją współrzędnych  $x$ . Ten przypadek jest użyteczny przy określaniu magnetyzacji wewnątrz jamy kwantowej w przypadku gdy przez strukturę przepływa prąd. Zastosowaliśmy obliczenia numeryczne w celu znalezienia indukowanej prądem magnetyzacji w funkcji napięcia. Wyniki wydają się mieć



Rysunek 2.1: Model wielowarstwowej struktury złącz półprzewodnikowych.

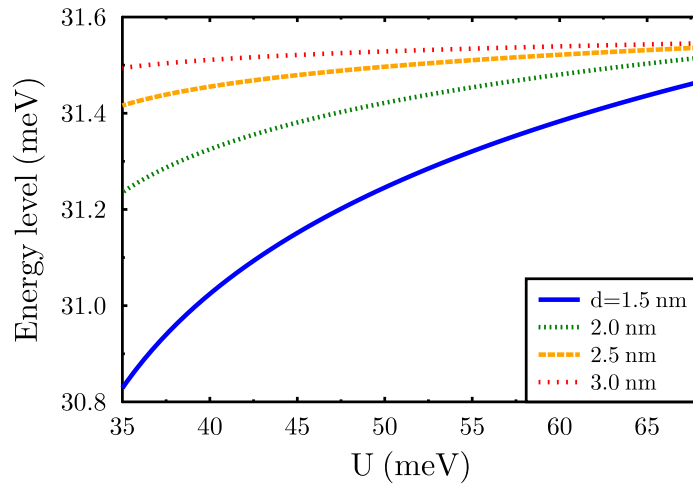
duży wpływ na pole magnetyczne w niewielkim przedziale napięcia.

Do testowania obliczeń wybrane zostały dane eksperymentalne dla struktury pięciowarstwowej. Użyte zostały także wyniki w celu zademonstrowania zależności pomiędzy polem magnetycznym i poziomem energetycznym dla czterech różnych szerokości barier. Rozszczepienie spinowe wewnątrz jamy jest konsekwencją rozszczepienia poziomów energetycznych w obszarze DMS. Omówimy sytuację kiedy granica pasma energetycznego z lewej strony struktury znajduje się poniżej szczytu barier energetycznych dla sąsiadujących ze sobą warstw. Podejmiemy następnie dyskusję części rzeczywistych rozwiązań otrzymanych w tym przypadku.

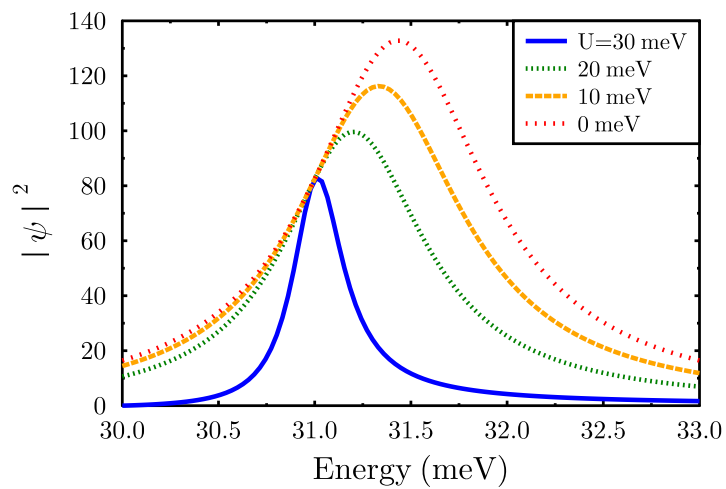
## 2.6 Magnetyzacja w polu magnetycznym

Rozważymy dwa różne przypadki. Jeśli  $U > E_0$ , wówczas przenikanie funkcji falowej stanów zlokalizowanych w jamie kwantowej zanika eksponencjalnie w obszarze warstwy ZnBeMnSe. W rezultacie wewnątrz jamy pojawia się skwantowany poziom energetyczny. Jego energia została obliczona jako funkcja od  $U$  (rys. 2.1), gdzie  $U$  jest granicą pasma przewodnictwa w ZnBeMnSe. Zmiana wartości  $U$  jest skorelowana z magnetyzacją w obszarze DMS.

W sytuacji gdy  $U < E_0$  ma miejsce tunelowanie z poziomu energetycznego do pasma przewodzenia w obszarze ZnBeMnSe. Tym samym poziom jest quasi-dyskretny. Istnieją wówczas stany z wszystkimi energiami  $E > U$ . Obliczyli-



Rysunek 2.2: Zależność położenia poziomu energetycznego  $E_0$  od  $U$  dla różnych wartości szerokości bariery  $d$ . Wyniki obliczeń są poprawne jedynie dla  $E_0 < U$ .



Rysunek 2.3: Funkcja  $|\psi|^2(E)$  proporcjonalna do prawdopodobieństwa (unormowanego na strumień) dla różnych poziomów energetycznych  $U$  w przypadku gdy  $U < E_0$ .

śmy rozkład  $|\psi|^2(E)$  gdzie  $\psi$  jest funkcją falową wewnątrz jamy kwantowej (dla  $x = 0$ ). Maksymalna zależność od energii koresponduje tu z położeniem na skali energii quasi-dyskretnego poziomu wewnątrz jamy. Maximum każdej krzywej zmierza do coraz wyższych  $E$  gdy tylko  $U$  maleje. Niezależnie od tego, ogólnie ujmując w układzie tym może wystąpić luminescencja począwszy od najniższej możliwej energii, tzn. od  $U$  nawet wtedy gdy gęstość stanów jamy kwantowej dla  $E = U$  jest niewielka. Istotny jest tu nie tyle fakt unormowania prawdopodobieństwa, co samo przesunięcie piku na wykresie badanej funkcji. Oznacza to iż położenie quasipoziomu zależy od energii.

Istotną rolę dla spinowej polaryzacji prądu odgrywa prąd nierezonansowy płynący w otoczeniu układu [9],[16]. Wpływ ten może być ujęty w formule opisującej polaryzację spinową pod wpływem oddziaływania ze spinowym prądem otoczenia w którym nie zachodzi selekcja spinowa:

$$P_c = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow} + I_{bg(\uparrow+\downarrow)}}. \quad (2.1)$$

Funkcje falowe w poszczególnych częściach struktury są dane następująco

$$\Psi_{\uparrow} = e^{ikx} + Ae^{-ikx}, \quad x < 0, \quad (2.2)$$

$$\Psi_{\uparrow} = Be^{\kappa_0 x} + Ce^{-\kappa_0 x}, \quad 0 < x < d, \quad (2.3)$$

$$\Psi_{\uparrow} = De^{ik_0 x} + Ee^{-ik_0 x}, \quad d < x < d + a, \quad (2.4)$$

$$\Psi_{\uparrow} = Fe^{-\kappa_0 x}, \quad x > d + a. \quad (2.5)$$

Z powyższych formuł możemy znaleźć związek pomiędzy współczynnikami  $E$  i  $D$  wewnątrz jamy

$$E = -D \frac{\kappa_0 + ik_0}{\kappa_0 - ik_0} e^{2ik_0(a+d)}. \quad (2.6)$$

Rozważmy przypadek systemu, w którym jama kwantowa jest ograniczona z obu stron barierami o tej samej wysokości w skali energii. Ponadto niech warstwa DMS będzie rozlokowana symetrycznie po obu stronach struktury i posiada tę samą skończoną grubość. W rezultacie poziomy energetyczne są rozszczepione spinowo w każdej części struktury. W rachunkach będziemy stosować notację dla orientacji spin-góra. Przypadek z orientacją spin-dół może być uzyskany na zasadzie analogii. Co więcej, w celu redukcji liczby współczynników funkcji falowych, użyjemy cechy symetrii układu. To pozwala na uproszczenie układu równań i prowadzi do zbioru następujących funkcji

$$\Psi_{\uparrow} = A_{\uparrow} e^{\kappa_{\uparrow} x}, \quad x < 0, \quad (2.7)$$

$$\Psi_{\uparrow} = B_{1\uparrow} e^{\kappa_{0\uparrow} x} + B_{2\uparrow} e^{-\kappa_{0\uparrow} x}, \quad 0 < x < d, \quad (2.8)$$

$$\Psi_{\uparrow} = C_{\uparrow} e^{ik_{0\uparrow} x} + D_{\uparrow} e^{-ik_{0\uparrow} x}, \quad d < x < d + a, \quad (2.9)$$

$$\Psi_{\uparrow} = F_{1\uparrow} e^{\kappa_{0\uparrow} x} + F_{2\uparrow} e^{-\kappa_{0\uparrow} x}, \quad d + a < x < 2d + a, \quad (2.10)$$

$$\Psi_{\uparrow} = \pm A_{\uparrow} e^{\kappa_{\uparrow}(2d+a-x)}, \quad x > 2d + a, \quad (2.11)$$

gdzie

$$\kappa_{\uparrow} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_{\uparrow} - E_{\uparrow})}, \quad (2.12)$$

$$\kappa_{0\uparrow} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E_{\uparrow})}, \quad (2.13)$$

$$k_{0\uparrow} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E_{\uparrow} - U_1)}. \quad (2.14)$$

Dwuznak występujący dla funkcji w obszarze  $x > 2d + a$  dotyczy dwóch możliwych symetrii samej funkcji. Wartość funkcji dla  $x = 0$  będzie wówczas taka sama (z dokładnością do znaku) jak jej wartość dla  $x = 2d + a$ . Występujące tu amplitudy funkcji falowej są dowolnymi stałymi, które mogą być wyznaczone z warunków ciągłości.

Wykorzystując warunek ciągłości funkcji falowej, dostajemy następującą relację pomiędzy współczynnikami  $\kappa$ ,  $\kappa_0$  i  $k_0$

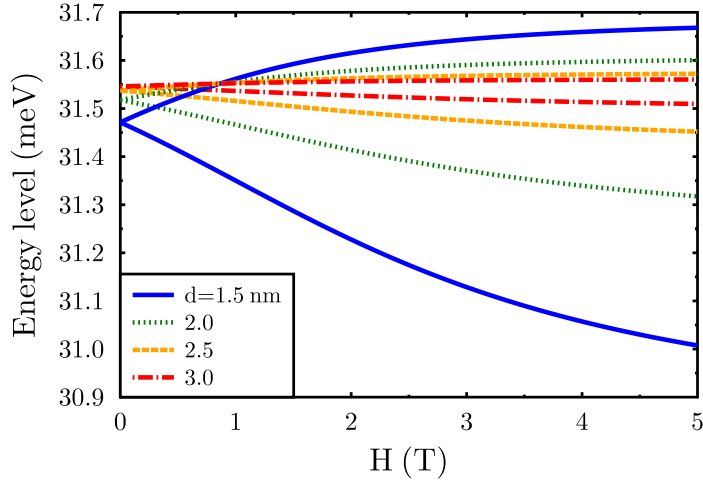
$$\frac{\kappa_0(e^{2\kappa_0 d} + 1) + \kappa(e^{2\kappa_0 d} - 1)}{\kappa(e^{2\kappa_0 d} + 1) + \kappa_0(e^{2\kappa_0 d} - 1)} = \frac{\kappa_0 \cos(k_0 a) \pm 1}{k_0 \sin(k_0 a)}. \quad (2.15)$$

Zarzuciliśmy tu oznaczenia dla orientacji spin-góra; rachunki dla obu orientacji spinu przebiegają analogicznie. Powyższy rezultat może być użyty do obliczenia zależności pomiędzy energiami poziomów energetycznych i szerokością jamy kwantowej dla różnych wysokości i szerokości barier. Zgodnie z oczekiwaniem, zmniejszającym się wymiarom liniowym jamy kwantowej wzdłuż osi  $x$  odpowiada wznoszenie się poziomu rezonansowego na skali energii.

Ogólnie mówiąc, wartość energii poziomów rezonansowych w QW zmniejsza się wraz ze zwiększaniem szerokości jamy. Następnie poprzez zmianę energii potencjalnej dna jamy i szczytu barier, możliwe jest zastosowanie relacji  $E(a)$  do znalezienia poziomów energetycznych w jamie. Ten efekt generuje magnetyzację jamy kwantowej i jest powiązany z różnicami prawdopodobieństw tunelowania elektronów z przeciwnymi orientacjami spinów. Niektóre rozwiązania opisują energię jako funkcję szerokości jamy. Uwzględniając dwuznak w równaniu (2.15) otrzymujemy pełen zestaw rozwiązań przedstawiający poziomy energetyczne stanów rezonansowych w jamie.

Zakładamy, iż domieszkowany półprzewodnik magnetyczny (DMS) znajduje się w obszarze  $x < 0$ . W materiale DMS znajduje się duża liczba jonów magnetycznych, chociaż oddziaływanie pomiędzy ich momentami magnetycznymi jest niewielkie, tak że wypadkowy moment nie wykazuje uporządkowania, zaś średnia magnetyzacja dla  $H = 0$  wynosi zero. Jeżeli zewnętrzne pole magnetyczne  $H$  oddziałuje na DMS, prowadzi do uporządkowania momentów magnetycznych, skutkiem czego średnia magnetyzacja  $M$  jest niezerowa. Oddziaływanie pomiędzy magnetyzacją  $M$  i polem magnetycznym w skończonej temperaturze  $T$  jest





Rysunek 2.4: Położenie poziomu energetycznego  $E_{\uparrow}$  w funkcji pola magnetycznego w temperaturze  $T = 4.2$  K dla różnych szerokości barier  $d$ .

określone na bazie związku [98]

$$M = xN_0g\mu_BJ B_S \left( \frac{g\mu_BJH}{kT} \right), \quad (2.16)$$

gdzie  $x = N_i/N_0$  jest względną gęstością jonów magnetycznych ( $N_i$  jest koncentracją jonów magnetycznych, zaś  $N_0$  jest liczbą punktów węzłowych sieci krystalicznej),  $g$  jest czynnikiem Landégo,  $\mu_B$  jest magnetonem Bohra,  $J$  jest momentem magnetycznym zanieczyszczeń magnetycznych, zaś  $B_J(x)$  jest funkcją Brillouina. Oddziaływanie pomiędzy swobodnymi elektronami i średnią magnetyzacją prowadzi do rozszczepienia Zeemana pasma przewodnictwa, co może być przedstawione jako:

$$U_{\uparrow,\downarrow} = U(0) \mp \frac{1}{2}xN_0\alpha J B_J \left( \frac{g\mu_BJH}{kT} \right), \quad (2.17)$$

gdzie  $\alpha$  jest stałą, zaś  $U(0)$  jest energią dna pasma przewodnictwa dla  $H = 0$ . Wielkość  $N_0\alpha$  jest stałą wymiany dla przewodzących elektronów. Strzałki odpowiadają elektronom ze spinami o orientacjach odpowiednio góra i dół. W tym przedstawieniu zaniechano oddziaływanie pomiędzy jonami magnetycznymi.

Ponadto weźmiemy pod uwagę gęstość stanów. W przypadku jednowymiarowym możemy podstawić poziom Fermiego w miejsce energii  $E$ . W temperaturze 0K potencjał chemiczny jest równy energii Fermiego, a zatem jeśli energia  $E$  jest mniejsza niż poziom Fermiego, to funkcja rozkładu jest równa zero lub jeden. Nie

bierzemy tu pod uwagę ruchu elektronu wzdłuż jamy. W przypadku trójwymiarowym obliczymy magnetyzację i całkę prądu względem  $k$ .

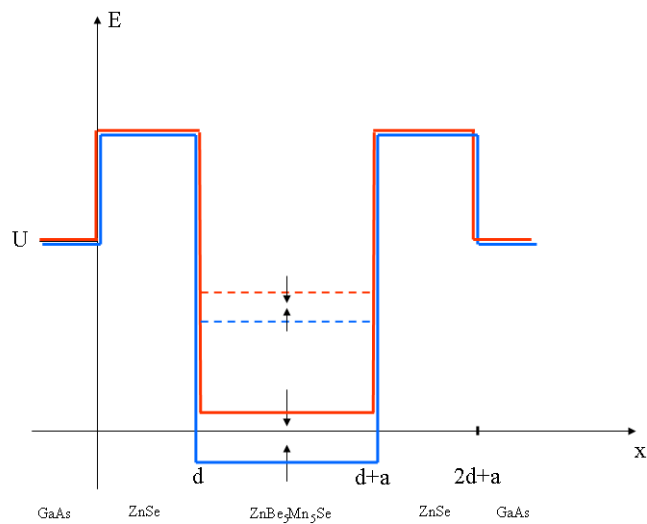
Po lewej stronie struktury (rys. 2.1) obraliśmy poziom energii Fermiego leżący na skali energii wyżej niż wartość poziomu  $E$  energii dla spinu o orientacji dół. Z tego powodu możemy rozważyć prąd tunelujący przez obie bariery. W celu numerycznego obliczenia zależności magnetyzacji  $M$  od energii  $E$  dla określonych wartości temperatur, użyliśmy programu komputerowego. Typowe wartości eksperymentalne współczynników użytych w formułach (2.16) i (2.17) można znaleźć przykładowo w pracach [44] oraz [21], gdzie  $N_0\alpha = 0.26$  eV jest stałą wymiany oddziaływania orbitali  $sp-d$ , natomiast  $S = 5/2$  przedstawia wartość spinowej liczby kwantowej jonu  $Mn^{2+}$ .

Zależność poziomu energetycznego  $E_{\uparrow}$  od pola magnetycznego  $H$  przedstawiono na Rys. 2.4.

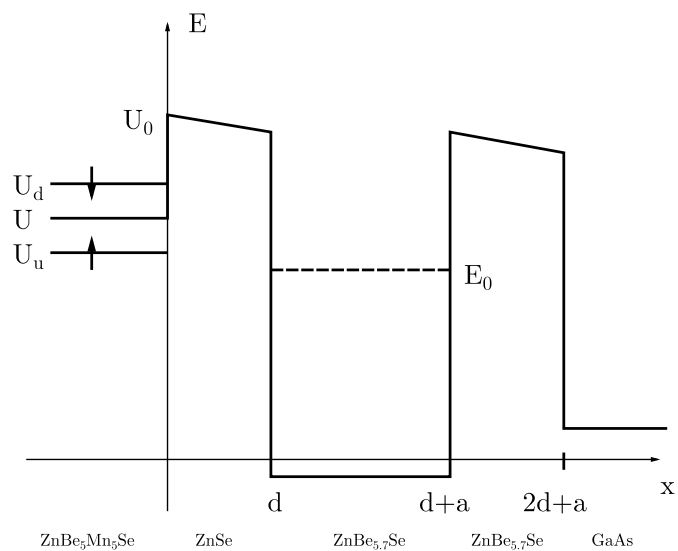
W celu opisanie efektów magnetyzacji wewnątrz jamy możemy wziąć pod uwagę rozszczepienie magnetyczne dna jamy kwantowej. W ten sposób zostanie uwzględnione rozszczepienie Zeemana pasma przewodnictwa wywołane oddziaływaniem z polem magnetycznym. Z uwagi na to podstawimy energię daną przez (2.17) do współczynnika (2.14) przedstawiającego liczbę falową w wyrażeniu na funkcję falową wewnątrz jamy. Dalsza część obliczeń będzie przebiegać podobnie, łącznie z rezultatem (2.15). Co więcej podstawienie to daje nam możliwość badania prądu indukowanego temperaturowo w jamie kwantowej oraz materiale barier potencjału diody. Tym samym możliwe jest studiowanie wpływu efektu Seebecka, modulującego napięcie wraz z nierównowagowym rozkładem temperatury w obszarach styku różnych warstw struktury. Po to by znaleźć ten wpływ trzeba wziąć pod uwagę współczynniki Seebecka w poszczególnych częściach struktury.

## 2.7 Rozszczepienie poziomu energetycznego wywołane prądem

Ilustracja struktury w przypadku nierównowagowym została zamieszczona na rys. 2.6. Przypadek ten oznacza, że przez diodę przepływa prąd, w wyniku czego profile szczytów obu barier w strukturze ulegają pochyleniu. Rozważamy tutaj przypadek adiabatyczny dla którego wielkość tego pochylenia w obrębie jednej bariery jest znacznie mniejsza niż wartość energii na szczycie obu barier. Rozwiązując równanie Schrödingera, otrzymujemy postać funkcji falowych w pięciu



Rysunek 2.5: Struktura wielowarstwowego układu półprzewodników z warstwą środkową stanowiącą studnię potencjału.



Rysunek 2.6: Struktura wielowarstwowa półprzewodników znajdujących się pod napięciem zewnętrznym.

różnych warstwach struktury.

$$\Psi(x) = e^{ik_L x} + r e^{-ik_L x}, \quad x < 0, \quad (2.18)$$

$$= B_1 \frac{e^{\int_0^x \kappa_1 dx}}{\sqrt{\kappa_1}} + B_2 \frac{e^{-\int_0^x \kappa_1 dx}}{\sqrt{\kappa_1}}, \quad 0 < x < d, \quad (2.19)$$

$$= C e^{ik_0 x} + D e^{-ik_0 x}, \quad d < x < d + a, \quad (2.20)$$

$$= E \frac{e^{\int_{d+a}^x \kappa_2 dx}}{\sqrt{\kappa_2}} + F \frac{e^{-\int_{d+a}^x \kappa_2 dx}}{\sqrt{\kappa_2}}, \quad d + a < x < 2d + a, \quad (2.21)$$

$$= t e^{ik^R x}, \quad x > 2d + a, \quad (2.22)$$

gdzie  $k_L = \sqrt{2m(E - E_L)}/\hbar$ ,  $k_0 = \sqrt{2mE}/\hbar$ ,  $\kappa_1 = \sqrt{2m(U_1 - E)}/\hbar$ ,  $\kappa_2 = \sqrt{2m(U_2 - E)}/\hbar$ .

Parametry  $r$  i  $t$  są odpowiednio współczynnikami odbicia i transmisji cząstek przez barierę potencjału. Współczynniki  $k$  opisują wektory falowe dla elektronu prawie swobodnego, zaś wielkości  $\kappa$  odnoszą się do zaniku funkcji falowej w obszarze bariery. W celu uwzględnienia liniowego spadku energii potencjalnej, stanowiącej szczyt bariery potencjału zastosujemy następujące przedstawienie energii  $U_1$  oraz  $U_2$  zależnych od  $x'$ :

$$U_1 = U_0 - \frac{e\Phi x'}{2d}, \quad 0 < x' < d, \quad (2.23)$$

$$U_2 = U_0 - \frac{e\Phi}{2} - \frac{e\Phi x' - d - a}{2d}, \quad d + a < x' < 2d + a. \quad (2.24)$$

W rezultacie otrzymujemy następującą postać wykładnika funkcji falowej w obszarze  $0 < x' < x$

$$\int_0^x \sqrt{2m \left( U_0 - E - \frac{e\Phi x'}{2d} \right)} dx' = -\frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - \frac{e\Phi x}{2d} \right)^{3/2} - \left( U_0 - E \right)^{3/2} \right] \quad (2.25)$$

oraz

$$\int_{d+a}^x \sqrt{2m \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - \frac{e\Phi x' - d - a}{2d} - E \right)} dx' = -\frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \times \left[ \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - \frac{e\Phi x - d - a}{2d} - E \right)^{3/2} - \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - E \right)^{3/2} \right] \quad (2.26)$$

dla  $d + a < x' < x$ .

Użyliśmy tu następującej całki

$$\int_0^x \sqrt{2m \left( U_0 - E - \frac{e\Phi x}{2d} \right)} dx = -\frac{4d}{3e\Phi} \sqrt{2m} \left[ \left( U_0 - E - \frac{e\Phi x}{2d} \right)^{3/2} - \left( U_0 - E \right)^{3/2} \right]. \quad (2.27)$$

Dzięki zastosowaniu warunków ciągłości funkcji falowej i jej pochodnej względem  $x$  otrzymujemy

$$1 + r = \frac{B_1}{\sqrt{\kappa_1(0)}} + \frac{B_2}{\sqrt{\kappa_1(0)}}, \quad (2.28)$$

$$ik^L(1 - r) = B_1 \sqrt{\kappa_1(0)} - B_2 \sqrt{\kappa_1(0)}, \quad (2.29)$$

$$\begin{aligned} & \frac{B_1}{\sqrt{\kappa_1(d)}} \exp \left\{ -\frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{3/2} - (U_0 - E)^{3/2} \right] \right\} \\ & + \frac{B_2}{\sqrt{\kappa_1(d)}} \exp \left\{ \frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{3/2} - (U_0 - E)^{3/2} \right] \right\} \\ & = Ce^{ik_0d} + De^{-ik_0d}, \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} & \frac{B_1}{\sqrt{\kappa_1(d)}} \exp \left\{ -\frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{3/2} - (U_0 - E)^{3/2} \right] \right\} \\ & \quad \times \sqrt{2m} \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{1/2} \\ & - \frac{B_2}{\sqrt{\kappa_1(d)}} \exp \left\{ \frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{3/2} - (U_0 - E)^{3/2} \right] \right\} \\ & \quad \times \sqrt{2m} \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{1/2} = Cik_0e^{ik_0d} - Dik_0e^{-ik_0d}. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Do dalszych obliczeń funkcji  $\Psi_4$  użyjemy następującej całki

$$\int_0^x \kappa_2 dx = -\frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - \frac{e\Phi x - d - a}{d} - E \right)^{3/2} - \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - E \right)^{3/2} \right]. \quad (2.32)$$

Prowadzi to do postaci funkcji  $\Psi_4$  dla  $d + a < x < 2d + a$

$$\begin{aligned} \Psi_4 = & \frac{E}{\sqrt{\kappa_2}} \exp \left\{ -\frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - \frac{e\Phi}{2} \frac{x-d-a}{d} - E \right)^{3/2} \right. \right. \\ & \left. \left. - \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - E \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (2.33) \\ + & \frac{F}{\sqrt{\kappa_2}} \exp \left\{ \frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - \frac{e\Phi}{2} \frac{x-d-a}{d} - E \right)^{3/2} - \left( U_0 - \frac{e\Phi}{2} - E \right)^{3/2} \right] \right\}. \end{aligned}$$

A zatem kolejne cztery równania przybierają postać

$$C e^{ik_0(d+a)} + D e^{-ik_0(d+a)} = \frac{E + F}{\sqrt{\kappa_2(d+a)}}, \quad (2.34)$$

$$C i k_0 e^{ik_0(d+a)} - D i k_0 e^{-ik_0(d+a)} = \frac{E - F}{\sqrt{\kappa_2(d+a)}} \sqrt{2m \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)}, \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} & \frac{E}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \exp \left\{ -\frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - e\Phi \right)^{3/2} - \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (2.36) \\ & + \frac{F}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \exp \left\{ \frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - e\Phi \right)^{3/2} - \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{3/2} \right] \right\} \\ & = t e^{ik^R(2d+a)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{E}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \exp \left\{ -\frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - e\Phi \right)^{3/2} - \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{3/2} \right] \right\} \\ & \quad \times \sqrt{2m \left( U_0 - e\Phi - E \right)} \\ & - \frac{F}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \exp \left\{ \frac{4d\sqrt{2m}}{3e\Phi} \left[ \left( U_0 - E - e\Phi \right)^{3/2} - \left( U_0 - E - \frac{e\Phi}{2} \right)^{3/2} \right] \right\} \\ & \quad \times \sqrt{2m \left( U_0 - e\Phi - E \right)} = t i k^R e^{ik^R(2d+a)}. \quad (2.37) \end{aligned}$$

Jako częściowy wynik otrzymujemy związek pomiędzy współczynnikami  $C$  i  $D$  dla funkcji falowej wewnątrz QW

$$C = -\frac{b_8 b_2 + b_6}{b_7 b_2 + b_6} D e^{-2ik_0(d+a)} \equiv -J_1 D e^{-2ik_0(d+a)}. \quad (2.38)$$

Użyliśmy tu następujących podstawień

$$b_1^{-1} = e^{-a_1} \left( \sqrt{\kappa_1(0)} + \frac{ik_L}{\sqrt{\kappa_1(0)}} \right) + e^{a_1} \left( \sqrt{\kappa_1(0)} - \frac{ik_L}{\sqrt{\kappa_1(0)}} \right), \quad (2.39)$$

$$b_2 = e^{-a_2} \left( \sqrt{\kappa_2(2d+a)} + \frac{ik_R}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \right) + e^{a_2} \left( \sqrt{\kappa_2(2d+a)} - \frac{ik_R}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \right), \quad (2.40)$$

$$a_1 = \int_0^d \kappa_1 dx', \quad (2.41)$$

$$a_2 = \int_{d+a}^{2d+a} \kappa_2 dx', \quad (2.42)$$

$$b_3 = \frac{ik_L}{\sqrt{\kappa_1(0)}} + \sqrt{\kappa_1(0)}, \quad (2.43)$$

$$b_4 = \frac{ik_R}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} - \sqrt{\kappa_2(2d+a)}, \quad (2.44)$$

$$b_5 = 2e^{-a_1} \sqrt{\kappa_1(d)} b_3, \quad (2.45)$$

$$b_6 = 2e^{a_2} \sqrt{\kappa_2(d+a)} b_4, \quad (2.46)$$

$$b_7 = \frac{\sqrt{\kappa_2(d+a)}}{2} - \frac{ik_0}{2\sqrt{\kappa_2(d+a)}}, \quad (2.47)$$

$$b_8 = \frac{\sqrt{\kappa_2(d+a)}}{2} + \frac{ik_0}{2\sqrt{\kappa_2(d+a)}}. \quad (2.48)$$

W wyniku zastosowania warunków ciągłości do zerowych i pierwszych pochodnych funkcji falowych otrzymujemy układ równań postaci

$$\frac{1}{\sqrt{\kappa_1(d)}} (B_1 e^{a_1} + B_2 e^{-a_1}) = C e^{ik_0 d} + D e^{-ik_0 d}, \quad (2.49)$$

$$\sqrt{\kappa_1(d)} (B_1 e^{a_1} - B_2 e^{-a_1}) = ik_0 (C e^{ik_0 d} - D e^{-ik_0 d}), \quad (2.50)$$

$$C e^{ik_0(d+a)} + D e^{-ik_0(d+a)} = \frac{1}{\sqrt{\kappa_2(d+a)}} (E + F), \quad (2.51)$$

$$ik_0 (C e^{ik_0(d+a)} - D e^{-ik_0(d+a)}) = \sqrt{\kappa_2(d+a)} (E - F), \quad (2.52)$$

$$Ee^{a_2} + Fe^{-a_2} = \sqrt{\kappa_2(2d+a)}te^{ik^R(2d+a)}, \quad (2.53)$$

$$\sqrt{\kappa_2(2d+a)}(Ee^{a_2} - Fe^{-a_2}) = itk^R e^{ik^R(2d+a)}, \quad (2.54)$$

$$ik^L \left( 2 - \frac{B_1 + B_2}{\sqrt{\kappa_1(0)}} \right) = \sqrt{\kappa_1(0)}(B_1 - B_2). \quad (2.55)$$

Dalsze przekształcenia układu powyższych równań prowadzą do następującego zestawu czterech formuł

$$ik_0(Ce^{ik_0(d+a)} - De^{-ik_0(d+a)}) = [\sqrt{\kappa_2(d+a)}(Ce^{ik_0(d+a)} + De^{-ik_0(d+a)}) - 2F]\sqrt{\kappa_2(d+a)}, \quad (2.56)$$

$$\begin{aligned} & \left[ \sqrt{\kappa_2(d+a)}(Ce^{ik_0(d+a)} + De^{-ik_0(d+a)}) - F \right] \left( \frac{ik^R}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} - \sqrt{\kappa_2(2d+a)} \right) e^{2a_2} \\ & = -F \left( \sqrt{\kappa_2(2d+a)} + \frac{ik^R}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \right), \end{aligned} \quad (2.57)$$

$$\left[ \sqrt{\kappa_1(d)}(Ce^{ik_0d} + De^{-ik_0d}) - 2B_2e^{-a_1} \right] \sqrt{\kappa_1(d)} = ik_0(Ce^{ik_0d} - De^{-ik_0d}), \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned} & -e^{-a_1} \left[ \sqrt{\kappa_1(d)}(Ce^{ik_0d} + De^{-ik_0d}) - B_2e^{-a_1} \right] \left( \frac{ik^L}{\sqrt{\kappa_1(0)}} + \sqrt{\kappa_1(0)} \right) \\ & = -2ik^L - B_2 \left( \sqrt{\kappa_1(0)} - \frac{ik^L}{\sqrt{\kappa_1(0)}} \right), \end{aligned} \quad (2.59)$$

które w wyniku dalszych przekształceń sprowadzamy do układu dwóch równań

$$\begin{aligned} & \sqrt{\kappa_1(d)}(Ce^{ik_0d} + De^{-ik_0d}) - \left[ e^{-a_1} \left( \sqrt{\kappa_1(0)} + \frac{ik^L}{\sqrt{\kappa_1(0)}} \right) + e^{a_1} \left( \sqrt{\kappa_1(0)} - \frac{ik^L}{\sqrt{\kappa_1(0)}} \right) \right]^{-1} \\ & \quad \times \left[ 2e^{-a_1} \sqrt{\kappa_1(d)}(Ce^{ik_0d} + De^{-ik_0d}) \left( \sqrt{\kappa_1(0)} + \frac{ik^L}{\sqrt{\kappa_1(0)}} \right) - 4ik^L \right] \\ & = \frac{ik_0}{\sqrt{\kappa_1(d)}}(Ce^{ik_0d} - De^{-ik_0d}), \end{aligned} \quad (2.60)$$



$$\begin{aligned}
& \left[ \frac{\sqrt{\kappa_1(d+a)}}{2} (Ce^{ik_0(d+a)} + De^{-ik_0(d+a)}) - \frac{ik_0}{2\sqrt{\kappa_2(d+a)}} (Ce^{ik_0(d+a)} - De^{-ik_0(d+a)}) \right] \\
& \times \left[ e^{a_2} \left( \sqrt{\kappa_2(2d+a)} - \frac{ik^R}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \right) + e^{-a_2} \left( \sqrt{\kappa_2(2d+a)} + \frac{ik^R}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \right) \right] \\
& = \sqrt{\kappa_2(d+a)} (Ce^{ik_0(d+a)} + De^{-ik_0(d+a)}) \left( \sqrt{\kappa_2(2d+a)} - \frac{ik^R}{\sqrt{\kappa_2(2d+a)}} \right) e^{a_2}. \quad (2.61)
\end{aligned}$$

Następnie korzystamy z podstawień (2.39)-(2.48), nadając powyższemu układowi następującą postać:

$$\sqrt{\kappa_1(d)} (Ce^{ik_0d} + De^{-ik_0d}) - b_1 [b_5 (Ce^{ik_0d} + De^{-ik_0d}) - 4ik^L] = \frac{ik_0}{a_4} (Ce^{ik_0d} - De^{-ik_0d}), \quad (2.62)$$

$$b_2 (Ce^{ik_0(d+a)} b_7 + De^{-ik_0(d+a)} b_8) = -b_6 (Ce^{ik_0(d+a)} + De^{-ik_0(d+a)}), \quad (2.63)$$

co w rezultacie prowadzi do równania (2.38).

Wykorzystując relację pomiędzy współczynnikami  $C$  i  $D$  otrzymujemy wyrażenie na gęstość prawdopodobieństwa wewnątrz jamy jako kwadrat modułu funkcji falowej w punktach  $d < x < d + a$ .

$$|\Psi_{\uparrow}|^2 = |C_{\uparrow}|^2 + |D_{\uparrow}|^2 + 2ReC_{\uparrow}D_{\uparrow}^*e^{2ik_0x}. \quad (2.64)$$

Formuły można wykorzystać do znalezienia jawnej postaci współczynników  $C$  i  $D$  jak to zostało przedstawione poniżej

$$\begin{aligned}
D = -4ik^L b_1 \left[ -\frac{b_8 b_2 + b_6}{b_7 b_2 + b_6} e^{-ik_0(2a+d)} \left( \sqrt{\kappa_1(d)} - b_1 b_5 - \frac{ik_0}{\sqrt{\kappa_1(d)}} \right) \right. \\
\left. + e^{-ik_0d} \left( \sqrt{\kappa_1(d)} - b_1 b_5 + \frac{ik_0}{\sqrt{\kappa_1(d)}} \right) \right]^{-1}, \quad (2.65)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C = \frac{b_8 b_2 + b_6}{b_7 b_2 + b_6} e^{-2ik_0(d+a)} 4ik^L b_1 \\
\times \left[ -\frac{b_8 b_2 + b_6}{b_7 b_2 + b_6} e^{-ik_0(2a+d)} \left( \sqrt{\kappa_1(d)} - b_1 b_5 - \frac{ik_0}{\sqrt{\kappa_1(d)}} \right) \right. \\
\left. + e^{-ik_0d} \left( \sqrt{\kappa_1(d)} - b_1 b_5 + \frac{ik_0}{\sqrt{\kappa_1(d)}} \right) \right]^{-1}. \quad (2.66)
\end{aligned}$$

W oparciu o układ równań (2.65),(2.66) możemy też znaleźć jawną postać współczynników stanowiących amplitudy funkcji falowych. I tak mamy

$$C = \frac{2ik^L \sqrt{\kappa_1(0)} 1 + a_2}{ik^L + \kappa_1(0)} \frac{1}{a_3} e^{a_1 - ik_0d}. \quad (2.67)$$

Analogicznie do formuł (2.18)-(2.22) zapiszemy postaci funkcji falowych w poszczególnych obszarach struktury RTD w przypadku nierównowagowym, uwzględniając oznaczenie orientacji spinu.

$$\Psi_{\uparrow}(x) = e^{ik_{\uparrow}^L x} + r_{\uparrow} e^{-ik_{\uparrow}^L x}, \quad x < 0, \quad (2.68)$$

$$= B_{1\uparrow} \frac{e^{\int_0^x \kappa_{1\uparrow} dx'}}{\sqrt{\kappa_{1\uparrow}}} + B_{2\uparrow} \frac{e^{-\int_0^x \kappa_{1\uparrow} dx'}}{\sqrt{\kappa_{1\uparrow}}}, \quad 0 < x < d, \quad (2.69)$$

$$= C_{\uparrow} e^{ik_{0\uparrow} x} + D_{\uparrow} e^{-ik_{0\uparrow} x}, \quad d < x < d + a, \quad (2.70)$$

$$= E_{\uparrow} \frac{e^{\int_{d+a}^x \kappa_{2\uparrow} dx'}}{\sqrt{\kappa_{2\uparrow}}} + F_{\uparrow} \frac{e^{-\int_{d+a}^x \kappa_{2\uparrow} dx'}}{\sqrt{\kappa_{2\uparrow}}}, \quad d + a < x < 2d + a, \quad (2.71)$$

$$= t_{\uparrow} e^{ik_{\uparrow}^R x}, \quad x > 2d + a, \quad (2.72)$$

gdzie  $k_L = \sqrt{2m(E_{\uparrow} - E_{L\uparrow})}/\hbar$ ,  $k_0 = \sqrt{2mE}/\hbar$ ,  $\kappa_1 = \sqrt{2m(U_1 - E_{\uparrow})}/\hbar$ ,  $\kappa_2 = \sqrt{2m(U_2 - E_{\uparrow})}/\hbar$ .

W celu przestudiowania zachowania prądu przepływającego przez strukturę musimy rozważyć efekt polaryzacji spinu, wpływający na profil struktury. Energia potencjalna ulega zmianie pod wpływem orientacji spinowej nośników ładunku. Kształt profilu struktury zmienia się w zależności od dwóch możliwych kanałów przewodzenia prądu. W szczególności dno jamy obniża się gdy przełączamy kanał przewodzenia prądu spolaryzowanego spinowo z orientacji spin-góra do orientacji spin-dół. To z kolei wpływa na położenie poziomu rezonansowego wewnątrz jamy i prowadzi do jej namagnesowania. Efekt ten jest indukowany dwiema możliwymi orientacjami spinu elektronów względem zewnętrznego pola magnetycznego oddziałującego na QW z obszaru DMS. W rezultacie różnice poziomów energetycznych stanów rezonansowych w jamie, generowane polaryzacją spinową, są odpowiedzialne za niezerową magnetyzację w jamie. Ponadto właściwości przewodnictwa prądu zależą od różnic poziomów rezonansowych tak iż prowadzi to do selektywnego transportu ładunków, zależnie od polaryzacji spinowej poziomu energetycznego.

Poniżej zamieszczono formułę na gęstość prądu jako funkcję  $U$

$$I = \pm \frac{e}{m} \int_0^{k_{||m}} \frac{k_{||} dk_{||}}{(2\pi)^2} \int_{-k_m}^{k_m} dk \sqrt{2m(E_L - E_R) + k^2} \times \left[ f \left( E_L + \frac{\hbar^2(k^2 + k_{||}^2)}{2m} \right) - f \left( E_L + \frac{\hbar^2(k^2 + k_{||}^2)}{2m} - e\phi \right) \right], \quad (2.73)$$

gdzie

$$k_{||} = \frac{\sqrt{2m(\tilde{E} - U)}}{\hbar}, \quad k_m = \frac{\sqrt{2m(E - U)}}{\hbar}. \quad (2.74)$$

Użyliśmy tu oznaczeń na wartości energii poziomów energetycznych odpowiednio po lewej  $E_L$  i po prawej  $E_R$  stronie struktury. Za pomocą tej formuły możemy znaleźć związek pomiędzy gęstością prądu i prądem jako funkcją wartości wektora falowego.

Stosując wzór (2.73) znajdujemy zależność pomiędzy gęstością prądu i energią poziomu rezonansowego wewnątrz QW. Na podstawie tej relacji dochodzimy do wniosku, iż wartość gęstości prądu zmienia się w przybliżeniu liniowo w miarę jak wartość energii  $E$  ulega zwiększaniu. Zależność taka utrzymuje się aż do momentu gdy energia związana z różnicą potencjałów kontaktowych, wywołującą przepływ prądu przez diodę, staje się równa energii poziomu rezonansowego. W tym stanie gęstość prądu osiąga wartość maksymalną. To odpowiada zjawisku rezonansu pomiędzy energią przepływającego prądu i energią poziomu rezonansowego oraz prowadzi do maksymalnego tunelowania elektronów przez bariery potencjału. Dalsze podnoszenie wartości energii poziomu rezonansowego w jamie wpływa nieznacznie na natężenie przepływającego prądu, które pozostaje na poziomie zbliżonym do wartości optymalnej. W przypadku zmiany orientacji spinu charakterystyka prądowo-napięciowa diody ulega zmianie w taki sposób, iż gęstość prądu wykazuje na wykresie przesunięcie względem przyłożonego napięcia [21]. Dzięki temu dioda zachowuje się selektywnie ze względu na własności przewodzenia spinowo spolaryzowanego prądu.

W celu znalezienia magnetyzacji indukowanej spinową polaryzacją prądu, możemy zmodyfikować profil potencjału diody i znaleźć różnicę poziomów energetycznych wywołaną dwiema możliwymi orientacjami spinu. Co więcej, dwa kanały transportu elektronów wywołane różnicą orientacji spinu prowadzą do różnic w samych własnościach transportu nośników spinowo spolaryzowanego prądu znajdującego się w rezonansie ze spinowo rozszczepionym poziomem energetycznym. To wywołuje efekt akumulacji spinowej. W celu przestudiowania tych zależności ilościowo, policzyliśmy gęstość prądu jako funkcję energii  $E$  dla dwóch różnych wartości energii potencjalnej  $U$ . W celu zastosowania modelu modulacji potencjału wewnątrz struktury QW jako efektu wywołanego przełączeniem z kanału spin-góra do kanału spin-dół, znajdziemy gęstości prądu odpowiadające obu kanałom. Zależność temperaturowa, którą da się odtworzyć w oparciu o wzór (2.73) może być wykorzystana do obliczenia gęstości prądu dla stacjonarnego potencjału lecz zmieniającej się temperatury.

W przypadku nierównowagowym rozważamy magnetyzację proporcjonalną do różnicy kwadratów modułów funkcji falowych dla dwóch przeciwstawnych orientacji spinu. Oznaczamy tę wartość jako  $S(E)$ , a zatem mamy

$$S(E) = |\Psi_{\uparrow}|^2 - |\Psi_{\downarrow}|^2. \quad (2.75)$$

W rezultacie magnetyzacja jest dana poprzez formułę

$$M = \frac{g\mu_B\sqrt{m}}{2\pi^2\hbar\sqrt{2}} \int_{\mu-e\phi}^{\mu} \frac{d\tilde{E}}{\sqrt{\tilde{E}}} \int_0^{k_{||m}} k_{||} dk_{||} S(E) \times [f(\tilde{E}) - f(\tilde{E} - e\phi)], \quad (2.76)$$

gdzie  $\tilde{E}$  jest całkowitą energią, zaś  $f(\tilde{E})$  fermionową funkcją rozkładu.

Wartości współczynników użytych poniżej są funkcjami  $x$  i są zdeterminowane kształtem struktury.

Na skutek magnetyzacji i z użyciem powyższych podstawień możemy napisać

$$M = \frac{g\mu_B\sqrt{m}}{2\pi^2\hbar\sqrt{2}} \int_{\mu-e\phi}^{\mu} \frac{d\tilde{E}}{\sqrt{\tilde{E}}} \int_0^{k_{||m}} k_{||} dk_{||} (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) \times \left[ |J_1|^2 - 2 \operatorname{Re} \left( J_1 e^{\frac{2i}{\hbar} \sqrt{2m\tilde{E} - \hbar^2 k_{||}^2} (x-d-a)} \right) + 1 \right] \times \left[ f \left( E + \frac{\hbar^2 (k^2 + k_{||}^2)}{2m} \right) - f \left( E + \frac{\hbar^2 (k^2 + k_{||}^2)}{2m} - e\phi \right) \right]. \quad (2.77)$$

W relacji (2.77) użyte zostały oznaczenia

$$N_{\uparrow} = 16k_{\uparrow}^2 |b_{1\uparrow}|^2 \left[ |J_1 K_{1\uparrow}|^2 - J_1^* K_{1\uparrow}^* K_{2\uparrow} e^{2ik_0 a} - J_1 K_{1\uparrow} K_{2\uparrow}^* e^{-2ik_0 a} + |K_{2\uparrow}|^2 \right]^{-1} \quad (2.78)$$

(i analogicznie dla przeciwnej orientacji spinu), gdzie funkcja  $J_1$  nie zależy od orientacji spinu. Ponadto

$$K_1 = \sqrt{\kappa_1(d)} - \frac{ik_0}{\sqrt{\kappa_1(d)}} - b_1 b_5, \quad (2.79)$$

$$K_2 = \sqrt{\kappa_1(d)} + \frac{ik_0}{\sqrt{\kappa_1(d)}} - b_1 b_5. \quad (2.80)$$

Stosując wprowadzone podstawienia, określamy postać funkcji falowej wewnątrz jamy potencjału

$$\psi(x) = 4ik_L b_1 \frac{J_1 e^{ik_0(x-2d-2a)} - e^{-ik_0 x}}{-J_1 e^{-ik_0(2a+d)} K_1 + e^{-ik_0 d} K_2}, \quad d < x < d + a, \quad (2.81)$$

jak również dostajemy następującą relację pomiędzy współczynnikami  $C$  i  $D$  dla funkcji (2.38)

$$\frac{C}{D} = -J_1 e^{-2ik_0(d+a)}. \quad (2.82)$$

Biorąc kwadrat modułu funkcji falowej wewnątrz jamy otrzymujemy

$$|\Psi_{\uparrow}|^2 = 16 |k_{\uparrow}^L b_{1\uparrow}|^2 \frac{1 + |J_{1\uparrow}|^2 - 2ReJ_{1\uparrow} e^{2ik_{0\uparrow}(x-d-a)}}{|J_{1\uparrow}K_{1\uparrow}|^2 + |K_{2\uparrow}|^2 - 2ReJ_{1\uparrow}^* K_{2\uparrow} e^{2ik_{0\uparrow}a}}, \quad d < x < d + a. \quad (2.83)$$

Następnie bierzemy wartość średnią magnetyzacji wewnątrz jamy kwantowej, dzięki czemu możemy przeciąkować formę (2.75) względem  $x$  od  $d$  do  $d + a$

$$\int_d^{d+a} S(E) dx = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) \left[ |J_1|^2 a - \frac{1}{k_0} \text{Im} \{ J_1 (1 - e^{-2ik_0 a}) \} + a \right]. \quad (2.84)$$

Jako różnica kwadratów modułów ta funkcja powinna być rzeczywista. W przypadku równowagowym możemy obliczyć magnetyzację w podobny sposób by w rezultacie otrzymać wynik:

$$M = \int_{d+a}^d (|\Psi_{\uparrow}|^2 - |\Psi_{\downarrow}|^2) dx, \quad (2.85)$$

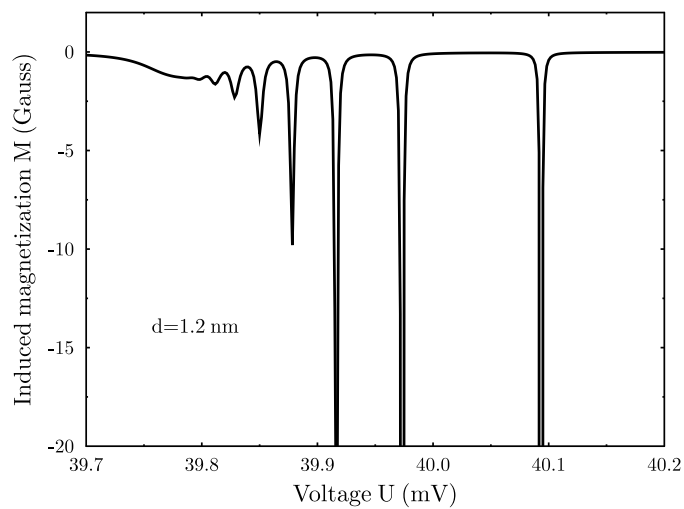
$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \int_{d+a}^d (|\Psi_{\uparrow}|^2 - |\Psi_{\downarrow}|^2) dx &= 2C^2 \left[ 1 - \frac{\kappa_{0\uparrow} - ik_{0\uparrow}}{\kappa_{0\uparrow} + ik_{0\uparrow}} \right. \\ &\times (1 - e^{-2ik_{0\uparrow}a}) \frac{1}{4ik_{0\uparrow}a} + \frac{\kappa_{0\uparrow} + ik_{0\uparrow}}{\kappa_{0\uparrow} - ik_{0\uparrow}} (1 - e^{2ik_{0\uparrow}a}) \frac{1}{4ik_{0\uparrow}a} \Big] \\ &- 2C^2 \left[ 1 - \frac{\kappa_{0\downarrow} - ik_{0\downarrow}}{\kappa_{0\downarrow} + ik_{0\downarrow}} (1 - e^{-2ik_{0\downarrow}a}) \frac{1}{4ik_{0\downarrow}a} \right. \\ &\left. + \frac{\kappa_{0\downarrow} + ik_{0\downarrow}}{\kappa_{0\downarrow} - ik_{0\downarrow}} (1 - e^{2ik_{0\downarrow}a}) \frac{1}{4ik_{0\downarrow}a} \right]. \end{aligned} \quad (2.86)$$

Możemy ponadto zbadać przypadek, gdy warstwa magnetyczna jest usytuowana wewnątrz jamy kwantowej, zamiast z lewej strony rozpatrywanej struktury. W tym przypadku postać funkcji falowej będzie podobna, lecz wewnątrz jamy należy wziąć pod uwagę rozszczepienie spinowe dna jamy. Oznacza to, że liczby falowe przyjmą następujące wartości:

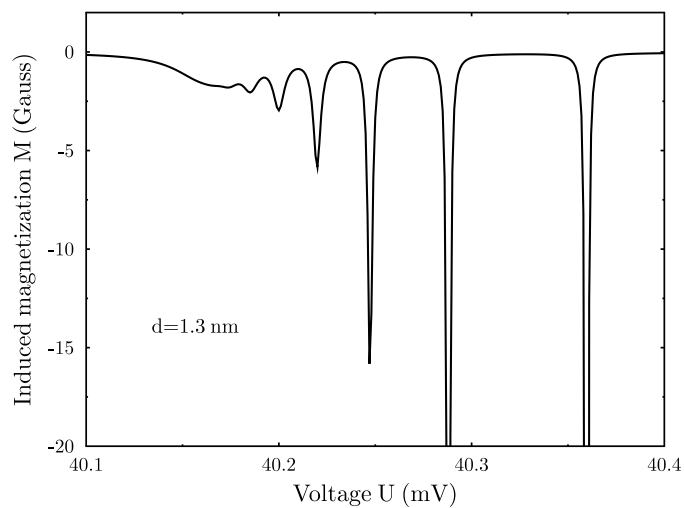
$$k_{0\uparrow} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}, \quad (2.87)$$

$$k_{0\downarrow} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - \Delta)}, \quad (2.88)$$

gdzie  $\Delta$  jest rozszczepieniem poziomu energetycznego wewnątrz QW.



Rysunek 2.7: Indukowana prądem magnetyzacja jako funkcja napięcia dla  $\mu = U_0 - 2 \text{ meV}$  i  $d = 1.2 \text{ nm}$ .



Rysunek 2.8: Indukowana prądem magnetyzacja jako funkcja napięcia dla  $\mu = U_0 - 2 \text{ meV}$  i  $d = 1.3 \text{ nm}$ .

W powyższych rachunkach poddaliśmy analizie własności transportu elektronów przez wielowarstwowy system składający się z kilku warstw domieszkowanego i niedomieszkowanego materiału. Skoncentrowaliśmy się na dwóch głównych przypadkach, tj. na równowagowym i nierównowagowym stanie systemu. W przypadku stanu równowagowego rozpatrujemy własności tunelowania poprzez poziom rezonansowy znajdujący się wewnątrz jamy kwantowej. Wzięte zostało pod uwagę rozszczepienie poziomu rezonansowego na dwie różne wartości energii odpowiadające dwóm możliwym orientacjom spinu elektronów tunelujących przez system. W szczególności dyskutujemy rozwiązania w kontekście w pełni symetrycznej struktury bazującej na układzie materiałów ZnBeMnSe/ZnBeSe/ZnSe/ZnBeSe/ZnBeMnSe. W rezultacie okazaliśmy, iż energia poziomu rezonansowego zależy od szerokości QW przy różnych grubościach barier potencjału. Model ten został zastosowany z użyciem obliczeń numerycznych, które potwierdziły tę zależność. Następnie znaleźliśmy rolę jaką pełni symetria funkcji falowych przy uzyskiwaniu rezultatów dla symetrycznej struktury diody.

Dla przypadku stanów nierównowagowych skoncentrowaliśmy się na transporcie ładunków przez strukturę i określeniu magnetyzacji indukowanej różnicą energii poziomu rezonansowego wywołaną dwiema możliwymi orientacjami spinu. W rezultacie znajdujemy i dyskutujemy własności magnetyzacji oraz prądu w tym przypadku. Głównym wnioskiem okazuje się być fakt, iż efekty polaryzacji spinowej poziomu w jamie stają się tym istotniejsze im większa jest magnetyzacja jamy. Z bezpośrednich rachunków znajdujemy zależność pomiędzy lokalizacją poziomu rezonansowego na skali energii i polaryzacją spinową zarówno w przypadku równowagowym jak i nierównowagowym. Polaryzacja ta stanowi miarę magnetyzacji indukowanej przepływającym przez strukturę prądem.

W przypadku nierównowagowym przestudiowane zostało zachowanie prądu przepływającego przez diodę, jak również znaleziona została magnetyzacja indukowana w tym stanie. Badając własności prądu przepływającego przez RTD znajdujemy, iż gęstość prądu ulega wzmocnieniu w wyniku rezonansu energii ładunków z energią poziomu wewnątrz QW.

Akumulacja spinowa pojawiająca się w RTD jest określona poprzez różnicę prawdopodobieństw transportu elektronów spinowo spolaryzowanego prądu. Te efekty czynią z RTD narzędzia użyteczne jako filtry spinowe.

## 2.8 Prąd spinowy

Prąd spinowy jest pojęciem charakteryzującym uporządkowany transport spinu przez cząstki [16],[22]. W zastosowaniach elektronicznych cząstkami tymi są zazwyczaj elektrony jako nośniki ładunku elektrycznego. Niezależnie od tego elektrony posiadają też spinowy moment pędu oraz spinowy moment magnetyczny,

pozwalający traktować je jak nośniki spinu dla celów elektroniki spinowej (spintroniki) [45]. Te własności elektronów umożliwiają propagację spinu czyli migrację cząstek obdarzonych wyróżnionym zwrotem wypadkowego spinu, zrzutowanego na wyróżniony obecnością pola magnetycznego kierunek [21]. Zjawisko to może zachodzić nawet wtedy gdy nie obserwuje się w układzie obecności selektywnego ze względu na kierunek transportu ładunku, tzn. w przypadku gdy dwie przeciwbieżne wiązki elektronów są obdarzone spinami o przeciwnych orientacjach, tak iż wszystkie elektrony w pierwszej wiązce mają zwrot spinu przeciwny do zwrotu spinu elektronów w drugiej wiązce [13],[14],[21].

Prąd spinowy podlega równaniu ciągłości analogicznemu do równania ciągłości nośników ładunku elektrycznego, gdzie miejsce gęstości ładunku zajmuje gęstość momentu magnetycznego (magnetyzacji) z dokładnością do addytywnych wyrazów opisujących relaksację spinową [23],[25].

Spinowa akumulacja jest jednym z głównych efektów towarzyszących zjawisku przepływu prądu spinowego [24]. Z akumulacją spinową mamy do czynienia głównie w przypadku gdy w układzie formują się stany brzegowe zlokalizowane w pobliżu fizycznych brzegów struktur kwantowych. Jedną z podstawowych różnic pomiędzy akumulacją ładunku elektrycznego oraz akumulacją spinową jest to, iż w przypadku gromadzenia się ładunków elektrycznych na brzegach układu, mamy do czynienia z powstawaniem pola elektrycznego a zatem również z koniecznością uwzględnienia siły działającej na nośniki [5]. W przypadku prądów spinowych nie obserwujemy tego rodzaju sił. W miarę dyfuzji nośników system powraca do stanu równowagowego, co oznacza iż zarówno zakres przestrzenny obszaru dyfuzji spinu jak i czas po którym układ powraca do stanu równowagowego odgrywają istotną rolę przy zjawisku spinowej akumulacji [23]. Jeśli układ znajduje się w stanie stacjonarnym, wówczas gęstość spinowa nie zmienia się w czasie. W rezultacie gęstość prądu spinowego jak również momentu obrotowego pozostaje jednorodna w całej objętości materiału. Jednak w pobliżu brzegu prąd spinowy powinien znikać. W rezultacie gradient prądu spinowego pomiędzy objętością materiału a jego brzegiem indukuje niejednorodny rozkład gęstości spinu. Proces ten można opisać przy pomocy zjawiska dyfuzji spinu wprowadzając zależny od spinu potencjał chemiczny [16],[24].

Prąd spinowy może wpływać na pojawienie się prądu elektrycznego, a proces ten realizuje się poprzez tzw. odwrotny spinowy efekt Halla [3]. Ponadto z uwagi na rodzaj zjawisk rozproszonych, możemy wyróżnić rozpraszanie zewnętrzne oraz wewnętrzne. Rozpraszanie zewnętrzne jest konsekwencją tzw. mechanizmu Motta (1929), pojawiającego się wraz z obecnością domieszek magnetycznych. W ogólności potencjał domieszek zawiera składnik pochodzący od oddziaływania spin-orbita, czyli sprzężenia typu LS. Jeśli orientacja momentu pędu zostaje ustalona, wówczas elektrony o różnych orientacjach spinu, w zależności od wartości oczekiwanej operatora oddziaływania spin-orbita, ulegają rozproszeniu w



przeciwnych kierunkach. Ten efekt da się zaobserwować jako rozpraszanie asymetryczne ze względu na orientację spinową. W rezultacie, na skutek obecności domieszek magnetycznych, prąd spinowy może wzbudzić przepływ prostopadłego prądu elektrycznego.

Kolejnym mechanizmem rozproszeniowym przy rozchodzeniu się prądu spinowego jest zależna od spinu struktura pasmowa widma lub oddziaływanie spin-orbita w obrębie struktury tego pasma. W tzw. systemie Rashby prąd spinowy doznaje działania poprzecznej siły na skutek obecności oddziaływania spin-orbita. W rezultacie tego efektu powstaje w układzie tzw. prąd Halla. W ciągu ostatnich kilku lat przeprowadzono wiele eksperymentów mających na celu zbadanie mechanizmu oraz kontrolę przepływu prądu spinowego [36],[38]. Nieprzerwanie trwają również badania teoretyczne służące wydobyciu informacji o procesach fizycznych decydujących o własnościach prądu spinowego jak również mające na celu przewidywanie wyników przyszłych eksperymentów.

Najważniejszą korzyścią płynącą ze stosowania elektroniki spinowej wydaje się być możliwość daleko idącej miniaturyzacji urządzeń elektronicznych a także znaczący wzrost szybkości działania układów pracujących na bazie spintroniki. Zwłaszcza ostatnie lata dostarczyły przełomowych odkryć z tej dziedziny. Przykładowo Hirsch badając spinowy efekt Halla odkrył iż rozpraszanie prądu elektrycznego na domieszkach może powodować powstawanie czystego prądu spinowego. Następnie, Murakami i inni, oraz Sinova wraz z zespołem [106] przewidzieli, iż sprzężenie spin-orbita struktury pasmowej może wywoływać wewnętrzny spinowy efekt Halla. Prace te przyczyniły się do szerokiej dyskusji możliwości generowania i kontrolowania prądów spinowych.

Do najważniejszych aspektów towarzyszących przepływowi prądu spinowego należy zaliczyć zdolność układu  $N$  elektronów do wytworzenia stanu ferromagnetyka w obrębie materiału w którym wszystkie spiny elektronów są jednakowo zorientowane względem wyróżnionego kierunku w przestrzeni. Ponadto w zależności od tego jak jest zwrócony spin elektronów (równoległe lub antyrównoległe względem zewnętrznego pola), możemy mówić o dwóch możliwych wartościach ich energii w rozpatrywanym układzie.

Oczywiście w przypadku gdy wypadkowy spin nośników ładunku jest zero, nie zaobserwujemy przepływu prądu spinowego niezależnie od szczegółowych cech przepływu prądu elektrycznego. Urządzenia, których zasady działania byłyby oparte o spintronikę powinny być czułe na zmianę orientacji spinu nośników ładunku nawet wtedy gdy prądowi spinowemu nie towarzyszy prąd elektryczny, jak również wtedy gdy zmiana orientacji spinu dotyczy niewielkiej liczby nośników. W szczególności duże oczekiwania są pokładane w podzespołach funkcjonujących na zasadach splątania kwantowego, kiedy to informacja zakodowana w specyficznym ustawieniu spinów układu  $N$  cząstek byłaby przesyłana na odległość do układu  $N$  cząstek, tak iż obydwie układy pozostawałyby ze sobą w stanie

spinowego splątania [56],[81].

## 2.9 Podsumowanie

W rozdziale tym przeanalizowany został efekt transportu ładunku elektrycznego oraz spinu przez dwubarierowe złącze tunelowe ze strukturą rezonansową, stanowiące tzw. rezonansową diodę tunelową. Obliczone zostały prawdopodobieństwa transportu nośników w zależności od grubości bariery potencjału zarówno w przypadku gdy poziomy energetyczne w warstwie centralnej można uważać za doskonale dyskretne jak i wtedy gdy przyjmują one postać quasi-dyskretną. Uwzględniony został wpływ pola magnetycznego na strukturę energetyczną diody. Następnie obliczone zostały wartości natężenia prądu elektrycznego płynącego przez RTD, w zależności od przyłożonego napięcia elektrycznego. Ponadto wyznaczone zostały charakterystyki transportu prądu spolaryzowanego spinowo i generowanej polaryzacją spinową poziomów rezonansowych magnetyzacją warstwy centralnej diody.

## Rozdział 3

# Zjawisko szumu śrutowego w podwójnym złączu tunelowym. Obliczanie TMR

### 3.1 Wstęp

Szum śrutowy jest zjawiskiem które ma duże znaczenie zarówno dla badań podstawowych nad naturą transportu ładunków i spinów przez struktury wielowarstwowe, jak również dla eksperymentalnych zastosowań w elektronice i spintro-nice [10],[11],[12]. Zrozumienie natury szumów odgrywa istotną rolę przy przewidywaniu zachowań układów przy założeniu zmienności pewnych parametrów, które bez wpływu efektów statystycznych można było uznawać za stałe [13]. Niezależnie od szumów śrutowych, które można uważać za przejaw ziarnistości ładunków, w układach elektronicznych należy wziąć pod uwagę również szum termiczny oraz efekt nieuporządkowania systemu [15],[19]. W rezultacie obecności szumów śrutowych otrzymujemy dodatkowe informacje na temat układów kwantowych i oddziaływań w polu kulombowskim [42], których nie można byłoby otrzymać rozpatrując uśrednione prądy [16],[19].

Szum śrutowy jest szczególnie istotny w układach mezoskopowych, dla których spodziewamy się znacznego wzmocnienia efektów wywołanych fluktuacjami [19],[27]. Tego rodzaju szумы zostały szczegółowo zbadane teoretycznie w pionierskich pracach Lesovika i Büttikera [10]. Poszczególne aspekty będące przejawem szumów śrutowych w półprzewodnikach, metalach i nadprzewodnikach były przedmiotem badań Blanter'a i Büttikera [10]. Ostatnio wskazuje się także na duże znaczenie jakie odgrywa szum śrutowy przy transporcie ładunków obdarzonych spinem po powierzchni materiału będącego topologicznym izolatorem [105].

### 3.2 Wpływ szumów na transport elektronów w dwubarierowych magnetycznych złączach tunelowych

Jednym z podstawowych procesów towarzyszących transportowi elektronów przez metaliczne oraz półprzewodnikowe elementy elektroniczne jest zjawisko szumów, w szczególności tzw. szum śrutowy (shot noise) pojawiający się w każdym układzie z niewielką liczbą nośników ładunku [13]. W celu jego uwzględnienia należy zbadać mechanizm i rolę zjawisk stystycznych, a zarazem będących manifestacją kwantowej natury nośników prądu [16],[26].

Głównym parametrem cechującym zjawisko szumów śrutowych jest czynnik Fano, będący bezwymiarową liczbą [10],[29]. Definiuje się go w oparciu o względny magnetoopór pojawiający się na złączu dwóch sąsiadujących ze sobą warstw magnetycznych [11],[16],[26]. I tak, obierając oznaczenia kanałów transportu nośników o przeciwstawnych orientacjach spinu, otrzymujemy możliwość wyliczenia czynników Fano dla szumu z uwzględnieniem spinu. Jest to zatem spinowy szum śrutowy [16]. Dla prostoty przyjmujemy, iż momenty magnetyczne w warstwach magnetycznych są ustawione równolegle i mogą być zorientowane zgodnie lub przeciwnie (antyrównolegle) [21]. Wówczas szum śrutowy dla układu dwubarierowego złącza tunelowego obliczamy w oparciu o wzór:

$$S_{\uparrow\downarrow} = \frac{2}{h} |e^3 V| \sum_{i=1}^2 \left( \frac{R_{i\uparrow\downarrow}}{R_{\uparrow\downarrow}} \right)^3 \text{Tr} T_{i\uparrow\downarrow} (1 - T_{i\uparrow\downarrow}), \quad (3.1)$$

gdzie sumujemy po dwóch złączach,  $e$  oznacza tu ładunek elektronu,  $V$  potencjał elektryczny przyłożony do układu,  $R$  zależny od spinu opór elektryczny, zaś  $T$  jest zależnym od spinu współczynnikiem transmisji elektronów. Następnie wprowadzamy czynnik Fano dany formułą:

$$F = \frac{S_{\uparrow} + S_{\downarrow}}{2|eI|}, \quad (3.2)$$

przy czym przepływ prądu podlega prawu Ohma w układzie z dwoma równoległe połączonymi oporami dla dwóch możliwych kanałów spinowych, tak że:

$$I = V \frac{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}{R_{\uparrow} R_{\downarrow}}. \quad (3.3)$$

$V$  jest napięciem przyłożonym do układu. Rozważania można przeprowadzać w dwóch przypadkach, w zależności od tego czy warstwa środkowa wykazuje własności magnetyczne czy nie. Szczegółowa analiza wskazuje że istotną rolę w określeniu wartości czynnika Fano odgrywa wzajemne ustawienie momentów

magnetycznych w warstwach magnetycznych złącza. Znajdując zależności czynników Fano od względnego magnetooporu warstw magnetycznych stwierdzamy, iż względne ustawienie spinów warunkuje specyficzną postać tej funkcji. Tym samym czynnik Fano niesie informację o względnym uporządkowaniu momentów magnetycznych w warstwach o różnej orientacji tych momentów. W rezultacie mamy możliwość kontroli ogólnych własności szumów śrutowych w magnetycznych złączach. W dalszym ciągu uwzględnić możemy wpływ tunelowania kwantowego i procesów relaksacji spinowej. Okazuje się wówczas, iż relaksacja spinowa pozwala na zniwelowanie wpływu jaki na szum śrutowy wywiera asymetria magnetycznych momentów sąsiadujących warstw złącza. Ponadto analiza powyższych zjawisk pozwala odnieść otrzymane wyniki do badań nad tunelowaniem przez złącza magnetyczne oraz nad gigantycznym magnetooporem. Wynika to z faktu, iż wspomniane efekty są proporcjonalne do względnego magnetooporu pomiędzy antyrównoległym i równoległym ustawieniem momentów magnetycznych. Wraz z tym bowiem ma miejsce zjawisko akumulacji spinowej wywołanej transportem elektronów przez układy warstwowe o określonej względnej orientacji momentów magnetycznych.

Szum śrutowy jest zjawiskiem stanowiącym przedmiot intensywnych badań zarówno na gruncie teorii jak i eksperymentu, głównie na skutek dużego znaczenia w zastosowaniach praktycznych. Zrozumienie natury szumów stanowi jeden z podstawowych elementów badań świata wielkości obserwowalnych, które mogą wydawać się stałe, natomiast w istocie okazują się podlegać różnorodnym fluktuacjom. Niezależnie od szumu śrutowego, będącego manifestacją dyskretnej natury ładunku elektronu, istnieją też innego rodzaju szумы w układach elektronicznych, takie jak szum termiczny oraz szum wynikający ze znacznego nieuporządkowania systemu [19],[20].

Pomiary szumu śrutowego mogą dostarczyć pewnych dodatkowych informacji o systemie, których otrzymanie mogłoby okazać się niemożliwe w wyniku wyłącznie analizy wartości średnich prądu. Szумы są szczególnie istotne dla fizyki struktur mezoskopowych, dla których daje się zaobserwować znaczne wzmocnienia zjawisk fluktuacji. Szum śrutowy w strukturach mezoskopowych był teoretycznie dogłębnie studiowany dwie dekady temu w pionierskich pracach autorstwa Lesovika i Büttikera [10]. Przeanalizowano tam również różne aspekty szumów śrutowych i związanych z nimi procesów zarówno w metalicznych, półprzewodnikowych jak i nadprzewodzących strukturach.

W strukturach mezoskopowych zawierających elementy ferromagnetyczne, nie tylko ładunkowe lecz także spinowe fluktuacje wpływają na szum śrutowy [11],[12]. Wpływ ten może być szczególnie istotny w układach spintronicznych [45]. Jak zostało wykazane doświadczalnie, czynnik Fano w pojedynczym magnetycznym złączu tunelowym zależy od konfiguracji magnetycznej i może ulec istotnemu wzmocnieniu w przypadku antyrównoległego ustawienia wektorów magne-

tyzacji [26]. Nawet bardziej obiecujące możliwości zostały odkryte w dwubarierowych magnetycznych złączach tunelowych z dwiema ferromagnetycznymi elektrodami i jedną ferromagnetyczną warstwą centralną, gdzie daje się wyróżnić cztery różne konfiguracje magnetyczne odpowiadające różnym ustawieniom momentów magnetycznych we wszystkich trzech warstwach. Ponadto zostało wykazane, iż prosty model podwójnej studni kwantowej z dwoma kanałami spinowymi nie odzwierciedla obserwowanych wyników doświadczalnych, jeśli nie uwzględni się dla nich procesów przeskoku spinowego czyli zmiany orientacji spinu. Tym samym konieczne jest wzięcie pod uwagę procesów relaksacji spinowej.

W tej pracy przedstawiliśmy teoretyczny model szumu śrutowego w dwubarierowym magnetycznym złączu tunelowym. Złącze takie składa się z dwóch barier tunelowych oddzielających centralną warstwę (w rozważanym przez nas przypadku warstwa ta może być magnetyczna lub niemagnetyczna) od lewej i prawej magnetycznej elektrody. Dla prostoty zakładamy że momenty magnetyczne elektrod oraz środkowej warstwy są współliniowe. Poniżej przedstawiamy rachunki oraz ich wyniki w sposób szczegółowy. Przytaczamy także wyniki eksperymentalne stanowiące poparcie wyników otrzymanych teoretycznie.

W podrozdziale 3.3 rozpatrujemy przypadek braku relaksacji spinowej. Bierzemy pod uwagę trzy różne przypadki z niemagnetyczną oraz magnetyczną warstwą środkową. W rozdziale 4 rozpatrujemy przypadek z uwzględnieniem relaksacji spinowej w środkowej warstwie. Wyprowadzamy przy okazji pewne proste analityczne formuły w granicy silnej relaksacji spinowej. Następnie w podrozdziale 4.2 rozpatrujemy magnetoopór w strukturach tunelowych, zaś podrozdział 4.3 jest poświęcony przedstawieniu pewnych danych doświadczalnych dotyczących szumów w strukturach Fe/MgO/Fe/MgO/Fe dwubarierowych złącz tunelowych.

### **3.3 Obliczenie szumu śrutowego w podwójnym złączu tunelowym ze słabą relaksacją spinową**

W strukturach mezoskopowych zawierających elementy ferromagnetyka mamy do czynienia nie tylko z szumem śrutowym pochodzącym od ładunków ale także z efektem szumu śrutowego zależnego od spinu. Tego rodzaju efekt jest szczególnie istotny dla układów wykorzystywanych na potrzeby spintroniki [16][19]. Eksperymentalnie zostało wykazane, iż czynnik Fano dla magnetycznego złącza tunelowego z pojedynczą barierą potencjału zależy od magnetycznej konfiguracji i może zostać wzmocniony dla antyrównoległej orientacji magnetyzacji na elektrodach [15–18]. Jeszcze więcej możliwości sterowania efektami pochodzenia statystycznego znajdujemy dla dwubarierowych złącz tunelowych z dwiema ferroma-

gnetycznymi elektrodami i ferromagnetyczną warstwą centralną [33],[34],[35]. Możemy tam wyróżnić cztery konfiguracje magnetyczne wynikające z różnego ustawienia momentów magnetycznych wszystkich trzech warstw magnetycznych [21]. Wykazano ponadto, że prosty model oparty na transporcie poprzez dwa niezależne kanały spinowe nie może poprawnie opisać obserwacji eksperymentalnych bez uwzględnienia reorientacji spinu czyli przejść typu spin-flip [21]. W niniejszej pracy skupimy się na opisie efektów szumu śrutowego dla teoretycznego modelu dwubarierowego złącza tunelowego.

Tego typu układy złożone są z dwóch tunelowych barier potencjału rozdzielonych warstwą centralną. Materiał w warstwie centralnej może być zarówno magnetyczny jak i niemagnetyczny. Warstwy barier tunelowych oddzielają ten materiał od zewnętrznych elektrod magnetycznych. Dla prostoty założymy, że momenty magnetyczne warstwy centralnej oraz elektrod są współliniowe. W szczególności rozważymy przypadek braku relaksacji spinowej, a następnie odniesiemy się do przypadku z silną relaksacją spinową. Ponadto osobno opiszemy przypadki gdy centralna warstwa jest niemagnetyczna oraz magnetyczna. Zbadamy też rolę magnetooporu w transporcie ładunków przez barierę potencjału, a następnie przeanalizujemy niektóre dane eksperymentalne dla szumów śrutowych w dwubarierowych złączach tunelowych w warstwach Fe/MgO/Fe/MgO/Fe.

Jeśli zaniebamy procesy odwróceń spinowych (lub mogą być one pominięte), dwa kanały spinowe można traktować jak całkowicie niezależne. Szum śrutowy dla jednego kanału spinowego,  $S_\sigma$ , można policzyć z odpowiedniego wyrażenia dla cząstek bezspinowych. Posługując się oznaczeniem współczynników transmisji  $T$  oraz potencjałów chemicznych  $\mu$ , wartość średnią prądu w stanie oznaczonym indeksem  $\alpha$  wyrażamy za pomocą sumy

$$\bar{I}_\alpha = \sum_{\beta} (T_{\beta\alpha}\mu_\alpha - T_{\alpha\beta}\mu_\beta). \quad (3.4)$$

Jednocześnie opieramy się na wyrażeniu określającym amplitudę fluktuacji prądu w stanie 1

$$\Delta I_1 = \delta I_1 - T_{13}\delta\mu_3. \quad (3.5)$$

Przyjmujemy również założenie, iż  $\mu_2 = 0$ . Rozpisując wzór (3.4) dostajemy następującą formułę

$$\bar{I}_3 = T_{13}\mu_3 + T_{23}\mu_3 - T_{31}\mu_1 - T_{32}\mu_2. \quad (3.6)$$

Następnie skorzystamy ze związku wyrażającego odstępstwo wartości chwilowej prądu od jego wartości średniej

$$\delta I_3 = I_3 - \bar{I}_3. \quad (3.7)$$

Obierając  $I_3 = 0$  i korzystając z założenia, iż  $\mu_2 = 0$  dostajemy

$$\delta I_3 = -T_{13}\mu_3 - T_{23}\mu_3 + T_{31}\mu_1. \quad (3.8)$$

Prowadzi to do następującego wzoru wiążącego potencjał chemiczny, odchylenie wartości chwilowej prądu od wartości średniej oraz współczynniki transmisji

$$\mu_3 = \frac{T_{31}}{T_{13} + T_{23}}\mu_1 - \frac{\delta I_3}{T_{13} + T_{23}} \equiv \bar{\mu}_3 + \delta\mu_3, \quad (3.9)$$

gdzie

$$\delta\mu_3 = -\frac{\delta I_3}{T_{13} + T_{23}}. \quad (3.10)$$

Następnie podstawmy (3.10) do (3.5) opierając się dodatkowo na relacji  $\delta I_1 + \delta I_2 + \delta I_3 = 0$ , obliczamy  $\Delta I_1$

$$\Delta I_1 = \delta I_1 + T_{13}\frac{\delta I_3}{T_{13} + T_{23}} = \frac{T_{23}\delta I_1 - T_{13}\delta I_2}{T_{13} + T_{23}}. \quad (3.11)$$

Podnosząc to równanie obustronnie do kwadratu i biorąc wartość średnią dostajemy

$$\overline{\Delta I_1^2} = \frac{T_{23}^2 \overline{\delta I_1^2} + T_{13}^2 \overline{\delta I_2^2} - 2T_{13}T_{23} \overline{\delta I_1 \delta I_2}}{(T_{13} + T_{23})^2}. \quad (3.12)$$

Rozważając transmisję całkowicie niekoherentną wystarczy przyjąć  $\overline{\delta I_1 \delta I_2} = 0$ , co nadaje równaniu (3.12) postać

$$\overline{\Delta I_1^2} = \frac{T_{23}^2 \overline{\delta I_1^2} + T_{13}^2 \overline{\delta I_2^2}}{(T_{13} + T_{23})^2}. \quad (3.13)$$

Możemy je przepisać w formie

$$P = \frac{R_1^2 P_1 + R_2^2 P_2}{(R_1 + R_2)^2}, \quad (3.14)$$

gdzie rezystancja jest wyrażona za pomocą współczynników transmisji następująco

$$R_1 = \frac{h}{2e^2} T_{13}, \quad (3.15)$$

$$R_2 = \frac{h}{2e^2} T_{23}. \quad (3.16)$$



Prowadzi to do wzoru na szum śrutowy dla pojedynczego kanału spinowego

$$S_\sigma = \frac{R_{1\sigma}^2 S_{1\sigma} + R_{2\sigma}^2 S_{2\sigma}}{R_\sigma^2}, \quad (3.17)$$

gdzie  $R_{i\sigma}$  jest oporem  $i$ -tego złącza w spinowym kanale  $\sigma$ ,  $R_\sigma = R_{1\sigma} + R_{2\sigma}$ , oraz

$$S_{i\sigma} = 2eV \frac{R_{i\sigma}}{R_\sigma} \frac{e}{h} \text{Tr} T_{i\sigma} (1 - T_{i\sigma}) \simeq \frac{2eV}{R_\sigma}, \quad (3.18)$$

zaś  $V$  jest całkowitym napięciem przyłożonym do układu. Indeks  $i = 1, 2$  odnosi się do dwóch barier tunelowych (dwóch złącz);  $i = 1$  dla lewej oraz  $i = 2$  dla prawej bariery, odpowiednio. W równaniu (3.1) założyliśmy, że prawdopodobieństwo transmisji jest nieduże,  $T_{i\sigma} \ll 1$ , dla tunelowania przez każdą z dwóch barier. Szum śrutowy  $S$  w dwuzłączowych strukturach zawiera wpływ pochodzący od obu kanałów spinowych,  $S = S_\uparrow + S_\downarrow$ . Średnia wartość prądu elektrycznego pod napięciem  $V$  jest dana wzorem:

$$I = V \frac{R_\uparrow + R_\downarrow}{R_\uparrow R_\downarrow}. \quad (3.19)$$

W rezultacie otrzymujemy wartość czynnika Fano przy braku relaksacji spinowej

$$F \equiv \frac{S}{2|eI|} = \frac{(R_{1\uparrow}^2 + R_{2\uparrow}^2)R_\downarrow^3 + (R_{1\downarrow}^2 + R_{2\downarrow}^2)R_\uparrow^3}{R_\uparrow^2 R_\downarrow^2 (R_\uparrow + R_\downarrow)}. \quad (3.20)$$

W przypadku struktury symetrycznej, mamy  $R_{1\sigma} = R_{2\sigma} = R_\sigma/2$ , z równania (3.20) otrzymujemy wartość  $F = 1/2$ . Z kolei w przypadku struktury z antysymetrycznym ustawieniem momentów magnetycznych, czynnik Fano będzie różny od  $1/2$ . Tym samym zależność (3.20) może być użyta do obliczenia czynnika  $F$  dla konkretnej konfiguracji magnetycznej, a zatem stanowi metodę określania zmian stanu magnetycznego w systemie.

### 3.4 Niemagnetyczna warstwa centralna

Rozważmy najpierw przypadek podwójnego złącza z niemagnetyczną warstwą centralną oraz równoległą (P) konfiguracją momentów magnetycznych dla lewej (1) i prawej (2) elektrody. Stosujemy następujące oznaczenia:

$$\alpha = R_{2\uparrow}/R_{1\uparrow}, \quad (3.21)$$

$$\beta_i = R_{i\downarrow}/R_{i\uparrow}. \quad (3.22)$$

Parametr  $\alpha$  opisuje asymetrię pomiędzy lewą i prawą barierą tunelową, podczas gdy parametr  $\beta_i$  zdaje sprawę z asymetrii spinowej dla obydwu barier. Parametry te są zdefiniowane dla przypadku (P). Biorąc pod uwagę powyższe definicje, czynnik Fano w konfiguracji (P) przyjmuje postać:

$$F_P = \frac{(1 + \alpha^2)(\beta_1 + \beta_2\alpha)^3 + (\beta_1^2 + \beta_2^2\alpha^2)(1 + \alpha)^3}{(1 + \alpha)^2(\beta_1 + \beta_2\alpha)^2(1 + \alpha + \beta_1 + \beta_2\alpha)}. \quad (3.23)$$

Jeśli założymy, że obie elektrody są wykonane z tego samego materiału, oraz że własności filtracji spinowej są dla obu elektrod takie same, to  $\beta_1 = \beta_2$ . W tym przypadku powyższy wzór redukuje się do postaci:

$$F_P = \frac{1 + \alpha^2}{(1 + \alpha)^2}. \quad (3.24)$$

W przypadku konfiguracji antyrównoległej pozostają w mocy wzory (3.20) odnoszące się do każdego złącza z osobna. Załóżmy zatem, że magnetyzacja na prawym złączu jest odwrócona w porównaniu z konfiguracją równoległą. Tym samym we wzorze na czynnik  $F$  dokonujemy następujących podstawień dla  $i = 2$

$$R_{2\uparrow}/R_{1\uparrow} = \alpha, \quad (3.25)$$

$$R_{1\downarrow}/R_{1\uparrow} = \beta_1, \quad (3.26)$$

$$R_{2\downarrow}/R_{2\uparrow} = \beta_2. \quad (3.27)$$

Związany z tym czynnik Fano dany jest następującą formułą

$$F_{AP} = \frac{(1 + \alpha^2\beta_2^2)(\alpha + \beta_1)^3 + (\alpha^2 + \beta_1^2)(1 + \alpha\beta_2)^3}{(1 + \alpha\beta)^2(\alpha + \beta)^2(1 + \alpha)(1 + \beta_1)}. \quad (3.28)$$

W przypadku analogicznych złącz dla  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  równanie (3.28) sprowadza się do postaci:

$$F_{AP} = \frac{(1 + \alpha^2\beta^2)(\alpha + \beta)^3 + (\alpha^2 + \beta^2)(1 + \alpha\beta)^3}{(1 + \alpha\beta)^2(\alpha + \beta)^2(1 + \alpha)(1 + \beta)}. \quad (3.29)$$

Wprowadźmy oznaczenie polaryzacji spinowej poprzez  $p_i$  jako:

$$p_i = (R_{i\downarrow} - R_{i\uparrow})/(R_{i\downarrow} + R_{i\uparrow}). \quad (3.30)$$

W przypadku gdy  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  wtedy  $p_1 = p_2 = p$ . Związek pomiędzy parametrami  $\beta$  oraz  $p$  jest określony formułą:

$$\beta = (1 + p)/(1 - p). \quad (3.31)$$

W rezultacie czynnik Fano dany wzorem (3.29) może być przepisany w postaci:

$$F_{AP} = \frac{1}{2} \frac{[(1-p)^2 + \alpha^2(1+p)^2][1+p + \alpha(1-p)]}{(1+\alpha)[1-p + \alpha(1+p)]^2} + \frac{1}{2} \frac{[(1+p)^2 + \alpha^2(1-p)^2][1-p + \alpha(1+p)]}{(1+\alpha)[1+p + \alpha(1-p)]^2}. \quad (3.32)$$

W przypadku gdy symetria systemu prowadzi do wartości  $\alpha = 1$ , czynnik Fano wynosi  $1/2$  w przypadku równoległej konfiguracji momentów magnetycznych (z równania (3.24)) oraz

$$F_{AP} = \frac{1}{2}(1+p^2) \quad (3.33)$$

w przypadku konfiguracji antyrównoległej (na podstawie wzoru (3.32)).

### 3.5 Struktura całkowicie magnetyczna

Rozważmy teraz dwubarierowe złącze tunelowe w przypadku gdy wszystkie warstwy łącznie z centralną przejawiają właściwości magnetyczne. Zachowamy przy tym wprowadzone uprzednio oznaczenia parametrów opisujących układ. Parametry te są zdefiniowane wzorami (3.21),(3.22), gdzie opory  $R$  są brane w stanie z równoległym ustawieniem magnetyzacji (stan P).

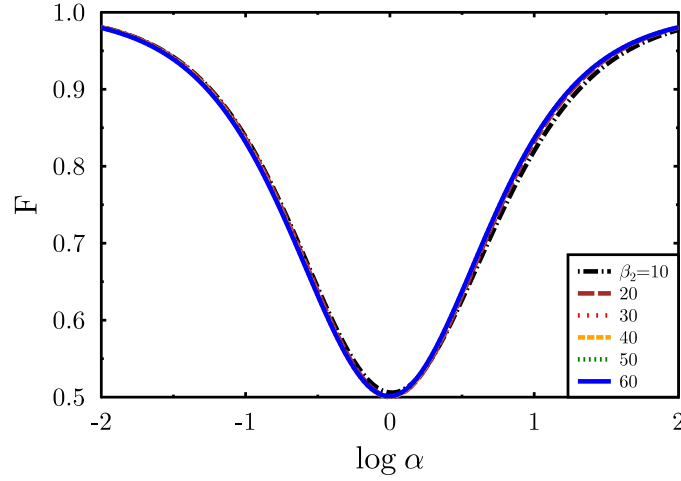
W konfiguracji tej czynnik Fano może być łatwo obliczony i został przedstawiony formułą (3.23). Konfigurację z antyrównoległym ustawieniem momentu magnetycznego centralnej warstwy względem orientacji momentów magnetycznych elektrod zewnętrznych oznaczmy jako AP1. Opór  $R_{i\sigma}$  (dla  $i = 1, 2$ ) w tej konfiguracji da się wyrazić poprzez opory w konfiguracji P jako  $\sqrt{R_{i\uparrow}R_{i\downarrow}}$ . Biorąc to pod uwagę, otrzymujemy czynnik Fano w postaci:

$$F_{AP1} = \frac{\beta_1 + \beta_2\alpha^2}{(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{\beta_2\alpha})^2}. \quad (3.34)$$

Z kolei w konfiguracji, gdy lewa warstwa zewnętrzna posiada magnetyzację o orientacji przeciwnej do magnetyzacji dwóch pozostałych warstw (oznaczoną jako konfiguracja AP2), rezystancja  $R_{1\sigma}$  lewego złącza jest wyrażona poprzez rezystancje konfiguracji równoległej jako  $\sqrt{R_{1\uparrow}R_{1\downarrow}}$ . Czynnik Fano przyjmuje wówczas postać:

$$F_{AP2} = \frac{(\beta_1 + \alpha^2)(\sqrt{\beta_1} + \beta_2\alpha)^3 + (\beta_1 + \beta_2\alpha^2)(\sqrt{\beta_1} + \alpha)^3}{(\sqrt{\beta_1} + \alpha)^2(\sqrt{\beta_1} + \beta_2\alpha)^2(2\sqrt{\beta_1} + \alpha + \beta_2\alpha)}. \quad (3.35)$$

Czynnik Fano dla ustawienia w którym prawa warstwa zewnętrzna ma przeciwną do dwóch pozostałych orientację momentów magnetycznych może być uzyskana



Rysunek 3.1: Czynniki Fano w konfiguracji P. Przypadek bez sprzężenia spin-orbita.

z rozumowania powyższego przy wykorzystaniu symetrii w układzie. Mianowicie wystarczy w tym celu zastąpić miejscami parametry  $\beta_1$  i  $\beta_2$  jak również odwrócić parametr  $\alpha$ . W przypadku symetrycznym gdy  $\alpha = 1$  oraz  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  powyższe rezultaty redukują się do:

$$F_{P,AP1} = 1/2 \quad (3.36)$$

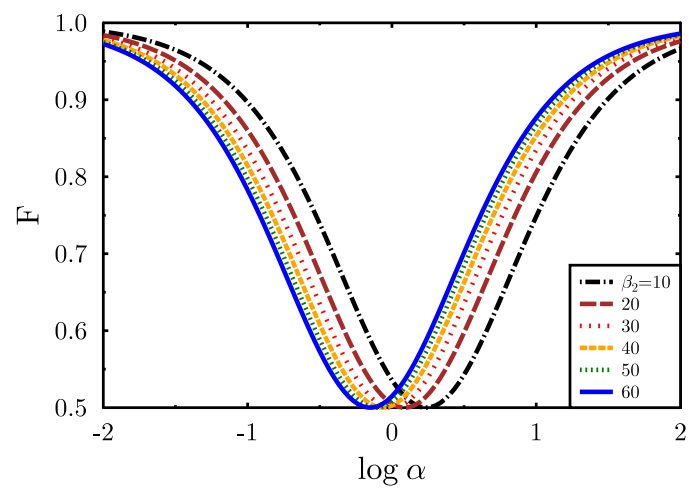
w konfiguracji P i AP1 oraz

$$F_{AP2} = 1 + \beta(1 + \sqrt{\beta})^2 \quad (3.37)$$

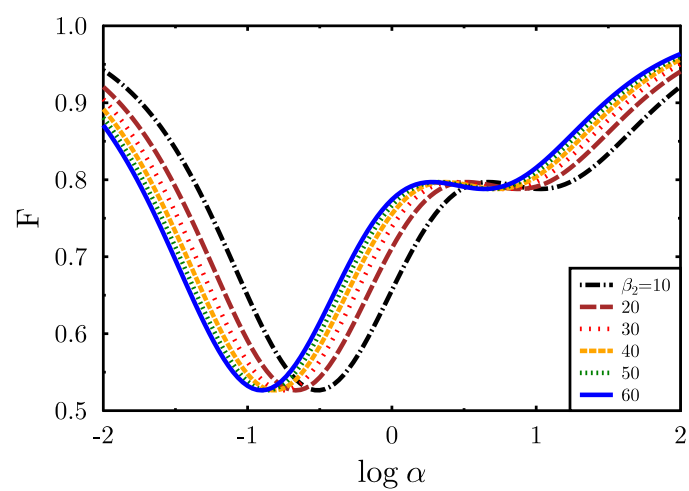
w konfiguracji AP2.

Specyficzna zależność czynników Fano od powyższych parametrów przedstawiona jest na rysunkach (3.1),(3.2) oraz (3.3) dla konfiguracji P, AP1 i AP2 odpowiednio. Z wykresu (3.1) odczytujemy, iż czynnik  $F$  w stanie P jest funkcją słabo zależną od parametru  $\beta$  dla dwóch barier, a zatem również od możliwości filtrowania spinu przy tunelowaniu przez te bariery, przy czym  $F$  przyjmuje wartość minimalną dla wartości  $1/2$  przy niemal symetrycznej sytuacji ( $\alpha \simeq 1$ ). Jeśli asymetria ulega zwiększeniu, czynnik Fano rośnie aż do wartości bliskiej 1 w przypadku złączy wysoce asymetrycznych.

Inaczej wygląda sytuacja w stanie AP1 co okazano na wykresie (3.2), gdzie czynnik  $F$  okazuje się być silnie wrażliwy na zmiany parametrów filtracji spinowej złączy. Wynika to z faktu, iż asymetria zmienia się wraz ze zmianą parametru  $\beta$  oraz wpływa na zmianę wartości parametru  $\alpha$  przy której czynnik  $F$  przyjmuje minimum. Wartość ta, tak jak poprzednio, wynosi  $1/2$ . Na wykresie (3.3) przedstawiono czynnik Fano w ustawieniu AP2. Zależność od parametru  $\alpha$  wykazuje w



Rysunek 3.2: Czynniki Fano w konfiguracji AP1. Przypadek bez sprzężenia spin-orbita.



Rysunek 3.3: Czynniki Fano w konfiguracji AP2. Przypadek bez sprzężenia spin-orbita.

tym przypadku istotną zmianę. Po pierwsze minimalna wartość funkcji  $F$  okazuje się być większa od  $1/2$ . Po drugie punkt, dla którego czynnik Fano osiąga minimum jest znacznie oddalony od  $\alpha = 1$ . Po trzecie pojawia się dodatkowe lokalne minimum na zależności czynnika  $F$  od  $\alpha$ .

### 3.6 Podsumowanie

Wykazaliśmy, że szum śrutowy w domieszkowanych złączach magnetycznych z niską asymetrią barier może zostać efektywnie zredukowany poniżej pełnej wartości szumu śrutowego. Tym samym względne ustawienie przestrzenne momentów magnetycznych wpływa na zakres szumu śrutowego w domieszkowanych złączach magnetycznych. Ponadto zależy on od wartości napięcia przyłożonego do struktury. W rezultacie nasza praca wskazuje na nową metodę badania czasu relaksacji spinowej dla centralnej elektrody poprzez wykorzystanie szumów śrutowych. Możliwość efektywnego kontrolowania oraz redukcji jednego z najbardziej fundamentalnych przyczyn szumów w układach spintronicznych wydaje się być bardzo użyteczna w przypadku różnych elementów elektroniki spinowej takich jak domieszkowane półprzewodniki czy kropki kwantowe.

## Rozdział 4

# Szum śrutowy w obecności relaksacji spinowej

Rozpatrzmy teraz przypadek struktury, w której wszystkie warstwy wykazują właściwości magnetyczne oraz uwzględnimy przypadek relaksacji spinowej w centralnej warstwie ferromagnetycznej. Relaksacja spinowa wpływa na efekt fluktuacji spinowych, które polegają na przypadkowych lokalnych zmianach orientacji spinu względem uśrednionej orientacji spinu w układzie wielu cząstek. Relaksacja spinowa nie ma natomiast wpływu na fluktuacje ładunku.

Wykorzystajmy wzory na spinowo spolaryzowany prąd przepływający przez pierwszą (lewą) oraz drugą (prawą) barierę tunelową:

$$I_{1\sigma} = G_{1\sigma}(\mu_L - \mu_\sigma)/e, \quad (4.1)$$

$$I_{1\sigma} = G_{2\sigma}(\mu_\sigma - \mu_R)/e, \quad (4.2)$$

gdzie  $G_{i\sigma}$  jest przewodnością  $i$ -tego złącza w kanale spinowym  $\sigma$ , natomiast  $\mu_L$  i  $\mu_R$  są potencjałami chemicznymi odpowiednio lewej i prawej elektrody, zaś  $\mu_\sigma$  jest zależnym od spinu chemicznym potencjałem warstwy centralnej. Zakładamy tutaj, że elektrony z obu elektrod są w stanie quasi-równowagowym, a  $\mu_\sigma$  może fluktuować w zależności od zmiennej liczby elektronów o spinie  $\sigma$ , znajdujących się w warstwie centralnej. Całkowity prąd przepływający przez  $i$ -tą barierę jest sumą cząstkowych prądów dla dwóch możliwych orientacji spinu:

$$I_i = I_{i\uparrow} + I_{i\downarrow}. \quad (4.3)$$

Fluktuacje prądu ładunkowego w  $i$ -tym kanale  $\sigma$ , które oznaczmy przez  $\Delta I_\sigma$  zawierają wpływ pochodzący od szumu Langevina  $\delta I_{i\sigma}$  oraz spinowy szum pochodzący od fluktuacji liczby elektronów o spinie  $\sigma$  w warstwie centralnej:

$$\Delta I_{i\sigma} = \delta I_{i\sigma} + \frac{\partial I_i}{\partial \mu_\sigma} \delta \mu_\sigma. \quad (4.4)$$

W powyższym wzorze założyliśmy, że prąd elektryczny (ładunkowy) jest zachowany w każdej chwili  $t$ , to znaczy:

$$\Delta I_1 = \Delta I_2, \quad (4.5)$$

gdzie  $\Delta I_i$  jest fluktuacją prądu na  $i$ -tym złączu. Oznacza to, że skala czasu dla szumu o częstotliwości  $\omega$  powinna być dłuższa niż czas przebywania elektronu w obszarze próbki  $\omega\tau_d \ll 1$ . Czas ten jest określony za pomocą formuły:

$$\frac{1}{\tau_d} = \frac{h}{2e^2} \frac{v_F}{d} \frac{1}{RN}, \quad (4.6)$$

gdzie  $v_F$  jest prędkością Fermiego,  $R$  jest rezystancją bariery,  $N$  jest liczbą kanałów transportowych,  $N = k_F^2 \Omega / 4\pi$ , natomiast  $k_F$  odnosi się do wektora falowego Fermiego zaś  $\Omega$  jest wielkością powierzchni złącza. Obierając parametry dotyczące rozpatrywanego złącza, otrzymujemy czas  $\tau_d$  rzędu  $10^{-6}$  s, co uzasadnia nasze przybliżenie dla struktury w pełni magnetycznej. W oparciu o równania (4.1)-(4.4) przepiszemy związek (4.5) w postaci

$$\begin{aligned} & (G_{1\uparrow} + G_{2\uparrow})\delta\mu_{\uparrow} + (G_{1\downarrow} + G_{2\downarrow})\delta\mu_{\downarrow} \\ & = e(\delta I_{1\uparrow} + \delta I_{1\downarrow} - \delta I_{2\uparrow} - \delta I_{2\downarrow}). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Proces relaksacji spinowej opiszemy jako niezachowanie prądu spinowego przepływającego przez centralną warstwę. Prąd spinowy, przepływający przez  $i$ -te złącze jest zdefiniowany jako  $J_i = (I_{i\uparrow} - I_{i\downarrow})/e$ , zatem

$$\Delta I_{1\uparrow} - \Delta I_{1\downarrow} - \Delta I_{2\uparrow} + \Delta I_{2\downarrow} = \frac{e\delta s}{\tau_s}, \quad (4.8)$$

gdzie  $\tau_s$  jest czasem relaksacji spinowej,  $\delta s = \rho(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})\Omega d$  jest nierównowagową oscylacją całkowitego spinu w warstwie centralnej o grubości  $d$  oraz polu powierzchni  $\Omega$ , zaś  $\rho$  jest elektronową gęstością stanów. Opierając się na związkach (4.1) i (4.2) oraz wstawiając je do (4.8) dostajemy następujący związek pomiędzy całkowitą fluktuacją prądu a jej częścią Langevina:

$$\begin{aligned} \Delta I_1 = & \delta I_{1\uparrow} \left[ 1 + \frac{G_{1\uparrow}(2G_{1\downarrow} + 2G_{2\downarrow} + g) + G_{1\downarrow}g}{D} \right] \\ & + \delta I_{1\downarrow} \left[ 1 + \frac{G_{1\downarrow}(2G_{1\uparrow} + 2G_{2\uparrow} + g) + G_{1\uparrow}g}{D} \right] \\ & - \delta I_{2\uparrow} \frac{G_{1\uparrow}(2G_{1\downarrow} + 2G_{2\downarrow} + g) + G_{1\downarrow}g}{D} \\ & - \delta I_{2\downarrow} \frac{G_{1\downarrow}(2G_{1\uparrow} + 2G_{2\uparrow} + g) + G_{1\uparrow}g}{D}, \end{aligned} \quad (4.9)$$



gdzie  $D$  jest zdefiniowane jako:

$$D = -(G_{1\uparrow} + G_{2\uparrow})(G_{1\downarrow} + G_{2\downarrow} + g) - (G_{1\downarrow} + G_{2\downarrow})(G_{1\uparrow} + G_{2\uparrow} + g). \quad (4.10)$$

Szum śrutowy otrzymujemy uśredniając kwadrat wyrażenia  $\Delta I_1$ . W rezultacie dostajemy

$$S = \overline{(\delta I_{1\uparrow})^2} \left[ 1 + \frac{G_{1\uparrow}(2G_{1\downarrow} + 2G_{2\downarrow} + g) + G_{1\downarrow}g}{D} \right]^2 + \overline{(\delta I_{1\downarrow})^2} \left[ 1 + \frac{G_{1\downarrow}(2G_{1\uparrow} + 2G_{2\uparrow} + g) + G_{1\uparrow}g}{D} \right]^2 + \overline{(\delta I_{2\uparrow})^2} \frac{[G_{1\uparrow}(2G_{1\downarrow} + 2G_{2\downarrow} + g) + G_{1\downarrow}g]^2}{D^2} + \overline{(\delta I_{2\downarrow})^2} \frac{[G_{1\downarrow}(2G_{1\uparrow} + 2G_{2\uparrow} + g) + G_{1\uparrow}g]^2}{D^2}. \quad (4.11)$$

W przypadku szumu Langevina należy podstawić

$$\overline{(\delta I_{1\uparrow,\downarrow})^2} = \overline{(\delta I_{2\uparrow,\downarrow})^2} = \frac{2|eV|}{R_{1\uparrow,\downarrow} + R_{2\uparrow,\downarrow}}. \quad (4.12)$$

Wówczas czynnik Fano przyjmuje postać

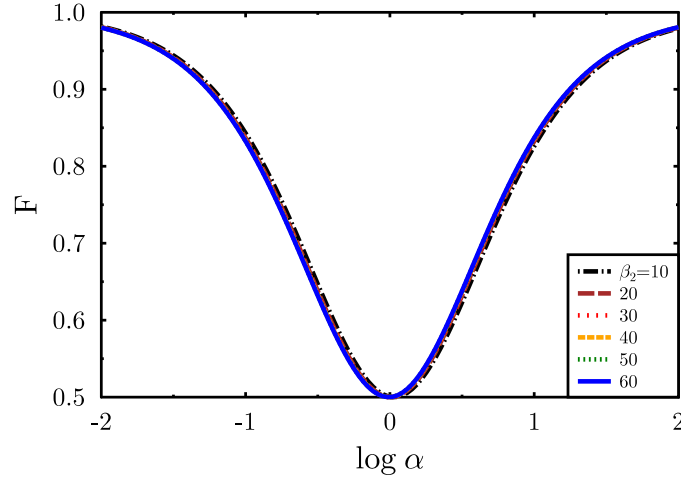
$$F = \frac{R_{\uparrow}R_{\downarrow}S}{2|eV|(R_{\uparrow} + R_{\downarrow})}, \quad (4.13)$$

gdzie  $R_{\sigma} = R_{1\sigma} + R_{2\sigma}$ , za   $S$  jest dane przez równanie (3.20). Przy braku relaksacji spinowej, parametr  $g$  znika. W ówczas po przekształceniach znajdujemy poprzednio uzyskany rezultat dany wzorem (3.2). Na potrzeby obliczeń numerycznych wykonywanych w oparciu o przedstawione tu równania, dogodnie jest wprowadzić bezwymiarowy parametr  $\bar{g} = d/v_F\tau_s$  charakteryzujący stopień relaksacji spinowej (4.6).

## 4.1 Silna relaksacja spinowa

Przypadek silnej relaksacji spinowej oznacza przej cie graniczne  $g \rightarrow \infty$ . W rezultacie znikają fluktuacje spinu,  $\delta s = 0$ , co oznacza zarazem, iż  $\delta\mu_{\uparrow} = \delta\mu_{\downarrow}$ . Prowadzi to do następującej postaci czynnika Fano:

$$F = \frac{R_{2\uparrow}^2 R_{2\downarrow}^2 (R_{1\uparrow} + R_{1\downarrow})^2 + R_{1\uparrow}^2 R_{1\downarrow}^2 (R_{2\uparrow} + R_{2\downarrow})^2}{[R_{1\uparrow} R_{1\downarrow} (R_{2\uparrow} + R_{2\downarrow}) + R_{2\uparrow} R_{2\downarrow} (R_{1\uparrow} + R_{1\downarrow})]^2}. \quad (4.14)$$



Rysunek 4.1: Czynnik Fano w konfiguracji magnetycznej P. Przypadek ze sprzężeniem spin-orbita.

Powyższa formuła może być wykorzystana do obliczenia czynnika Fano dla różnych konfiguracji magnetycznych opisanych poprzednio. Przykładowo w konfiguracji P znajdujemy

$$F_P = \frac{\alpha^2 \beta_2^2 (1 + \beta_1^2)^2 + \beta_1^2 (1 + \beta_2^2)}{[\beta_1 (1 + \beta_2) + \alpha \beta_2 (1 + \beta_1)]^2}. \quad (4.15)$$

Z kolei dla konfiguracji AP1 ( $\uparrow\downarrow\uparrow$ ) mamy

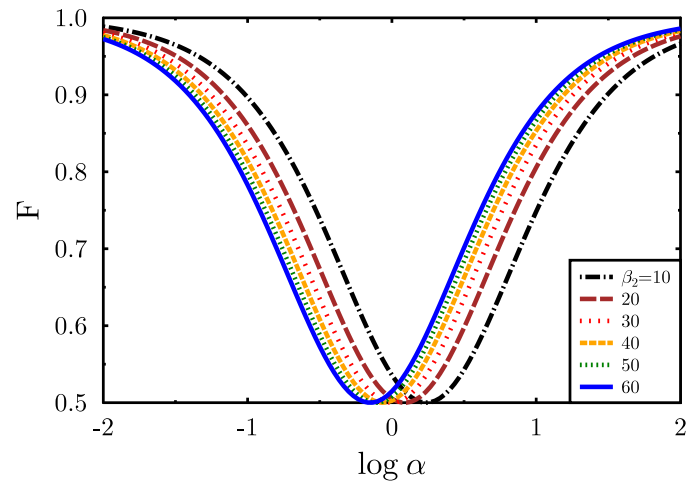
$$F_{AP1} = \frac{\alpha^2 \beta_1 \beta_2^2 + \beta_1^2 \beta_2}{(\beta_1 \sqrt{\beta_2} + \alpha \beta_2 \sqrt{\beta_1})^2}. \quad (4.16)$$

Natomiast równanie (4.14) prowadzi do następującej postaci czynnika Fano w konfiguracji AP2 ( $\downarrow\uparrow\uparrow$ ):

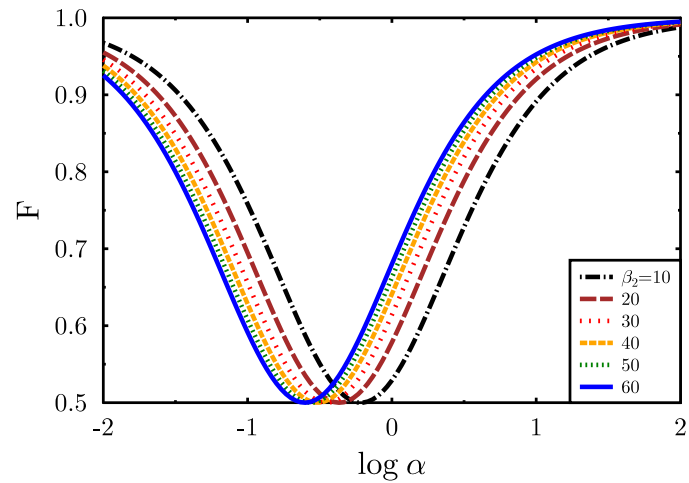
$$F_{AP2} = \frac{4\alpha^2 \beta_1 \beta_2^2 + \beta_1^2 (1 + \beta_2)^2}{[\beta_1 (1 + \beta_2) + 2\alpha \beta_2 \sqrt{\beta_1}]^2}. \quad (4.17)$$

Podobnie jak poprzednio, czynnik Fano odpowiadający konfiguracji AP2 ( $\uparrow\uparrow\downarrow$ ), może być uzyskany z powyższego wzoru dzięki podstawieniom  $\beta_1 \rightarrow \beta_2$ ,  $\beta_2 \rightarrow \beta_1$  oraz  $\alpha \rightarrow 1/\alpha$ . Zależność czynnika Fano od parametrów złącza oraz konfiguracji magnetycznej został pokazany na wykresach 4.1-4.3.

Wyniki pokazane tam są zbliżone do tych uzyskanych przy braku relaksacji spinowej (3.1)-(3.2). Z kolei rezultat zaprezentowany na rysunku 4.3 istotnie różni się od swojego odpowiednika przy braku relaksacji spinowej. Podstawową



Rysunek 4.2: Czynniki Fano w konfiguracji magnetycznej AP1. Przypadek ze sprzężeniem spin-orbita.



Rysunek 4.3: Czynniki Fano w konfiguracji magnetycznej AP2. Przypadek ze sprzężeniem spin-orbita.

różnicą jest brak drugiego lokalnego minimum zależności czynnika Fano od parametru asymetryczności  $\alpha$ . Ponadto wartość głównego minimum funkcji  $F$  jest teraz mniejsza niż na wykresie 3.3 i równa  $1/2$ , podobnie jak w pozostałych dwóch konfiguracjach.

Powyższy ogólny wzór w przybliżeniu silnej relaksacji spinowej może być również wykorzystywany w przypadku niemagnetycznej warstwy centralnej. W przypadku równoległego ustawienia momentów magnetycznych, czynnik Fano jest dany równaniem (3.23). Ponadto związek (3.32) odnosi się do konfiguracji antyrównoległej. Jest to konsekwencja silnej relaksacji spinowej w warstwie centralnej, która łamie oddziaływanie spinów pomiędzy dwiema warstwami ferromagnetycznymi.

## 4.2 Magnetoopór tunelowy struktur dwubarierowych

Przedstawiony powyżej model szumów śrutowych zawiera niektóre parametry charakteryzujące złącza dwubarierowe. Wartości tych parametrów można dobrać opierając się na obserwacjach eksperymentalnych. W celu uzyskania realnych wyników, należy wziąć pod uwagę nie tylko szum śrutowy lecz także magnetoopór tunelowy (TMR). Magnetoopór ten opisujemy jako względną różnicę całkowitego oporu złącz w stanach równoległych oraz antyrównoległych. Do formalnej definicji użyjemy wzoru:

$$\text{TMR} = \frac{I_P - I_{AP}}{I_{AP}} = \left( \frac{R_{AP}}{R_P} - 1 \right), \quad (4.18)$$

gdzie  $I_P(I_{AP})$  przedstawiają całkowity prąd w równoległej (antyrównoległej) konfiguracji, zaś  $R_P(R_{AP})$  to całkowity opór. Analiza własności transportu w opisanych przypadkach pozwala opisać ilościowo efekt TMR w dowolnych stanach magnetycznych złącz dwubarierowych. I tak dla ustawienia AP1 otrzymujemy:

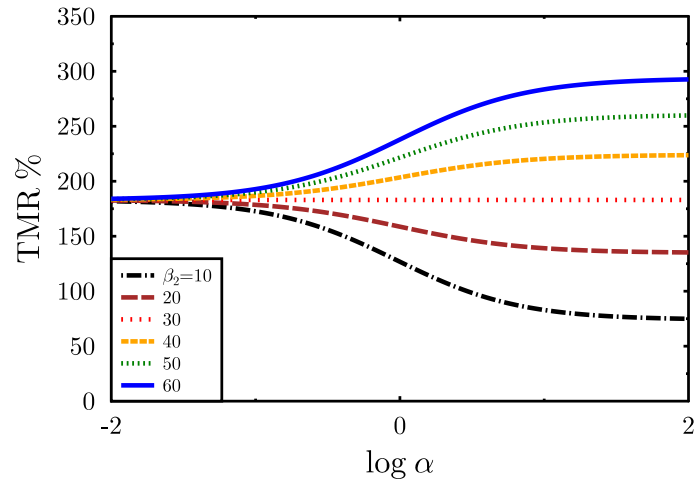
$$\text{TMR}_{AP1} = \frac{(\sqrt{\beta_1} + \alpha\sqrt{\beta_2})(1 + \alpha + \beta_1 + \alpha\beta_2)}{2(1 + \alpha)(\beta_1 + \alpha\beta_2)} - 1. \quad (4.19)$$

Z kolei, efekt TMR związany z konfiguracją AP2 jest dany formułą:

$$\text{TMR}_{AP2} = -1 + \frac{1}{(1 + \alpha)(\beta_1 + \alpha\beta_2)} \quad (4.20)$$

$$\times \left\{ (\sqrt{\beta_1} + \alpha)(\sqrt{\beta_1} + \alpha\beta_2)(1 + \alpha + \beta_1 + \alpha\beta_2) \right\}. \quad (4.21)$$

Zależność efektu TMR od parametru  $\alpha$  w konfiguracji AP2 dla różnych parametrów filtracji spinowej jest przedstawiona na rys 4.4.



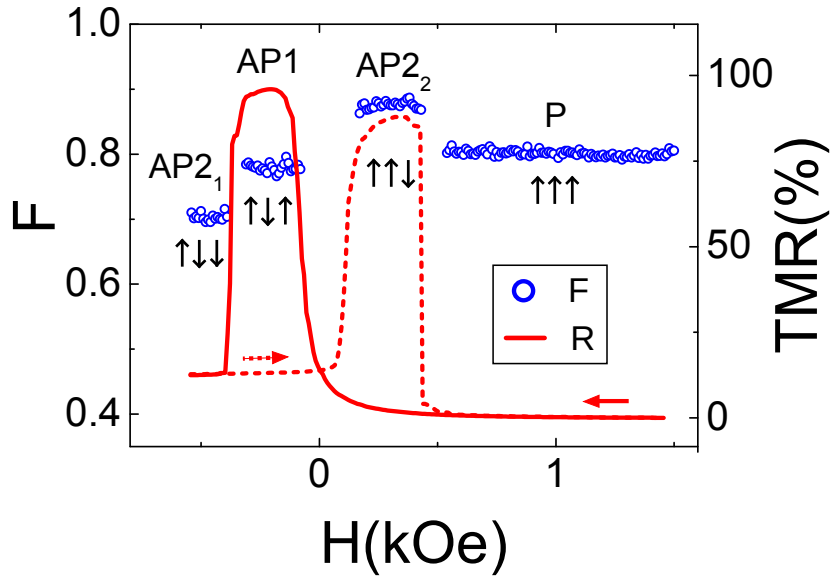
Rysunek 4.4: Czynniki TMR w funkcji  $\log \alpha$  w konfiguracji AP2.

Podobnej zależności można się spodziewać dla drugiej antyrównoległej konfiguracji AP2. Poprzez jednoczesny numeryczny dobór parametrów szumu śrutowego oraz efektu TMR, możemy precyzyjnie wyznaczyć wielkości użyte do opisu struktury. W celu uzyskania najbardziej miarodajnych parametrów złącza, powinniśmy dopasować dane wykorzystane przy opisie efektu TMR do konfiguracji całkowicie magnetycznych.

### 4.3 Powiązanie z wynikami eksperymentalnymi

Wyniki otrzymane na drodze analizy teoretycznej zostały porównane z danymi eksperymentalnymi uzyskanymi dla dwubarierowych złączy tunelowych opartych na układach Fe/MgO/Fe/MgO/Fe. Charakterystyki struktur oraz techniki eksperymentalne zostały opisane w pracach [21]-[23]. Efekty szumów śrutowych zostały zbadane dla dwubarierowych złączy tunelowych o wymiarach  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ . Zapewnia to jednolity rozkład prądu tunelowego przepływającego przez powierzchnię złącza. Stosunkowo podobne rezultaty zostały uzyskane dla powierzchni złączy pomiędzy  $10 \times 10$  oraz  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ .

W tej pracy został opisany efekt kontroli oraz teoretycznego zrozumienia zjawisk szumu śrutowego i magnetooporu tunelowego we wszystkich czterech stanach magnetycznych dwubarierowych złączy tunelowych. Są wśród nich konfiguracje: równoległa ( $\uparrow\uparrow$ ), antyrównoległa z momentem magnetycznym centralnej warstwy przeciwnym do momentów magnetycznych warstw zewnętrznych ( $\uparrow\downarrow$ ), opisana jako konfiguracja AP1, dwie konfiguracje AP2, ( $\downarrow\uparrow$ ) oraz ( $\uparrow\downarrow$ )



Rysunek 4.5: Zależność oporu oraz czynnika Fano  $F$  od stanów magnetycznych próbki.

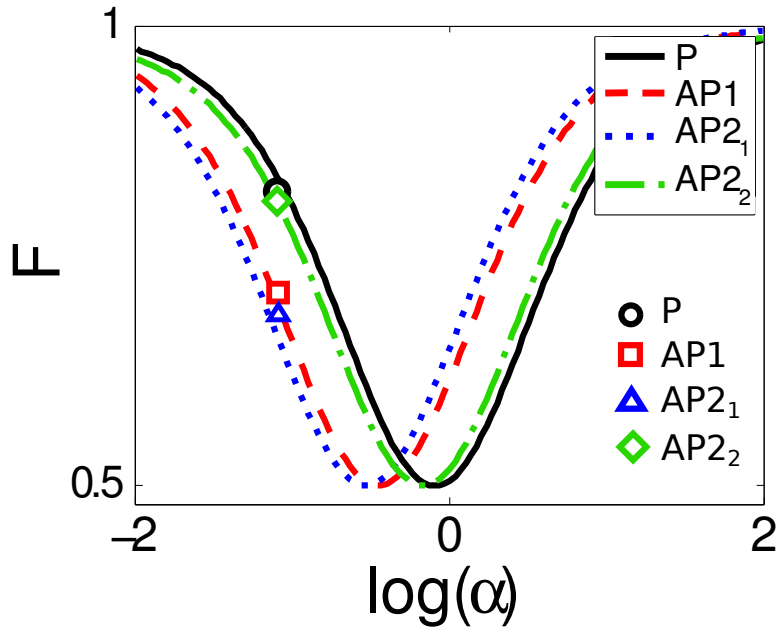
opisane odpowiednio jako  $AP2_1$  i  $AP2_2$ .

Przykładowo rys. 4.5 przedstawia zależność oporu oraz szumu śrutowego od stanów magnetycznych próbki.

Pomiary zostały dokonane dla stałego prądu pod napięciem  $V = 200$  mV w stanie P. Próbka posiada następującą strukturę (liczby w nawiasach przedstawiają grubość w nm): MgO//MgO(10)/Cr(42)/Co(10)/Fe1(5)/MgO(3)/Fe2(5)/MgO(2.7)/Fe3(10)/Co(30)/Au(10). Grubości barier mają nieznacznie różne wartości. Zaobserwowane zostały cztery różne wartości oporów i szumów śrutowych odpowiadających różnym konfiguracjom magnetycznym opisanym powyżej. Szum śrutowy został zmierzony w zakresie napięć powyżej  $\pm 1$  V. Z kolei uśrednione czynniki Fano dla każdego stanu magnetycznego zostały oszacowane dla napięć z zakresu pomiędzy 0.2 i 0.5 V, odkąd da się zauważyć wpływ stanów studni kwantowej w niskich temperaturach [23].

Dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników teoretycznych obliczono numerycznie poprzez znalezienie takich parametrów  $\alpha$  i  $g$ , które prowadziły do zestawu wartości  $(\beta_1, \beta_2)$  przy których wyznaczony teoretycznie czynnik Fano zgadzał się z wynikami eksperymentalnymi (z błędem nie przekraczającym 3-4%) dla wszystkich czterech stanów. Dla wybranej pary wartości  $(\beta_1, \beta_2)$  zostały dopasowane teoretyczne i eksperymentalne wartości TMR. Stąd możemy otrzymać wszystkie parametry wymagane do scharakteryzowania próbki.

Rysunek 4.6 przedstawia dopasowanie wyników teoretycznych do pomiarów szumu śrutowego dla wszystkich czterech stanów próbki, przedstawionego na rys. 4.5. Pomiary zostały wykonane w temperaturze 60K powyżej której wpływ po-



Rysunek 4.6: Dopasowanie wyników teoretycznych do eksperymentalnych szumu śrutowego.

chodzący od stanów jamy kwantowej stopniowo zanika. Można zauważyć, że teoria dość dobrze przewiduje wartości czynników Fano dla parametrów  $\bar{g} = 100$ ,  $\alpha = 0.08$ ,  $\beta_1 = 3.5$  oraz  $\beta_2 = 28.3$ . Te dopasowane parametry są zgodne z obserwowanymi własnościami złącza. Parametr  $\alpha = 0.08$  pochodzi od różnicy grubości barier (a także różnych własności ich filtracji spinowych). Z drugiej strony  $\beta_1 = 3.5$  oraz  $\beta_2 = 28.3$  oznaczają, że skoro  $\beta_1$  odpowiada cieńszej barierze, to w ogólności bariery te powinny mieć słabszy efekt filtracji spinowej niż bariery grube. Ponadto zakres relaksacji spinowej opisany parametrem  $\bar{g} = d/v_F\tau_s$ , gdzie  $d = 5$  nm jest grubością centralnej warstwy,  $v_F$  jest prędkością Fermiego o wartości  $10^5$  m/s, prowadzi do krótkiego czasu relaksacji spinowej  $\tau_s \simeq 10^{-13}$  s. Może to być powiązane z faktem, iż epitaksjalne bariery MgO o tej grubości mają stosunkowo dużą gęstość defektów.

Z analizy danych eksperymentalnych wynika, że czynnik Fano może ulegać zmianie poprzez dobór konfiguracji magnetycznej poszczególnych warstw układu i może przyjmować cztery różne wartości w zależności od czterech możliwych stanów magnetycznych. Obserwacje te są zgodne z przewidywaniami uzyskanymi na podstawie badań teoretycznych.

## 4.4 Podsumowanie

Głównym celem badań poświęconych szumom śrutowym w układach nanoskopowych i półprzewodnikowych jest wyznaczenie podstawowych właściwości transportu ładunków i spinów z uwzględnieniem ziarnistego charakteru przenoszonych ładunków. Wraz z szumami termicznymi zjawiska te są przejawem statystycznego podejścia do badań nad transportem ładunków i spinów. W przedstawionej tu analizie wyznaczyliśmy czynniki Fano a tym samym określiliśmy szum śrutowy dla ferromagnetycznych złącz tunelowych z ferromagnetyczną warstwą centralną.

Otrzymane wyniki uwzględniają wzajemne ustawienie momentów magnetycznych warstw materiału magnetycznego w poszczególnych częściach struktury, jak również różnice w prawdopodobieństwie tunelowania poprzez poziomy w warstwie centralnej w zależności od spinu elektronów. Dostrzeżone zależności sugerują istotny wpływ symetrii struktury ze względu na względne uporządkowanie momentów magnetycznych, jak również wpływ spinu nośników na wartości czynnika Fano. Ponadto zbadany został efekt tunelowania magnetooporu w omawianych układach, w szczególności wpływ parametru opisującego różnice prawdopodobieństw tunelowania elektronów przez jedną i drugą barierę tunelową na efekt TMR.



# Rozdział 5

## Złącze tunelowe z molekułami lub z kropkami kwantowymi

### 5.1 Wstęp. Równanie fundamentalne

Jeśli w układzie zawierającym skwantowane poziomy energetyczne uwzględnimy wpływ oddziaływania kulombowskiego pomiędzy elektronami, wówczas pojawi się ograniczenie dotyczące możliwości przebywania dwóch elektronów na dwóch różnych poziomach energetycznych [42]. Tym samym powstaje tzw. bariera coulombowska, która umożliwia przebywanie tylko jednego elektronu na określonym poziomie energetycznym należącym do warstwy molekularnej [51].

Punktem wyjścia do rozważań poświęconych statystyce procesów transportu ładunków i spinów przez złącza tunelowe zawierające warstwy molekularne lub kropki kwantowe jest równanie fundamentalne (master) [18],[78],[82]. Jest ono szczególnie użyteczne w sytuacji gdy prawdopodobieństwo przejścia układu pomiędzy dwoma stanami jest funkcją czasu. W przypadku układu reprezentowanego w przestrzeni fazowej stanem (zdarzeniem)  $A_i$ , możliwy jest rozkład  $A_i$  na sumę iloczynów tego zdarzenia i zdarzeń parami rozłącznych  $B_j \subset A_i$ , takich że nie istnieje taki element zbioru  $A_i$ , który nie należałby do żadnego  $B_j$  [92]. Skoro zaś stany  $B_j$  są rozłączne, to iloczyn każdego  $j$ -tego stanu  $B_j$  oraz stanu  $A_i$  sprowadza się właśnie do  $B_j$ , ponadto iloczyn dowolnych dwóch zdarzeń  $B_j$  dla różnych  $j$  jest zbiorem pustym. A zatem prawdopodobieństwo sumy zdarzeń  $B_j$  jest równe sumie prawdopodobieństw tych zdarzeń. Prowadzi to do następującego wzoru na prawdopodobieństwo zdarzenia  $A_i$

$$P(A_i) = \sum_j P(A_i \cap B_j). \quad (5.1)$$

Do prawej części tego równania wykorzystamy wzór na prawdopodobieństwo wa-

runkowe. Wówczas dostajemy formułę

$$P(A_i) = \sum_j P(A_i|B_j)P(B_j). \quad (5.2)$$

Prawdopodobieństwo warunkowe  $P(A_i|B_j)$  traktujemy tu jak prawdopodobieństwo przejścia układu ze stanu  $B_j$  do stanu  $A_i$ . Jest to bowiem prawdopodobieństwo przejścia układu do stanu końcowego  $B_j$  pod warunkiem, że układ znajdował się w stanie początkowym  $A_i$ .

Równanie (5.2) zapiszemy w takiej postaci aby uwzględniało ewolucję układu w czasie. Prawdopodobieństwo przejścia z  $k$ -tego stanu zajmowanego przez układ w chwili  $t_0$  do  $i$ -tego stanu zajmowanego w chwili  $t + \Delta t$  oznaczmy następująco

$$P(i, t + \Delta t|k, t_0). \quad (5.3)$$

Stosując ten zapis do równania (5.2) stwierdzamy prawdziwość następującej relacji

$$P(i, t + \Delta t|k, t_0) = \sum_j P(i, t + \Delta t; k, t_0|j, t; k, t_0)P(j, t|k, t_0). \quad (5.4)$$

Przyjeliśmy, że zdarzenia  $A_i$  oraz  $B_j$  polegają na przejściu układu odpowiednio do  $i$ -tego oraz  $j$ -tego stanu z tego samego  $k$ -tego stanu początkowego. Wtedy bowiem będziemy mogli przedstawić zdarzenie  $A_i$  jako sumę wszystkich możliwych zdarzeń  $B_j$ . Istotnie, aby dowolny element zbioru  $A_i$  wyrazić jako element jego podzbioru  $B_j$  wystarczy odpowiednio dobrać przedział  $\Delta t$ .

Jeśli ograniczymy się do badania tzw. procesów markowskich, wówczas należy przyjąć założenie, iż stan chwilowy osiągnięty przez układ stochastyczny zależy wyłącznie od stanu bezpośrednio go poprzedzającego. Wobec tego występujące we wzorze (5.4) prawdopodobieństwo warunkowe nie zależy od  $k$ -tego stanu początkowego zajmowanego przez układ w chwili  $t_0$ . Pozwala to uprościć formułę (5.4) do postaci tzw. równania Smoluchowskiego (lub Kołmogorowa-Chapmana)

$$P(i, t + \Delta t|k, t_0) = \sum_j P(i, t + \Delta t|j, t)P(j, t|k, t_0). \quad (5.5)$$

Wprowadzamy teraz nowe oznaczenie prawdopodobieństwa przejścia układu ze stanu  $j$  do stanu  $i$ , proporcjonalne do czasu  $\Delta t$ , wprowadzając macierz  $A_{ij}$ , zdefiniowaną za pomocą tożsamości

$$P(i, t + \Delta t|j, t) \equiv A_{ij}\Delta t + \delta_{ij}(1 - \Delta t \sum_{\lambda} A_{\lambda j}), \quad (5.6)$$

gdzie przyjmujemy, że  $\lambda$  przebiegają ten sam zbiór liczbowy co  $j$ , zaś elementy macierzy  $A_{ij}$  mogą być funkcjami czasu. Podstawiając tę formułę do wzoru (5.5) dostajemy równanie

$$P(i, t + \Delta t | k, t_0) = \sum_j A_{ij} P(j, t | k, t_0) \Delta t + (1 - \Delta t \sum_\lambda A_{\lambda i}) P(i, t | k, t_0). \quad (5.7)$$

Następnie sumowanie po  $\lambda$  można zastąpić sumowaniem po  $j$ . Grupując wyrazy i dzieląc obie strony równania (1.7) przez  $\Delta t$  otrzymujemy związek

$$\frac{P(i, t + \Delta t | k, t_0) - P(i, t | k, t_0)}{\Delta t} = \sum_j [A_{ij} P(j, t | k, t_0) - A_{ji} P(i, t | k, t_0)]. \quad (5.8)$$

Równanie fundamentalne otrzymujemy przechodząc do granicy  $\Delta t \rightarrow 0$ . Wtedy lewa strona (1.8) sprowadza się do pochodnej prawdopodobieństwa  $P$  po czasie.

$$\frac{dP}{dt} = \sum_j [A_{ij} P(j, t | k, t_0) - A_{ji} P(i, t | k, t_0)]. \quad (5.9)$$

W przypadku gdy prawdopodobieństwo przejścia układu ze stanu początkowego do końcowego jest takie samo jak procesu odwrotnego, macierz  $A_{ij}$  jest symetryczna.

## 5.2 Metoda statystyki pełnego zliczania dla prądu

Głównym zadaniem statystyki pełnego zliczania (FCS) jest obliczanie prawdopodobieństw przejść cząstek przez bariery potencjału z uwzględnieniem możliwych poziomów energetycznych jakie układ może posiadać w obrębie warstwy stanowiącej barierę potencjału [46],[47],[49]. Bierzemy tu pod uwagę wszystkie możliwe kanały transportu z wykorzystaniem poziomów rezonansowych, a następnie wykorzystując równanie fundamentalne, znajdujemy prawdopodobieństwa poszczególnych przejść [82]. Metoda jest więc zbliżona do metody całek Feynmana.

W pracach Belziga i Nazarova [101] metoda statystyki pełnego zliczania była z powodzeniem stosowana do opisu transportu elektronów pomiędzy nadprzewodnikami. Metoda ta jest również owocna przy obliczaniu wpływu szumów śrutowych i czynników Fano na transport cząstek przez złącza tunelowe, bariery potencjału czy kropki kwantowe [54].

Ostatnio w pracy [54] podjęto zagadnienie wykorzystanie statystyki pełnego zliczania w celu znalezienia prawdopodobieństw tunelowania przez kropki kwantowe oraz tranzystory jednomolekularne. Schemat tych analiz jest oparty o równanie fundamentalne (master) dla tunelowania elektronów. W wyniku tych obliczeń

otrzymuje się kumulanty a następnie czynniki Fano mierzące odstępstwa rozkładu prawdopodobieństwa od procesów czysto poissonowskich [74].

W pracy [94] autorzy zbadali efekt tunelowania z użyciem formalizmu FCS w reprezentacji całek po trajektoriach dla systemów quasi-klasycznych. Formalizm jest oparty o model pojedynczej chaotycznej jamy kwantowej o dwóch punktowych kontaktach, a następnie przypadek ten zostaje uogólniony w celu wyznaczenia propagatorów ładunków z wybraną liczbą zliczanych pól oraz ładunków. Statystyka pełnego zliczania jest wówczas dana przez przybliżenie całek po trajektoriach w otoczeniu punktu dla którego fluktuacje ulegają stłumieniu w przybliżeniu quasi-klasycznym. W rezultacie rachunków dostajemy kumulanty prądu przepływającego przez chaotyczną jamę kwantową w reżimie tzw. gorących elektronów.

W ostatnich latach badania szumów kwantowych z wykorzystaniem FCS są intensywnie prowadzone głównie dzięki wzrastającej precyzji pomiarów mogących stanowić weryfikację modeli teoretycznych [52]. Wzrasta również zainteresowanie zastosowaniem metod statystycznych do struktur mezoskopowych głównie za sprawą roli jaką odgrywa zarówno szum termiczny jak i szum śrutowy w procesach kwantowego transportu ładunków [53]. Metoda ta jest owocna zwłaszcza w odniesieniu do przypadku gdy czynnik rozpraszający zależy od czasu. Statystyka transportu ładunków była dogłębnie analizowana w pracach Levitova i współpracowników. Wykazali oni, że FCS można wyrazić z zastosowaniem wyznaczników operatorów pojedynczych cząstek. Formuły Levitova były także stosowane dla przypadku transportu bozonów [104].

W poniższej pracy został przeanalizowany przypadek transportu elektronów przez warstwę molekularną z uwzględnieniem roli procesów super-poissonowskich, podobną metodę zastosował wcześniej Belzig do analizy tunelowania elektronów przez kropki kwantowe. Statystyka taka okazuje się być sumą niezależnych procesów Poissona, co prowadzi do wzmocnienia efektu szumów śrutowych. Uzyskane rezultaty mogą być użyteczne przy określaniu charakterystyk transportu przez molekuly i duże kropki kwantowe, jeśli tylko szum pozwala dzięki obliczeniu wyższych kumulantów na identyfikację wewnętrznej struktury poziomów niedostrzegalnej przy analizie prądów usrenionych [93].

W pracy [95] zastosowano metodę FCS dla klasy systemów nanoelektromechanicznych opisywanych przez uogólnione markowskie równanie fundamentalne. Teoria ta okazała się przydatna do określenia kumulantów dla molekuł fulerenów  $C_{60}$  w szczególności do znalezienia charakterystyk transportu i powolnego przełączania pomiędzy dwoma konkurującymi kanałami transportowymi. Osobnym ale blisko spokrewnionym zagadnieniem jest studiowanie metod FCS do opisu transportu ładunków poprzez systemy znajdujące się w polu magnetycznym i z uwzględnieniem spinu nośników [58]. W kontekście mikroskopowej odwracalności efektów dla mikro i nanosystemów badano symetrie funkcji generującej kumu-

lanty, co doprowadziło do uogólnienia twierdzenia fluktuacyjnego w transporcie kwantowym [57]. W szczególności używając własności symetrii, wyprowadzono relacje Casimira-Onsagera w przybliżeniu liniowym transporcie oraz relacje uniwersalne z użyciem współczynników transportu nieliniowego. Jednym z głównych wniosków płynących z tych rachunków jest to, iż współczynniki drugiego rzędu względem napięcia elektrycznego są ściśle powiązane z trzecim kumulantem prądu w stanie równowagowym, ta zaś okazuje się skończoną i nieparzystą funkcją pola magnetycznego obejmującego dwuzłączowe nanosystemy z określoną wewnętrzną symetrią.

Kwantowomechaniczna analiza procesów pomiaru zmiennych zależnych od czasu jest możliwa dzięki uogólnieniu konwencjonalnego formalizmu FCS stosowanego wcześniej do opisu transportu prądu stałego przez strukturę z dyskretną strukturą energetyczną. Przykładowo formalizm funkcjonałów pozwala badać systemy kwantowe z uwzględnieniem reakcji detektorów pomiarowych. W pracy [101] zdefiniowana została statystyka pełnego zlicznika, która uwzględnia macierze gęstości stanów początkowych i końcowych. Takie ujęcie pozwoliło uściślić poprzednie definicje.

Badania FCS były wykorzystywane również przy analizie efektu Josephaona oraz metod funkcji korelacyjnych (funkcji Greena) czy oddziaływań elektronowo-fononowych [102]. Wskazuje to na dużą rolę jaką odgrywają metody FCS w analizie statystycznej efektów transportu poprzez struktury nanoskopowe oraz kluczową rolę jaką odgrywają te metody w badaniach szumów w.w. struktur.

Problem fluktuacji prądu jest ostatnio źródłem intensywnych badań zarówno na gruncie fizyki teoretycznej jak i eksperymentalnej. Wynika to w głównej mierze z roli jaką odgrywa fluktuacja w nanoświecie. Jest ona bowiem tym istotniejsza dla układu im mniejsza liczba cząstek tego układu bierze udział w jego funkcjonowaniu. Opierając się na pionierskich pracach Schottky'ego oraz innych doniosłych wynikach zaprezentowanych m. in. w artykułach Khlusa, Lesovika i Büttikera [103], badania teoretyczne fluktuacji prądowych stały się bardzo obiecującym obszarem badań fizyki statystycznej. W przedstawionym poniżej modelu prezentujemy jedno z głównych osiągnięć w tej dziedzinie, mianowicie statystykę pełnego zliczania. Procedura ta pozwala obliczać funkcje korelacyjne dowolnego rzędu, jak również pozwala na ścisły opis statystyczny fluktuacji prądowych.

Ostatnio rozwinięto metody badania eksperymentalnego szumu prądowego z wykorzystaniem coraz dokładniejszych technik pomiarowych. Pozwalają one na uzyskanie nawet bogatszego źródła informacji o właściwościach przepływającego prądu niż z badań wartości średnich prądu. Dotyczy to nie tylko fluktuacji samego prądu, ale również innych wielkości, którym da się przypisać cechy przepływu, takie jak prąd spinowy lub pseudospinowy, torq spinowy czy strumień ciepła.

Szum w układach fizycznych może mieć różnorakie pochodzenie, toteż główny mechanizm odpowiedzialny za jego występowanie w dużej mierze zależy od

specyfiki danego systemu i parametrów użytych do jego opisu. W naszych rozważaniach koncentrujemy się na szumach śrutowych o ściśle kwantowej naturze. Są one obserwowane głównie w niskich temperaturach, gdzie jak wykazują dane eksperymentalne, nie zależą od niewielkich wahań temperatury, ponadto mają stałą wartość w zakresie niskich częstotliwości. Sam efekt szumu śrutowego jest konsekwencją kwantyzacji przepływającego ładunku i spinu w układzie.

Ujęcie teoretyczne szumów śrutowych w znacznym stopniu zależy od wpływu takich czynników jak oddziaływanie kulombowskie, wpływ fononów, nieuporządkowanie systemu, itp. W pewnych przypadkach możliwe jest ogólne podejście do problemu, opierające się na badaniu równania fundamentalnego, opisującego dynamikę stanów kwantowych systemu, jak również funkcji korelacyjnych, zwanych kumulantami. Opisują one korelacje prądowe dowolnego rzędu, nie tylko w układzie oddziałujących par. Co więcej mogą być one uzyskane dzięki badaniom analitycznym pojedynczej funkcji generującej. Ta właśnie procedura jest określana mianem statystyki pełnego zliczania (full counting statistics) i prowadzi do kompletnego opisu fluktuacji w systemie. W szczególności pozwala to znaleźć dominującą wartość przepływającego prądu, pierwszą funkcję korelacyjną dla zerowych częstotliwości (szum śrutowy), jak również zbadać statystykę samych fluktuacji, w zależności od tego czy mamy do czynienia z szumem Poissonowskim, super-Poissonowskim, czy sub-Poissonowskim.

Model oparty o metodę FCS został użyty do opisanego super-Poissonowskiego szumu śrutowego, dla którego czynnik Fano  $F$  dla złącza tunelowego zawierającego kropkę kwantową jest wyższy ( $F > 1$ ) niż odpowiedni czynnik  $F$  dla statystyki Poissonowskiej ( $F = 1$ ). Badamy tutaj podobny problem fluktuacji ładunku i spinu w magnetycznym złączu tunelowym z niemagnetyczną kropką kwantową, przy czym kropka jest połączona z dwiema ferromagnetycznymi elektrodami. Eksperymenty z użyciem organicznych złączy tunelowych z ferromagnetycznymi kontaktami demonstrują super-Poissonowski szum śrutowy, który dodatkowo zależy od magnetycznej polaryzacji elektrod. Przy opisie tego typu zjawisk zakłada się, że model transportu elektronów poprzez dwa dyskretne poziomy molekularne jest wystarczający do opisanego statystyki fluktuacji w układzie.

Zagadnienie spinowego szumu śrutowego dla różnych systemów było w ostatnich latach przedmiotem intensywnych badań i stało się tematem licznych publikacji. Głównym zagadnieniem poruszonym w literaturze traktującej o szumach śrutowych jest ich wpływ na parametry prądu elektrycznego.

W poniższej pracy prezentujemy model teoretyczny użyty w celu wyjaśnienia wyników badań eksperymentalnych magnetycznych złączy tunelowych zawierających molekuly organiczne. Zbadany został również wpływ fluktuacji przepływu spinu na przepływ ładunków elektrycznych. Ponadto zbadaliśmy w jaki sposób fluktuacje spinu wpływają na przepływ samych prądów spinowych. W tym celu przeanalizowaliśmy metody teoretyczne służące do opisu szumów śrutowych, w

szczególności spinowych szumów śrutowych. Wyniki tych obliczeń zostały porównane z wynikami eksperymentalnymi.

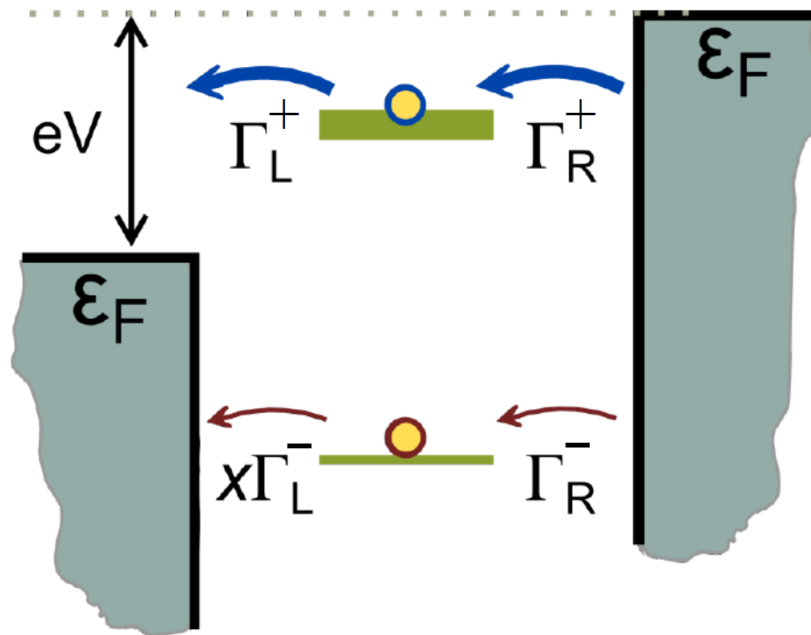
### 5.3 Model

Rozważmy transport nośników ładunku i spinu poprzez zlokalizowane stany molekularne oraz zjawisko szumu śrutowego w organicznych złączach tunelowych. W tym celu użyjemy modelu zastosowanego w pracy Belziga [87]. Podejście takie pozwala opisać podstawowe cechy tzw. super-Poissonowskiego szumu śrutowego a więc przypadek gdy czynnik Fano jest większy od jedności.

Model dotyczy struktury o dwóch lub wielu poziomach energetycznych, takiej jak molekula lub kropka kwantowa [60],[61]. Transport poprzez stany molekularne może być rozumiany jako przeskok z elektrody źródłowej poprzez barierę energetyczną do molekuli, a następnie przeskok przez drugą barierę z molekuli do elektrody drenowej [63]. Przyjmujemy ponadto, że w przypadku układu dwupoziomowego, jeden z dwóch poziomów jest na skali energii znacznie poniżej poziomu Fermiego elektrody drenowej, zaś drugi znajduje się pomiędzy poziomami Fermiego źródła i drenu. Uogólnienie modelu Belziga polega w naszym przypadku na uwzględnieniu zależnego od spinu tunelowania nośników poprzez złącza magnetyczne. W tym celu wprowadzamy prawdopodobieństwa tunelowania dla dwóch możliwych orientacji spinu, wynikające z namagnesowania złącz. Dodatkowo bierzemy pod uwagę różne prawdopodobieństwa tunelowania przez poziomy energetyczne w warstwie środkowej układu.

W rozpatrywanym poniżej przypadku badamy kropkę kwantową z dwoma dyskretnymi poziomami energetycznymi powiązanymi poprzez procesy tunelowania elektronów przepływających z prawej do lewej elektrody. Zakładamy, że bezpośrednie tunelowanie między elektrodami z pominięciem w.w. poziomów (tzw. kotunelowanie) jest zanedbywalnie małe w porównaniu z opisanym tu tunelowaniem sekwencyjnym, za pośrednictwem stanów kropki kwantowej. Ponadto oddziaływanie kulombowskie pomiędzy elektronami zlokalizowanymi w kropce jest na tyle silne, że całkowicie blokuje istnienie stanów z dwoma obsadzonymi przez elektrony poziomami. Stosujemy zatem założenie, iż stan z dwoma elektronami należy do dużej wartości energii w porównaniu z energią elektronowych oscylacji. Stanowi to uogólnienie modelu opisywanego dla przypadku dwóch złączy magnetycznych i niemagnetycznej kropki kwantowej [14].

Zakładamy także różne prawdopodobieństwa tunelowania dla elektronów o orientacji spin-góra i spin-dół poprzez kropkę pomiędzy złączami, jak również różne prawdopodobieństwa tunelowania przez poziom górny i dolny kropki. System spełniający te warunki jest przedstawiony schematycznie na rysunku 5.1. Część środkowa przedstawia układ dwupoziomowy, powiązany ze złączami od-



Rysunek 5.1: Model struktury dwupoziomowej.

powiednimi parametrami przeskoiku elektronów.

Głównym założeniem modelu jest, aby niższy poziom energii kropki znajdował się poniżej poziomu Fermiego lewej elektrody (a zarazem również prawej elektrody), tak jak to zostało przedstawione na schemacie. W temperaturze  $T=0$  nie ma więc tunelowania elektronów do którejkolwiek z elektrod, czyli złącze jest całkowicie blokowane. W temperaturze niezerowej istnieje możliwość przeskoiku do lewej elektrody, co bierzemy pod uwagę wprowadzając współczynnik  $x$ . Wynika to z faktu, iż niektóre poziomy energetyczne poniżej energii Fermiego są wówczas niezapełnione. Zakładamy, że w przypadku  $T \neq 0$  gęstość aktywowanych temperaturowo dziur w lewej elektrodzie jest relatywnie mała.

Podstawą analizy statystyki pełnego zliczenia będzie u nas równanie master skonstruowane dla molekuly przebywającej w jednym z pięciu możliwych stanów z jednym elektronem [82]. I tak pierwszy stan dotyczy obsadzenia górnego poziomu przez jeden elektron o określonej orientacji spinu (spin "górn"), drugi zaś dla takiej samej konfiguracji ale z przeciwną orientacją spinu (spin "dół"). Kolejne dwa możliwe stany dotyczą analogicznej sytuacji ale dla poziomu dolnego, piąty stan opisuje molekulę z nieobsadzonymi poziomami elektronowymi.

W celu obliczenia szumów śrutowych dla złącza w opisanym przypadku, stosujemy metodę obliczeń FCS, zaproponowaną przez Bagreetsa i Nazarova. Przede wszystkim należy znaleźć prawdopodobieństwo przebywania kropki kwantowej w jednym z możliwych stanów, które znajdujemy z równania fundamentalnego opisującego dynamikę stanów kropki. Mamy zatem następującą postać równania



master

$$\frac{dP}{dt} = \hat{M}P, \quad (5.10)$$

gdzie

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} -x\Gamma_{L\uparrow}^- & 0 & 0 & 0 & \Gamma_{R\uparrow}^- \\ 0 & -x\Gamma_{L\downarrow}^- & 0 & 0 & \Gamma_{R\downarrow}^- \\ 0 & 0 & -\Gamma_{L\uparrow}^+ & 0 & \Gamma_{R\uparrow}^+ \\ 0 & 0 & 0 & -\Gamma_{L\downarrow}^+ & \Gamma_{R\downarrow}^+ \\ x\Gamma_{L\uparrow}^- & x\Gamma_{L\downarrow}^- & \Gamma_{L\uparrow}^+ & \Gamma_{L\downarrow}^+ & -\Gamma_{R\uparrow}^+ - \Gamma_{R\downarrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^- \end{pmatrix}$$

$$P^T = (P_{-, \uparrow}, P_{-, \downarrow}, P_{-, \uparrow}, P_{-, \downarrow}, P_0). \quad (5.11)$$

Wyrażenie to przedstawia wektor, którego składowe opisują prawdopodobieństwo przebywania kropki w jednym z dopuszczalnych stanów kwantowych z jednym elektronem o spinie  $\sigma$  na górnym poziomie energetycznym, z jednym elektronem o spinie  $\sigma$  na górnym poziomie, oraz prawdopodobieństwo stanu z brakiem elektronów w kropce. Tak jak to już zostało powiedziane, stan z dwoma obsadzonymi poziomami energetycznymi ma na tyle dużą energię w związku z korelacjami obu cząstek, iż został pominięty w rozważaniach.

Elektrody są ferromagnetyczne, zatem prawdopodobieństwa tunelowania zależą od orientacji spinu elektronów. Znaki użyte przy elementach macierzy  $\hat{M}$  opisują zwiększanie lub zmniejszanie prawdopodobieństwa danego efektu tunelowego. Zgodnie z poczynionymi założeniami, czynnik  $x$  jest bardzo mały. W celu rozróżnienia pomiędzy prawdopodobieństwami tunelowania przez górny i dolny poziom z prawej elektrody, wprowadzamy różne parametry  $\Gamma_{R\sigma}^+$  oraz  $\Gamma_{R\sigma}^-$ . Rozróżnienie to wynika z różnicy kształtów orbitali elektronowych związanych z poszczególnymi stanami kropki.

Macierz  $\hat{M}$  została sparametryzowana prawdopodobieństwem tunelowania przez górny (+) oraz dolny (-) poziom energetyczny odpowiednio z lewego (L) oraz prawego (R) złącza. Tego rodzaju parametryzacja jest istotna w związku z przyjętymi wartościami poziomów Fermiego. Zależny od temperatury czynnik  $x$  odpowiada prawdopodobieństwu tunelowania przy takiej wartości energii, przy której wszystkie stany elektronowe lewej elektrody są zapełnione w temperaturze 0K. Zakładamy iż w rozważanym przypadku  $T \neq 0$  i bierzemy pod uwagę sytuację gdy gęstość aktywowanych temperaturowo dziur jest niewielka, tak że  $x \ll 1$ . W celu rozróżnienia pomiędzy prawdopodobieństwem tunelowania z prawej elektrody do górnego lub dolnego poziomu energetycznego wprowadzamy rozróżnienie oznaczeń  $\Gamma_{R\sigma}^+$  oraz  $\Gamma_{R\sigma}^-$  odpowiednio. Takie rozróżnienie wynika z różnicy kształtów poszczególnych orbitali molekularnych. Nie uwzględniamy przy tym analogicznego oznaczenia dla transportu nośników z lewej elektrody, przyjmując

iż wpływ na prawdopodobieństwo tunelowania poprzez dwa możliwe poziomy jest w tym przypadku uwzględniony parametrem  $x$ .

Pierwszym etapem analizy rozwiązań równania master jest rozwiązanie zagadnienia własnego macierzy  $\hat{Z}$ , która tym różni się od macierzy  $\hat{M}$ , iż cztery pozadiagonalne elementy ostatniego wiersza zostały pomnożone przez czynnik fazowy  $\exp(i\chi)$ . W porównaniu z macierzą  $\hat{M}$ , macierz  $Z$  zawiera zatem dodatkowy czynnik fazowy  $\exp(i\chi)$ , który pozwala wyznaczyć funkcję  $S(\chi)$  generującą prądowe funkcje korelacyjne  $t_0$  jest okresem transportu ładunku, zaś  $\Lambda_0(\chi)$  jest najniższą wartością własną macierzy  $\hat{Z}$ . Dzięki temu wartości własne  $\lambda$  stają się funkcjami zmiennej  $\chi$ , to z kolei pozwala na uzyskanie nieznikających różniczek z  $\lambda(\chi)$ . W przypadku  $x = 0$  (który odpowiada temperaturze  $T = 0$ ), z równania (5.10) otrzymujemy, że najmniejszą wartością własną macierzy  $\hat{Z}$  jest  $\Lambda_0 = 0$ . W rezultacie dla małego  $x$ ,  $x \rightarrow 0$ , możemy znaleźć rozwiązanie liniowe względem  $x$ . Mamy zatem równanie:

$$\det [\hat{Z}(\chi) - \lambda] = 0. \quad (5.12)$$

Zapiszemy je w postaci równania kwadratowego z parametrami  $b$  i  $c$ , tzn.

$$\lambda_1^2 + 2b\lambda_1 + c = 0, \quad (5.13)$$

$$b = \frac{\Gamma_{L\uparrow}^-}{2} + \frac{\Gamma_{L\downarrow}^-}{2} + \frac{(\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^-) e^{i\chi}}{2[(\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^+)(e^{i\chi} - 1) - \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^-]}, \quad (5.14)$$

$$c = \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^- \frac{(e^{i\chi} - 1)(\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)}{(\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^+)(e^{i\chi} - 1) - \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^-}. \quad (5.15)$$

Oto postać funkcji generującej w granicy małego  $T$ .

Średnia wartość prądu elektrycznego  $\bar{I}$ , oraz korelator fluktuacji prądu (odpowiadający za szum śrutowy),  $S_2$ , są wyznaczone przez dwa pierwsze kumulanty  $C_n$  ( $n = 1, 2$ ) funkcji generującej, gdzie  $S'(\chi)$  i  $S''(\chi)$  to pierwsza i druga pochodna  $S$  względem  $\chi$ . Metoda FCS pozwala również znajdować wyższe kumulanty,  $S_3$ ,  $S_4$ , itd. Na podstawie powyższych równań znajdujemy wartość średnią prądu, przyjmując jednostkę czasu  $t_0 = 0$ .

Znajdujemy też szum śrutowy, opisywany kumulantem  $S_2$ . Zastosujemy ponadto podstawienie  $\lambda = x\lambda_1$  Funkcja generująca prądowe funkcje korelacyjne jest zaś dana jako  $S(\chi) = -t_0\lambda_0(\chi)$ , gdzie  $t_0$  jest czasem transportu nośników przez strukturę, natomiast  $\lambda_0$  jest najniższą wartością własną spośród wartości  $\lambda$ . W celu znalezienia czynników Fano należy policzyć pierwsze i drugie kumulanty zdefiniowane za pomocą funkcji:

$$C_1 = iS'(\chi)_{\chi=0} = -ix\lambda_1', \quad (5.16)$$

$$C_2 = S''(\chi)_{\chi=0}. \quad (5.17)$$

Wówczas czynnik Fano jest równy:  $F = C_2/C_1$ . Biorąc pod uwagę przypadek graniczny bezspinowy, przyjmujemy iż

$$\Gamma_{L\uparrow} = \Gamma_{L\downarrow} = \Gamma_L \quad (5.18)$$

$$\Gamma_{R\uparrow} = \Gamma_{R\downarrow} = \Gamma_L. \quad (5.19)$$

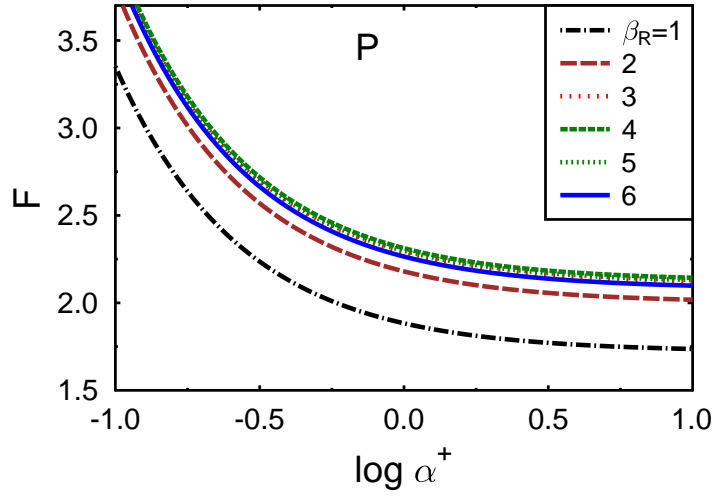
Wtedy kumulanty wynoszą  $C_1 = 2x\Gamma_L$ ,  $C_2 = 6x\Gamma_L$ , a czynnik Fano  $F = 3$ . W celu opisanego asymetrii transportu przez oba złącza wprowadzimy oznaczenia  $\alpha^\pm = \Gamma_{R\uparrow}^\pm/\Gamma_{L\uparrow}^\pm$ , natomiast asymetrię transportu w zależności od orientacji spinu opisywać będzie czynnik  $\beta_{L(R)}^\pm = \Gamma_{L(R)\uparrow}^\pm/\Gamma_{L(R)\downarrow}^\pm$  odpowiednio na lewym (L) i prawym (R) złączu, przy czym przyjmujemy że ta asymetria spinowa jest taka sama dla obu poziomów. Z kolei aby zdać sprawę z różnic pomiędzy prawdopodobieństwem tunelowania przez każdy z poziomów powołamy czynnik  $x_{L(R)} = \Gamma_{L(R)\uparrow}^+/\Gamma_{L(R)\uparrow}^-$ . W granicznym przypadku transportu niezależnego od spinu oraz od tego przez który z poziomów będą tunelować elektrony, jesteśmy w stanie odtworzyć rezultat otrzymany przez Belziga, mianowicie  $F = 3$ . W przypadku ogólniejszym należy natomiast uwzględnić wszystkie wprowadzone powyżej parametry.

Zależność  $F$  od parametru  $\alpha$  dla konfiguracji P oraz AP przy wybranych wartościach  $\beta_L$  została przedstawiona na wykresach 5.2 i 5.3 odpowiednio. Czynnik Fano okazuje się być super-Poissonowski, ponadto ulega ciągłej zmianie dla dość szerokiego zakresu parametru  $\alpha$  od  $F = 1.5$  do  $F = 3.5$  dla przyjętych wartości  $\beta_L$ . Zależność czynnika Fano od  $x_R$  dla obu konfiguracji oraz  $x_L = 1$ ,  $\beta_R = 4$  i wybranych wartości  $\beta_L$  przedstawiają rysunki 5.4 i 5.5.

Jak pamiętamy, powyższe wyniki są słuszne w granicy niskich temperatur, tak że  $x \ll 1$ .

Jeśli weźmiemy pod uwagę tunelowanie elektronów zależne od spinu, ale założymy że  $\Gamma_{R\sigma}^- = \Gamma_{R\sigma}^+$ , wówczas z równań (5.16) i (5.17) otrzymujemy wartości współczynnika F nawet większe od 3 dla dowolnie wybranych pozostałych parametrów. Zarówno szum śutowy, jak i opisujący go czynnik Fano dają się scharakteryzować za pomocą odpowiednio dobranego zestawu parametrów odnoszących się do własności symetrii poszczególnych kanałów transportu. W tym celu definiujemy opór złącza  $R_{L,R\sigma}^\pm$  dla każdego poziomu i każdego z kanałów spinowych w taki sposób, iż dany opór jest odwrotnie proporcjonalny do odpowiadającego danemu kanałowi prawdopodobieństwa tunelowania  $\Gamma_{L,R\sigma}^\pm$ .

Dla przypadku magnetycznych elektrod dokonujemy rozróżnienia pomiędzy równoległym (P) i antyrównoległym (AP) ustawieniem wzajemnym momentów magnetycznych obu elektrod. Przyjmujemy orientację spin-góra jako orientację spinów większościowych na lewej elektrodzie (t. j. przeciwnie do orientacji wektora magnetyzacji na tej elektrodzie) i założymy, że moment magnetyczny na pra-



Rysunek 5.2: Czynnik Fano w równoległym ustawieniu momentów magnetycznych w funkcji parametru  $\alpha^+$ . Pozostałe parametry to  $x_R = 0, 3$ ,  $x_L = 1$ ,  $\beta_L = 4$ ,  $\alpha^- = 0, 2$ .

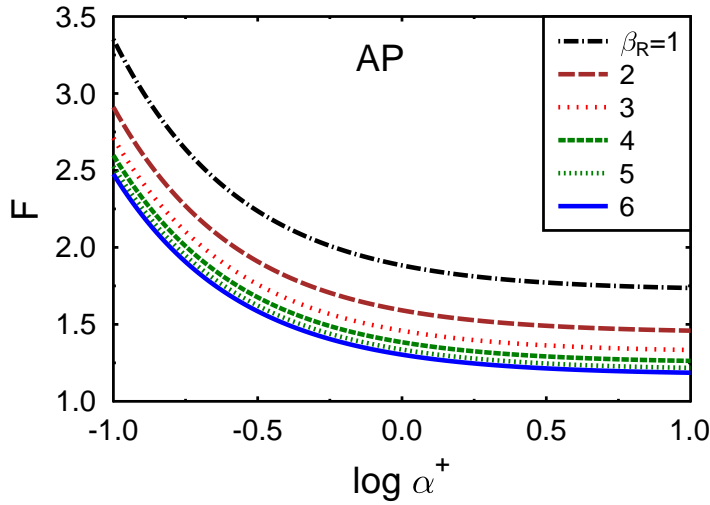
wej elektrodzie jest odwrócony dla konfiguracji AP. W rezultacie, w konfiguracji AP elektrony o orientacji spin-góra i spin-dół na prawej elektrodzie odpowiadają spinom mniejszościowym oraz większościowym odpowiednio.

Zmienność czynnika Fano wraz z parametrem  $\alpha^+$  w obu konfiguracjach i dla różnych wartości parametru  $\beta_R$  jest przedstawiona na rysunkach 5.2 i 5.3.

Na podstawie tej zależności stwierdzamy, że czynnik  $F$  ulega silnemu wzmocnieniu dla  $\alpha^+ \ll 1$  czyli dla  $R_{R\uparrow}^+ \ll R_{L\uparrow}^+$ . Dzieje się tak ponieważ elektrony o orientacji spin-góra płynące ze źródła (prawa elektroda) poprzez poziom o wysokiej energii spędzają tam względnie długi czas przed dalszym tunelowaniem do lewej elektrody, blokując zarazem transport poprzez pozostałe kanały. Po drugie czynnik  $F$  w konfiguracji P jest generalnie większy niż w stanie AP. W przypadku  $\beta_R = 1$  ustawienie równoległe jest równoważne antyrównoległemu. Prawa elektroda jest wówczas niemagnetyczna. Z kolei gdy  $\beta_R > 1$ , to czynnik  $F$  w konfiguracji P jest niższy, a w konfiguracji AP wyższy, co jest w zgodzie z wcześniejszymi obserwacjami.

Zależność czynnika Fano od parametru  $x_R$  dla obu konfiguracji magnetycznych została pokazana na rysunkach 5.3 i 5.4. Szum jest tu super-Poissonowski i czynnik  $F$  jest stosunkowo duży dla  $x_R \gg 1$  czyli dla  $R_{R\uparrow}^- \gg R_{R\uparrow}^+$ . Tu również szum jest słabszy w konfiguracji antyrównoległej.

Gdy rośnie temperatura, rośnie również parametr  $x$ , co prowadzi do zależności temperaturowej czynnika  $F$ . W rezultacie tego proste metody algebraiczne stosowane poprzednio nie mogą tu być zastosowane i musimy odwołać się do metod numerycznych, znajdując tym sposobem wartości własne macierzy  $\hat{Z}$ , następnie

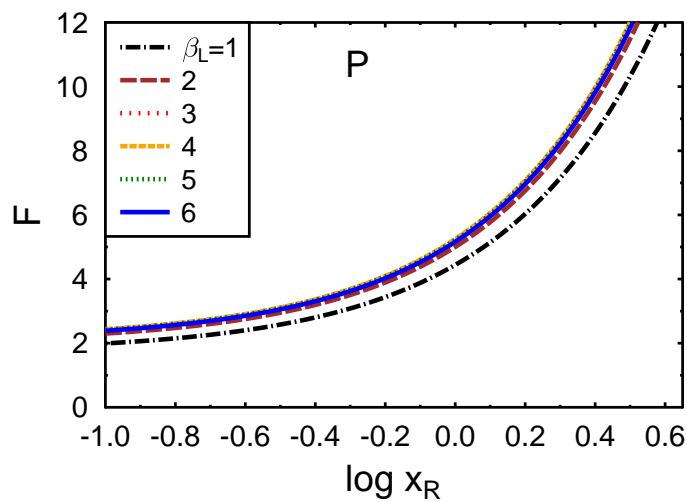


Rysunek 5.3: Czynnik Fano w antyrównoległym ustawieniu momentów magnetycznych w funkcji parametru  $\alpha^+$ . Pozostałe parametry to  $x_R = 0, 3, x_L = 1, \beta_L = 4, \alpha^- = 0.2$ .

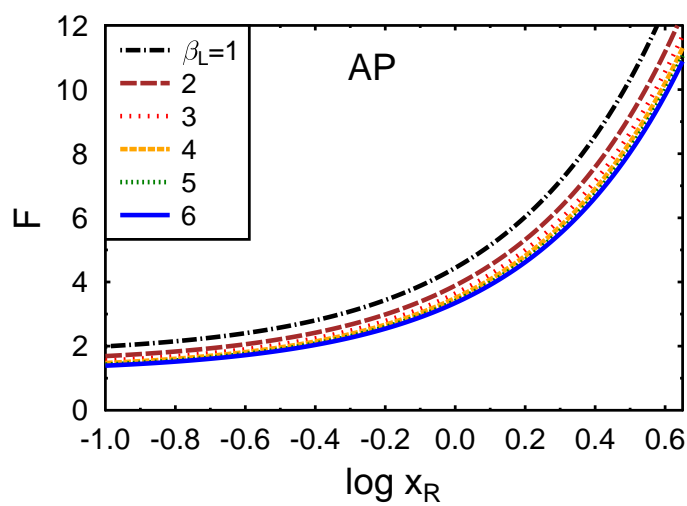
wykorzystując równanie (5.13) i biorąc najniższą wartość własną  $\lambda_0$  macierzy  $\hat{Z}$  wyznaczamy pierwsze dwa kumulanty, a zatem również czynnik  $F$  będący ich stosunkiem.

Zależność czynnika  $F$  od temperaturowego parametru  $x$  jest przedstawiona na rysunku 5.6. W granicy niskich temperatur czynnik Fano opisuje szum śrutowy dla  $x \rightarrow 0$ . Generalnie wartość  $F$  maleje wraz ze wzrostem temperatury. Jest to konsekwencją odblokowywania kanału transportu elektronów przez niższy poziom energetyczny. W rezultacie system może przejść do statystyki sub-Poissonowskiej w miarę wzrostu temperatury.

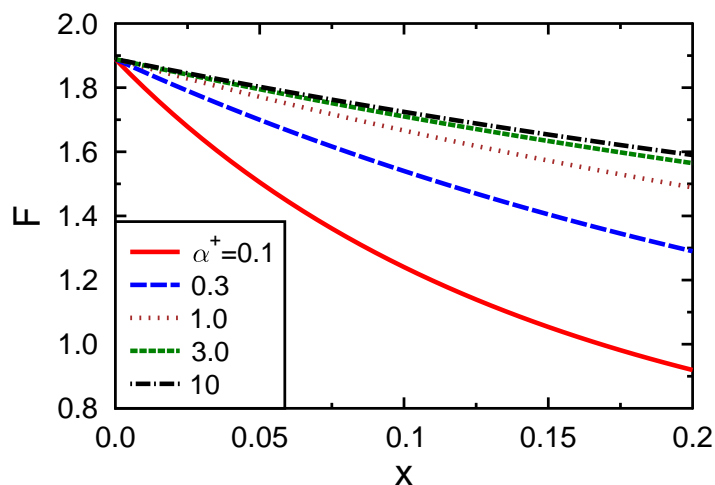
Czynnik Fano silnie rośnie wraz ze wzrostem parametru  $x_R$ . Dla odpowiednio dużych wartości  $x_R$  może osiągnąć wartość kilkudziesięciu. Z kolei dla małych wartości tego parametru, również jest niewielki. Wynika to z faktu, iż niewielkie wartości  $x_R$  wpływają na zmniejszenie parametru  $x$ . Uwzględniając najprostszy dwu-poziomowy model, dochodzimy do wniosku, że generująca funkcja  $S(\chi)$  da się przedstawić jako suma niezależnych procesów Poissona, w których ma miejsce transport  $ne$  ładunków z prawdopodobieństwem  $(1/2)^n$  gdzie  $n = 1 \dots \infty$ . Powoduje to możliwość tranportu  $ne$  ładunków dla dużego  $n$  w związku z tym, że tunelowanie elektronów z dolnego poziomu do lewego złącza jest silnie dławione przez czynnik temperaturowy postaci  $(1 - f(\varepsilon_-))$ . W rezultacie tego procesu kilka nośników może być szybko przetransportowanych przez górny poziom energetyczny, podczas gdy transport przez dolny poziom będzie zablokowany przez elektrony. Ten proces jest przyczyną superpoissonowskiego szumu i powoduje iż czynnik Fano jest większy od jedności. Opis ten da się uogólnić na system wielo-



Rysunek 5.4: Czynniki Fano w równoległym ustawieniu momentów magnetycznych w funkcji parametru  $x_R$ . Pozostałe parametry to  $\alpha^+ = \alpha^- = 1, x_L = 1, \beta_L = 4, \alpha^- = 0, 2$ .



Rysunek 5.5: Czynniki Fano w antyrównoległym ustawieniu momentów magnetycznych w funkcji parametru  $x_R$ . Pozostałe parametry to  $\alpha^+ = \alpha^- = 1, x_L = 1, \beta_L = 4, \alpha^- = 0, 2$ .



Rysunek 5.6: Czynnik Fano w funkcji parametru  $x$  w konfiguracji P dla  $\alpha^- = 0, 3$  i różnych wartości  $\alpha^+$ . Pozostałe parametry to  $x_R = 0, 3$ ,  $x_L = 1$ ,  $\beta_R = 2$ ,  $\beta_L = 4$ .

poziomowy.

W naszych rachunkach przyjęliśmy różne prawdopodobieństwa tunelowania dla górnego i dolnego poziomu. Stosując powyższy model można scharakteryzować proces transferu elektronów poprzez łańcuchy molekularne za pomocą efektu tunelowego. Opis ten da się w szczególności zastosować do stosunkowo grubych złączy w sytuacji gdy poziomy energetyczne różnych molekuł nieznacznie różnią się od siebie. Zgodnie z tym nasuwa się wniosek, iż możemy oczekiwać jednej preferowanej ścieżki transferu ładunków poprzez łańcuch molekularny za pośrednictwem wybranej liczby poziomów energetycznych. Prawdopodobieństwo analogicznego transportu za pośrednictwem innych ścieżek zanikałoby eksponencjalnie.

Uogólnienie powyższego opisu na przypadek systemu wielopoziomowego z  $N_+$  górnymi oraz  $N_-$  dolnymi poziomami energetycznymi (pogrupowanymi w dwa bloki o zbliżonym prawdopodobieństwie tunelowania) oznacza, że statystyka może ulec zmianie w taki sposób, iż czynnik Fano  $F = (1 + p)/(1 - p)$ , gdzie  $p = N_+/(N_+ + N_-)$ . I tak, obierając  $p = 1/2$  otrzymujemy  $F = 3$ . W przypadku systemu wielopoziomowego osiągalna jest także wartość  $F = 2$  przy  $p = 1/3$  co oznacza, że  $N_- = 2N_+$  czyli dolny poziom jest dwukrotnie zdegenerowany, zaś górny jest niezdegenerowany. Z kolei zakładając jednakowe prawdopodobieństwo tunelowania dla obu orientacji spinów elektronów dostajemy  $p = 1/2$  i ponownie  $F = 3$ .

W naszych obliczeniach przyjęliśmy różne prawdopodobieństwa tunelowania przez poszczególne poziomy energetyczne. Założenie to istotnie modyfikuje

czynniki Fano, gdyż prawdopodobieństwo transportu  $ne$  nośników zawiera dodatkowo czynnik wagowy typu  $(\Gamma_R^-/\Gamma_R^+)^n$  co oznacza, że prawdopodobieństwo tunelowania elektronu z prawego złącza do górnego poziomu nie jest już równe  $1/2$ . Oznacza to, iż transfer elektronów do górnego poziomu nie może być już tak szybki. To z kolei częściowo wygasza superpoissonowski proces rozumiany jako suma procesów poissonowskich z udziałem wielu nośników.

W przypadku transportu elektronów przez łańcuchy molekularne, różnice energii poziomów różnych molekuł oznaczają skok potencjału na złączu. Ponadto na skutek nieuporządkowania w układzie pojawiają się fluktuacje potencjału. Oznacza to, iż proces tunelowania pomiędzy poziomami molekularnymi jest możliwy tylko na skutek emisji i absorpcji odpowiednich fononów. Jeśli zaś istnieje preferowana ścieżka transportu elektronów, wówczas wracamy do Poissonowskiej wartości czynnika Fano  $F = 1$ . Przytoczmy szczegółową postać współczynników  $C_1$  i  $C_2$  :

$$C_1 = x \frac{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^- (\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)}{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-}. \quad (5.20)$$

Z kolei biorąc przejście graniczne  $\chi \rightarrow 0$ , otrzymujemy współczynnik  $C_2$  w postaci:

$$C_2 = \frac{x}{b} \left( \frac{c''}{2} - \frac{b'c'}{b} + \frac{(c')^2}{4b^2} \right). \quad (5.21)$$

Ten współczynnik także możemy przepisać w rozwiniętej formie, wyrażonej poprzez prawdopodobieństwa tunelowania przez dwa poziomy energetyczne z uwzględnieniem orientacji spinu tunelujących cząstek:

$$\begin{aligned} C_2 = & x \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^- (\Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{R\uparrow}^-) \\ & \times \left( \frac{\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^- + 2(\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^+)}{(\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^-)(\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-)} + 2 \frac{(\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^-)(\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)}{(\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)(\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-)^2} \right) \\ & - 2x \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^- (\Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{R\uparrow}^-) \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^- \frac{(\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)(\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)}{(\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-)^3}. \end{aligned}$$

Ze stosunku kumulantów  $C_2/C_1$  otrzymujemy analityczną postać czynnika Fano w rozpatrywanym przypadku.

## 5.4 Prąd spinowy

Skonstruujmy matematyczny model transportu nośników spinu poprzez wielowarstwową strukturę zawierającą dwa poziomy energetyczne, uwzględniając różnicę pomiędzy prądem elektrycznym a prądem spinowym. Posłużymy się metodą



statystyki pełnego zliczania. W tym celu rozważymy równanie master zawierające następującą macierz:

$$\hat{\mathbf{M}} = \begin{pmatrix} -x\Gamma_{L\uparrow}^- & 0 & 0 & 0 & \Gamma_{R\uparrow}^- \\ 0 & -x\Gamma_{L\downarrow}^- & 0 & 0 & \Gamma_{R\downarrow}^- \\ 0 & 0 & -\Gamma_{L\uparrow}^+ & 0 & \Gamma_{R\uparrow}^+ \\ 0 & 0 & 0 & -\Gamma_{L\downarrow}^+ & \Gamma_{R\downarrow}^+ \\ x\Gamma_{L\uparrow}^- e^{i\chi} & x\Gamma_{L\downarrow}^- e^{-i\chi} & \Gamma_{L\uparrow}^+ e^{i\chi} & \Gamma_{L\downarrow}^+ e^{-i\chi} & -\Gamma_{R\uparrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^+ - \Gamma_{R\downarrow}^- \end{pmatrix}.$$

Od poprzedniej postaci (5.11) różni się ono znakami w wykładnikach eksponent w ostatnim wierszu (poprzednio wszystkie występowały ze znakiem +). Postępując podobnie jak poprzednio, rozwiązujemy zagadnienie własne tej macierzy. Bierzemy tu pod uwagę możliwość przeskoków elektronów przez lewe złącze, tak że prąd spinowy może być traktowany jak różnica strumieni elektronów przechodzących przez kanały spinowe o przeciwnych orientacjach spinu. Pozostałe rachunki są prowadzone analogicznie jak poprzednio. Prowadzi do następującego równania:

$$(\Gamma_{L\uparrow}^- + \lambda_1)(\Gamma_{L\downarrow}^- + \lambda_1)[\Gamma_{R\downarrow}^+(e^{-i\chi} - 1) + \Gamma_{R\uparrow}^+(e^{i\chi} - 1) - \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^-] \quad (5.22) \\ + e^{-i\chi}(\Gamma_{L\uparrow}^- + \lambda_1)\Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + e^{i\chi}(\Gamma_{L\downarrow}^- + \lambda_1)\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^- = 0.$$

Odwołując się do równania (5.13) wyznaczamy nową postać współczynników  $c$  oraz  $2b$ :

$$c = \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^- \frac{e^{-i\chi}(\Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^-) + e^{i\chi}(\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^-) - \Gamma_{R\downarrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^-}{\Gamma_{R\downarrow}^+(e^{-i\chi} - 1) + \Gamma_{R\uparrow}^+(e^{i\chi} - 1) - \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^-}. \quad (5.23)$$

$$2b = \Gamma_{L\uparrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- + \frac{\Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- e^{-i\chi} + \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^- e^{i\chi}}{\Gamma_{R\downarrow}^+(e^{-i\chi} - 1) + \Gamma_{R\uparrow}^+(e^{i\chi} - 1) - \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^-} \quad (5.24)$$

W przypadku granicznym  $\chi \rightarrow 0$  współczynnik  $c$  także będzie dążył do zera, zaś współczynnik  $b$  wyniesie

$$b = \frac{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-}{2(\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)}. \quad (5.25)$$

W celu wyznaczenia pierwszych i drugich kumulantów, a w rezultacie współczynników Fano dla rozpatrywanego procesu będziemy potrzebowali także postaci pierwszych i drugich pochodnych po  $\chi$  dla współczynników (5.14) i (5.15). Odpowiednie rachunki prowadzą do następującego wyniku, który także przytoczymy dla przypadku granicznego  $\chi \rightarrow 0$

$$b'(\chi = 0) = \frac{i}{2(\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)^2} [(\Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- - \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-)(\Gamma_{R\uparrow}^- \\ + \Gamma_{R\downarrow}^-) + (\Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-)(\Gamma_{R\downarrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^+)], \quad (5.26)$$

$$c'(\chi = 0) = \frac{i\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^-}{\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-} (\Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^- - \Gamma_{R\uparrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^-). \quad (5.27)$$

Do wyznaczenia wartości  $C_2$  będziemy jeszcze potrzebować drugiej pochodnej współczynnika  $c$  po zmiennej  $\chi$ . Wielkość tę także podamy w rozważanym przypadku granicznym. Mamy wówczas:

$$\begin{aligned} c''(\chi = 0) \frac{(\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-)^2}{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^-} &= \Gamma_{R\downarrow}^+ \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^+ \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- \\ &+ \Gamma_{R\uparrow}^+ \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\uparrow}^+ \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{R\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + 2\Gamma_{R\downarrow}^+ \Gamma_{R\downarrow}^+ - 2\Gamma_{R\downarrow}^+ \Gamma_{R\uparrow}^+ \\ &+ 2\Gamma_{R\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^+ - 2\Gamma_{R\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^+ - 2\Gamma_{R\uparrow}^+ \Gamma_{R\downarrow}^+ + 2\Gamma_{R\uparrow}^+ \Gamma_{R\uparrow}^- - 2\Gamma_{R\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^+ + 2\Gamma_{R\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^+. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Pierwszy kumulant  $C_1$  wyraża się poprzez powyższe współczynniki w następujący sposób

$$C_1 = ix \frac{c'}{2b}. \quad (5.29)$$

Zapisując tę wielkość przez prawdopodobieństwa tunelowania dostajemy

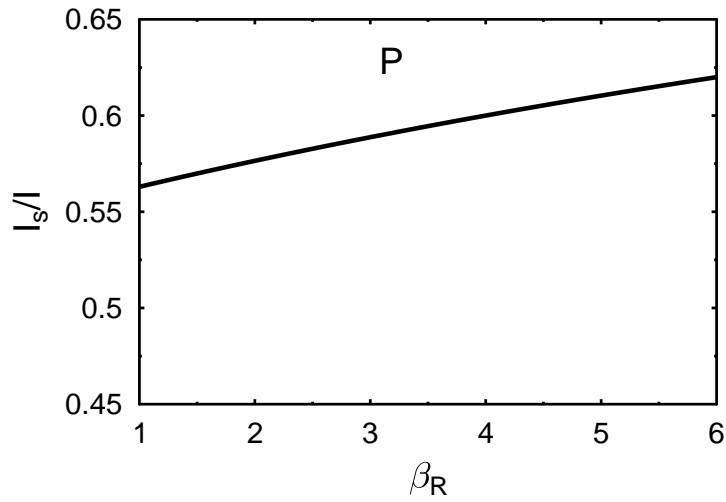
$$C_1 = x \frac{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^- (\Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^- - \Gamma_{R\downarrow}^+ - \Gamma_{R\downarrow}^-)}{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-}. \quad (5.30)$$

Możemy zauważyć, że wynik ten różni się od postaci funkcji  $C_1$  danej wzorem (5.20). Wskazuje to na różnicę pomiędzy prądem spinowym oraz elektrycznym prądem tunelowym przepływającym przez rozpatrywaną strukturę.

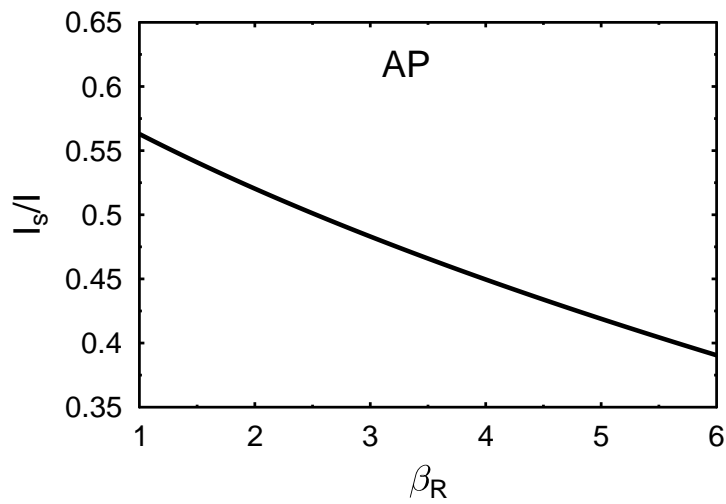
Wykorzystując ponownie formułę (5.21) mamy teraz następującą postać funkcji  $C_2$ :

$$\begin{aligned} C_2 &= \frac{2x\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^-}{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-} \quad (5.31) \\ &\times \frac{1}{2} (\Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{R\uparrow}^+ + \Gamma_{R\uparrow}^-) + (\Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^- - \Gamma_{R\uparrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^-) \frac{\Gamma_{R\downarrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^+}{\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-} \\ &\left[ \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- - \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^- + (\Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-) \frac{\Gamma_{R\downarrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^+}{\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-} \right] \frac{\Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^- - \Gamma_{R\uparrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^-}{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-} \\ &- \Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{L\downarrow}^- (\Gamma_{R\uparrow}^- + \Gamma_{R\downarrow}^-) \left( \frac{\Gamma_{R\downarrow}^+ + \Gamma_{R\downarrow}^- - \Gamma_{R\uparrow}^+ - \Gamma_{R\uparrow}^-}{\Gamma_{L\uparrow}^- \Gamma_{R\downarrow}^- + \Gamma_{L\downarrow}^- \Gamma_{R\uparrow}^-} \right)^2. \end{aligned}$$

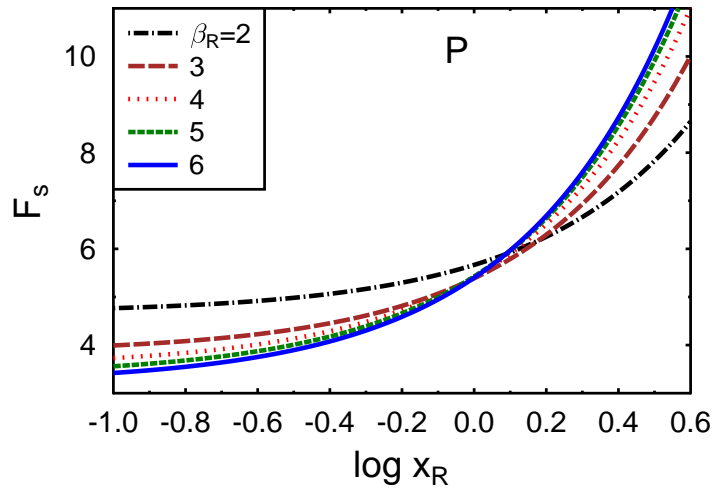
Również w tym przypadku dzieląc przez siebie kumulanty  $C_2$  i  $C_1$ , możemy uzyskać końcową wartość czynnika Fano.



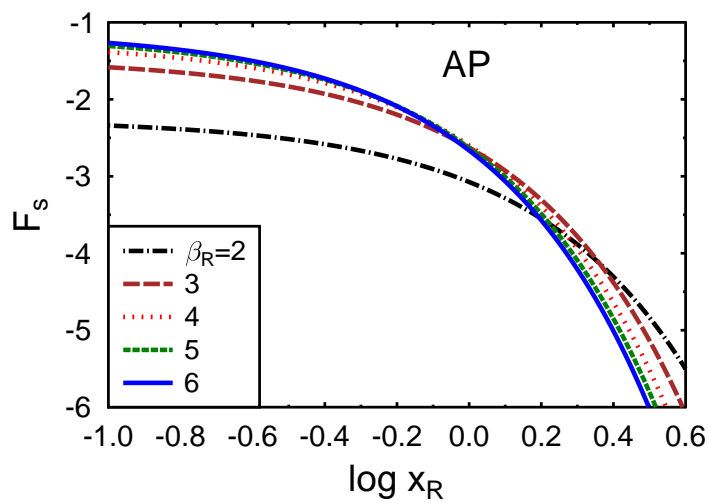
Rysunek 5.7: Polaryzacja spinowa prądu  $I_S/I$  jako funkcja  $\beta_R$  w konfiguracji P dla  $x_R = 0,3, x_L = 1, \alpha^+ = 0,3, \alpha^- = 0,2$  i  $\beta_L = 4$ .



Rysunek 5.8: Polaryzacja spinowa prądu  $I_S/I$  jako funkcja  $\beta_R$  w konfiguracji AP dla  $x_R = 0,3, x_L = 1, \alpha^+ = 0,3, \alpha^- = 0,2$  i  $\beta_L = 4$ .



Rysunek 5.9: Spinowy czynnik Fano  $\beta_R$  w konfiguracji P jako funkcja  $x_R$  dla  $\alpha^+ = \alpha^- = 1$ ,  $x_L = 1$  i  $\beta_L = 4$ .



Rysunek 5.10: Spinowy czynnik Fano  $\beta_R$  w konfiguracji AP jako funkcja  $x_R$  dla  $\alpha^+ = \alpha^- = 1$ ,  $x_L = 1$  i  $\beta_L = 4$ .

## 5.5 Porównanie wyników teoretycznych z eksperymentem

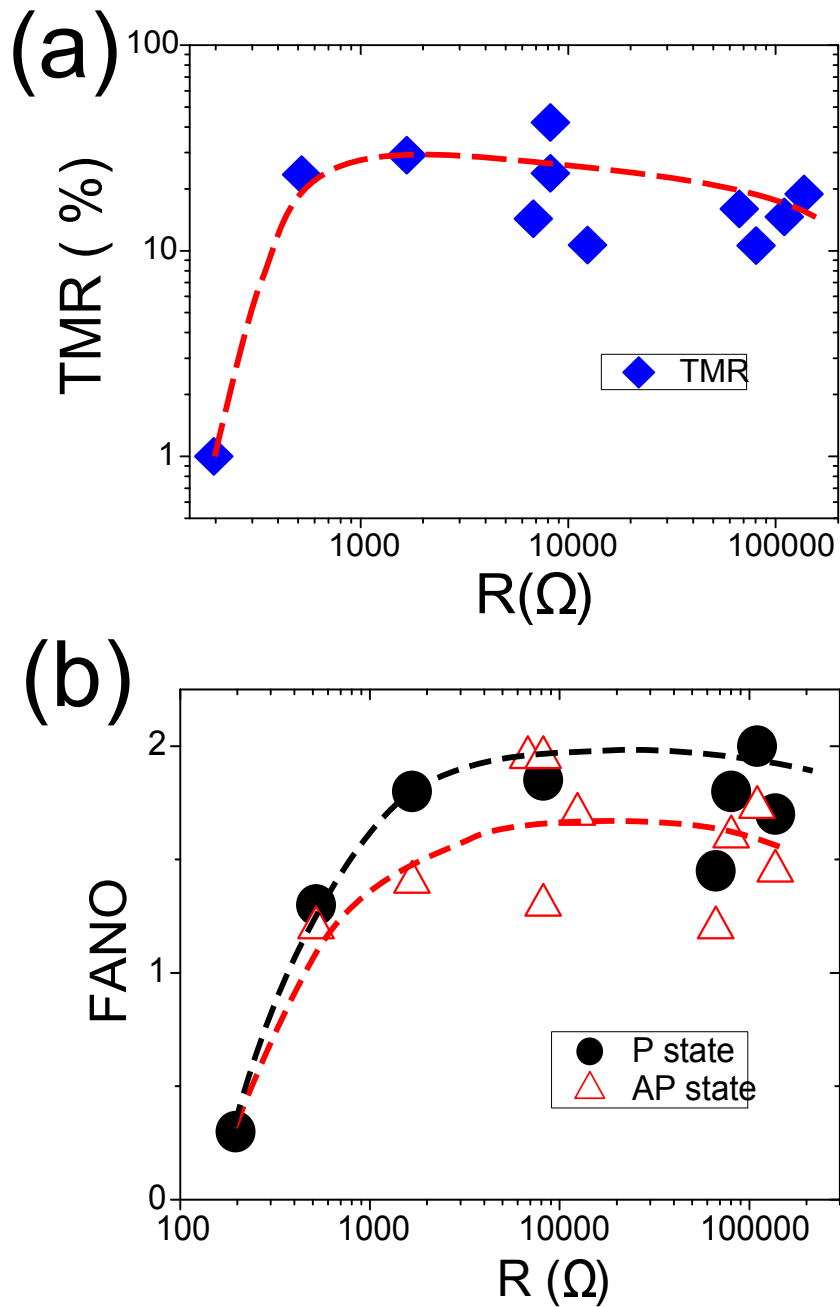
Pomiary eksperymentalne szumów śrutowych wykonywane były w magnetycznych złączach tunelowych z barierami w postaci warstw molekularnych zawierających związek organiczny peryleno-terakarboxylo-dwuhydrat (PTCDA). Grubość warstwy molekularnej dochodziła do 5 nm. Pomiary szumów śrutowych wykonane były w temperaturze 0.3 K pod napięciem sięgającym 10 mV. Dokładny opis przeprowadzonych eksperymentów wraz z metodami pomiarowymi znajduje się w publikacji [99].

We wspomnianych eksperymentach zmierzone zostały zarówno sum śrutowy (wraz z czynnikiem Fano) jak również magnetoopór tunelowy (TMR). W oparciu o to pojęcie znajdujemy względną różnicę pomiędzy oporami złącz w antyrównoległej oraz równoległej konfiguracji magnetycznej. Jak to zostało przedstawione na wykresie 4.7 a) złącze z materiału organicznego wykazuje efekt TMR w zakresie od 10% do 40%, przy najniższej wartości TMR obserwowanej dla próbek bez PTCDA, gdzie bariera tunelowa składa się z warstwy  $\text{AlO}_x$  o grubości 1.2 nm. Wartości eksperymentalne TMR są zgodne z modelem teoretycznym dla parametru  $\beta_R \simeq 1.6$ . Należy zauważyć, iż zakres efektu TMR przedstawiony na rysunku jest przedstawiony jako funkcja oporu złącza pod niskim napięciem w stanie P. Poprzednie pomiary uwzględniały w przybliżeniu eksponencjalną zależność oporu złącza od grubości materiału PTCDA.

Pomiary szumu śrutowego przejawiają cechę tunelowania ze statystyką super-Poissonowską z czynnikiem Fano mieszczącym się w przedziale od 1.5 do 2 w przypadku gdy bariera zawiera warstwę PTCDA. Próbką kontrolną bez tej warstwy (lecz z warstwą bariery tunelowej  $\text{AlO}_x$  o grubości 1.2 nm) wykazuje najniższy opór oraz najniższy czynnik Fano o wartości  $F=0.3$  odpowiadającej statystyce sub-Poissonowskiej, co jest zachowaniem spodziewanym dla metali o strukturze nieuporządkowanej.

W rezultacie wspomnianych wyników dochodzimy do wniosku, że sub-Poissonowski szum śrutowy obecny w układach zawierających warstwy organiczne wynika głównie z efektu tunelowania poprzez stany dyskretne. Zmierzone czynniki Fano w obu konfiguracjach magnetycznych przedstawione zostały na rysunku 4.7 b dla złącz pod napięciem 3-10 mV. Wyniki także zostały przedstawione jako funkcje oporu złącz. Można zauważyć, iż czynniki Fano w stanie AP są mniejsze niż w stanie P.

W celu prowadzenia obliczeń odnoszących się do przedstawionych danych doświadczalnych, zaproponowano teoretyczny model opierający się o efekt tunelowania elektronów przez system z dwoma poziomami energetycznymi. Uwzględniając, iż sub-Poissonowski szum śrutowy pojawia się głównie przy wyższych



Rysunek 5.11: Magnetoopór tunelowy organicznych magnetycznych złącz tunelowych z barierami PTCDA przy różnych grubościach materiału PTCDA zaczynając od grubości 0 nm do 5 nm przedstawione jako funkcje oporu elektrycznego układu. Pomiary wykonano w temperaturze 10 K stosując napięcie 1 mV. (b) Czynniki Fano w stanach P oraz AP jako funkcja oporu organicznych złącz tunelowych zmierzona w temperaturze  $T=0.3$  K i uśredniona dla napięcia w zakresie 3-10 mV. Przerwane linie należy traktować jako linie pomocnicze.

napięciach, taki model dwupoziomowego układu da się wykorzystać do opisu stanów na interfejsach PTCDA pod napięciem. Istotnie, wyniki eksperymentalne można zarówno ilościowo jak i jakościowo wyjaśnić w oparciu o model zależnego od spinu transportu elektronów poprzez oddziałujący system dwupoziomowy, tak jak to zostało powyżej przedstawione.

W celu wstępnych obliczeń odnoszących się do zaobserwowanych eksperymentalnie wyników dla czynnika Fano w stanie AP (który średnio jest wtedy równy  $F = 1.5$ ) który jest mniejszy niż w stanie P, wykonano obliczenia numeryczne oparte na powyższym modelu. W celu dopasowania do danych eksperymentalnych dobrane zostały parametry odtwarzające wartości czynników Fano w obu konfiguracjach.

## 5.6 Podsumowanie

W rozdziale tym przedstawiłem zagadnienie analizy transportu elektronów poprzez zlokalizowane stany molekularne. Ponadto został uwzględniony wpływ szumu śrutowego na transport ładunków obdarzonych spinem poprzez złącza tunelowe molekularne, np. zbudowane z materiałów organicznych. W celu przestudowania natury tzw. super-poissonowskiego szumu śrutowego w powyższej strukturze wykorzystany został model użyty w pracy [93]. W modelu tym bada się transport poprzez dwu lub kilku-poziomowe studnie potencjału takie jak kropki kwantowe czy warstwy molekularne. Tunelowanie elektronów przez takie systemy rozumiemy jako przeskok ładunku najpierw z elektrody źródłowej do warstwy molekularnej poprzez barierę potencjału, a następnie przeskok z warstwy molekularnej poprzez drugą barierę do elektrody drenu. W modelu wykorzystaliśmy założenie, iż jeden z dwóch poziomów energetycznych jest na skali energetycznej poniżej poziomu Fermiego elektrody drenu, zaś drugi poziom znajduje się pomiędzy poziomami Fermiego obu elektrod. Zakładamy ponadto silną korelację elektronową w obszarze molekularnym [85].

Uogólnienie podejścia zaprezentowanego w pracy [93] ma związek z zależnym od spinu tunelowaniem elektronów poprzez warstwę molekularną znajdującą się pomiędzy złączami magnetycznymi. W związku z tym użyte zostało rozróżnienie prawdopodobieństw tunelowania ładunków od orientacji niesionego przez nie spinu. Poziomy energetyczne w obszarze warstwy molekularnej zostały sparametryzowane jedną z dwóch możliwych orientacji spinu, co również wpływa na prawdopodobieństwo tunelowania elektronów. Transport w takim systemie został opisany z użyciem formalizmu statystyki pełnego zliczania. W tym celu rozwiązane zostało stosowne równanie fundamentalne z wykorzystaniem prawdopodobieństw przebywania molekuł w jednym z możliwych stanów.

Uogólnienie modelu dwupoziomowego do przypadku struktury magnetycznej ma istotny wpływ na zakres szumów pojawiających się w układzie. W szczególności odkryliśmy, że w takim przypadku czynnik Fano systemu może być superpoissonowski, a jego wartość może ulegać zmianie w zależności od zmian amplitud prawdopodobieństwa tunelowania. W przypadku struktury niemagnetycznej i jednakowego prawdopodobieństwa tunelowania poprzez górny i dolny poziom energetyczny, potwierdziliśmy wartość czynnika Fano uzyskanego w pracy [93], wynosi on wówczas  $F = 3$ . Ponadto przedyskutowaliśmy prawdopodobieństwo tunelowania obdarzonych spinem cząstek poprzez łańcuchy molekularne i relatywnie grube złącza tunelowe w sytuacji gdy energia poziomów różnych molekuł nie jest dokładnie taka sama. W takim przypadku czynnik Fano ma wartość zbliżoną do  $F = 1$ , co odpowiada przypadkowi statystyki poissonowskiej.



## Rozdział 6

# Zakończenie i perspektywa dalszych badań

W rozprawie przedstawiłem analizę teoretyczną podstawowych własności transportu ładunków elektrycznych oraz spinów przez jedno i dwu-barierowe złącza tunelowe z poziomami rezonansowymi, stanowiącymi tzw. rezonansowe diody tunelowe (RTD). Uwzględniono również rolę polaryzacji spinowej oraz akumulacji spinowej w warstwach centralnych diody. Przeanalizowałem wpływ pola magnetycznego na strukturę widmową materiałów półprzewodnikowych użytych w RTD. Głównym celem tych badań był teoretyczny opis podstawowych własności takich struktur z punktu widzenia możliwości przewodzenia prądów elektrycznych jak również prądów spinowych.

Wyzaczyłem charakterystyki prądowo napięciowe diody z uwzględnieniem wpływu orientacji spinowej nośników na efekt tunelowy. Wyznaczone zostały główne charakterystyki transportu, ze szczególnym uwzględnieniem prawdopodobieństwa efektu tunelowego, a następnie przeanalizowana rola selektywnego ze względu na orientację spinu transportu nośników przez badane struktury. Obliczenia te stanowią zaplecze teoretyczne badań eksperymentalnych prowadzonych w ostatnich latach. Wyniki są zgodne z wnioskami publikowanymi równolegle w pracach badawczych (część tych prac podałem w bibliografii).

W dalszej części rozprawy wyznaczyłem najważniejsze własności szumów śrutowych pojawiających się przy transporcie ładunków i spinów w strukturach w których ilość nośników jest niewielka. Obliczenia wykonano z uwzględnieniem zależności prawdopodobieństwa efektu tunelowego od parametrów struktury oraz widma energetycznego poziomów energetycznych wewnątrz studni potencjału. Wyznaczone zostały współczynniki Fano oraz podstawowe charakterystyki tunelowania w zależności od względnego ustawienia momentów magnetycznych w zewnętrznych oraz centralnych warstwach struktury. Uwzględniono dodatkowo wpływ orientacji spinowej elektronów przepływających przez układ, oraz wyzna-

czono czynniki Fano także w tym przypadku. W szczególności te ostatnie rachunki stanowią rozwinięcie poprzednich prac w których analizowano szum śrutowy w zależności od struktury energetycznej centralnej warstwy jak również od orientacji momentów magnetycznych [14]. W tym przypadku również dane eksperymentalne dotyczące szumu śrutowego potwierdzają przewidywania teoretyczne zarówno w przypadku słabej jak i silnej relaksacji spinowej. Głównym celem rachunków było uzyskanie zależności czynników Fano od symetrii układu, tzn. od parametrów opisujących zależność efektu tunelowego od energii poziomów rezonansowych, orientacji spinu nośników oraz konfiguracji momentów magnetycznych na złączach.

W dalszej części pracy przedstawiłem analizę transportu ładunków przez struktury zawierające centralną warstwę molekularną lub kropki kwantowe. Wykorzystana w tym celu została metoda statystyki pełnego zliczania. W rezultacie otrzymane zostały kumulanty i zależne od spinu czynniki Fano dla konkretnego przypadku przez strukturę zawierającą pięć możliwych stanów w warstwie centralnej. Należy się spodziewać, że analiza wyników opartych na tej metodzie będzie istotna zarówno przy teoretycznych jak i eksperymentalnych badaniach transportu przez struktury z organicznymi warstwami centralnymi.

Analiza dalszych prac poświęcona zarówno zjawiskom szumów przy przepływie prądów elektrycznych i spinowych jak i własności tunelowe wielowarstwowych złącz magnetycznych z pewnością będą stanowić istotny element badań w fizyce ciała stałego w nadchodzących latach. Zamierzam śledzić postęp jaki dokonuje się w tej dziedzinie, jak również czynnie uczestniczył w przyszłych pracach poświęconych tej tematyce.

## 6.1 Wnioski z pracy

- Na podstawie analizy efektów tunelowych w dwubarierowych złączach tunelowych magnetycznych stwierdzamy możliwość efektywnego wpływu kształtu studni potencjału, natężenia pola magnetycznego oraz zewnętrznego potencjału na prawdopodobieństwo transmisji ładunków poprzez rezonansowy poziom energetyczny w obszarze studni.
- Istnieje ścisła zależność pomiędzy możliwością tunelowania cząstek przez struktury takie jak rezonansowe diody tunelowe a orientacją ich spinu względem zewnętrznego pola magnetycznego.
- Stwierdzamy istnienie polaryzacji spinowej prądu płynącego przez dwubarierowe złącza magnetyczne z poziomami rezonansowymi, a wraz z nią możliwość indukowanej magnetyzacji obszaru studni potencjału. W rezultacie różnych prawdopodobieństw tunelowania cząstek w zależności od orientacji ich spinu, w układach RTD występuje zjawisko akumulacji spinowej.
- W oparciu o model dwupoziomowy kropek kwantowych stwierdzamy, że funkcja generująca  $S$  może być przedstawiona jako suma niezależnych procesów Poissona transportu  $n$  ładunków z prawdopodobieństwem  $(1/2)^n$  dla  $n = 1 \dots \infty$ .
- Opisany został efekt tunelowania elektronów przez łańcuch molekularny ze stosunkowo grubymi złączami, w przypadku gdy energie poziomów różnych molekuł nie są takie same.
- Przewidziane zostało istnienie jednej optymalnej ścieżki transferu elektronów przez łańcuch molekularny z wykorzystaniem określonej liczby poziomów energetycznych, tak że prawdopodobieństwo transportu ładunków z wykorzystaniem innych ścieżek maleje eksponencjalnie.

## 6.2 Spis publikacji

Wyniki przedstawione w niniejszej rozprawie zostały opublikowane w następujących pracach:

1. J. P. Cascales, D. Herranz, F. G. Aliev, T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, A. Duluard, M. Hehn, C. Tiusan. Controlling shot noise in double-barrier magnetic tunnel junctions. *Physical Review Letters*, Vol. 109, 066601 (2012).
2. T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, J. P. Cascales, F. G. Aliev. Shot noise in magnetic double-barrier tunnel junctions. *Physical Review B*, Vol. 87, 155406 (2013).
3. J. P. Cascales, L. Martin, A. Duluard, M. Hehn, C. Tiusan, T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, F. G. Aliev. Shot noise in double barrier epitaxial magnetic tunnel junctions. *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 49, 4347-4350 (2013).
4. J. P. Cascales, J.-Y. Chong, I. Martinez, M.-T. Lin, T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, F. G. Aliev. Superpoissonian shot noise in organic magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, Vol. 105, 233302 (2014).
5. T. Szczepański, V. K. Dugaev. Electrons in a semiconductor quantum well of the magnetic tunneling structure. *Acta Physica Polonica A*, Vol. 128, 222-224 (2015).
6. S. Wolski, T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, B. Landgraf, T. Slobodskyy, W. Hansen. Spin and charge transport in double-junction Fe/MgO/GaAs/MgO/Fe heterostructures. *Journal of Applied Physics*, Vol. 117, 043908 (2015).
7. T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, I. Martinez, J. P. Cascales, J.-Y. Hong, M.-T. Lin, F. G. Aliev. Shot noise in magnetic tunneling structures with two-level quantum dots. *Physical Review B*, Vol. 94, 235429 (2016).

## 6.3 Uczestnictwo w konferencjach naukowych

1. T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, Resonant tunneling in a semiconductor nanostructure with spin polarized injector, XXXVII International School on the Physics of Semiconducting Compounds, Jaszowiec 7–13 czerwca 2008 (poster).
2. T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, Spin accumulation and magnetic interactions in multilayer nanostructures, International Conference: „Coherence and Correlations in Nanosystems”, Ustroń 5-10 września 2008 (poster).
3. T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, Spin accumulation and magnetic interactions in a magnetic resonance tunneling diode, Spintech Kraków - Fifth International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology, 7-11 lipca 2009 (poster).
4. T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, Transmission of electrons through graphene nanoribbon in a two-dimensional semiconductor structure, European Materials Research Society, Fall Meeting, Warszawa, 14-18 września 2009 (poster).
5. T. Szczepański, V. K. Dugaev, Resonant tunneling diode with the magnetization of injector or quantum well, European Materials Research Society, Fall Meeting, Warszawa 13-17 września 2010 (poster).
6. T. Szczepański, V. K. Dugaev, Edge states and the spin splitting in graphene nanoribbons, Joint European Magnetic Symposia, Kraków 23-28 sierpnia 2010 (poster).
7. T. Szczepański, Topologiczna kwantowa zmiana fazy w rozszerzonym modelu spinowym Kitaeva, V Rzeszowska Konferencja Młodych Fizyków na Uniwersytecie Rzeszowskim w 2010 roku (oral, praca została wyróżniona nagrodą za najlepszą prezentację na Konferencji).
8. T. Szczepański, Zastosowania teorii toposów w mechanice kwantowej, VII Rzeszowska Konferencja Młodych Fizyków na Uniwersytecie Rzeszowskim w 2012 roku (oral).
9. T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, F. G. Aliev, Controlling shot noise in double barrier magnetic tunnel junctions, 4th Conference on Quantum Metrology 2013, Poznań (poster).

10. T. Szczepański, V. K. Dugaev, J. Barnaś, F. G. Aliev, Full counting statistics and superpoissonian shot noise in a magnetic tunneling structure, 43rd „Jaszowiec” International School and Conference on the Physics of Semiconductors, 7-12 czerwca 2014, Wisła (poster).
11. T. Szczepański, V. K. Dugaev, Resonant tunneling in a semiconductor structure, The Eleventh International School on Theoretical Physics "Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter SSPCM 2014", Rzeszów, September 1-6, 2014 (poster).
12. T. Szczepański, V.K. Dugaev, J. Barnaś. Charge and spin current fluctuations in magnetic tunnel junctions with organic molecules. 12th International School on Theoretical Physics “Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter SSPCM 2016”, Rzeszów, September 5-10, 2016 (poster)

## 6.4 Bibliografia

1. J. Barnaś, A. Fert. Magnetoresistance oscillations due to charging effects in double ferromagnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* 80, 1058 (1998)
2. N. V. Hung, F. Mazzamuto, A. Bournel, P. Dollfus. Resonant tunneling diode based on graphene/h-BN heterostructure. *J. Phys. D: Appl. Physics* 45, 325104 (2012).
3. A. Saffarzadeh, R. Daqiq. Quantum size effects on spin-tunneling time in a magnetic resonant tunneling diode. *J. Appl. Phys.* 106, 084308 (2009).
4. I. Goychuk, P. Hanggi. Quantum two-state dynamics driven by stationary non-Markovian discrete noise: Exact results. *Chem. Phys.* 324, 160 (2006).
5. J.M.L. Figueiredo, C. N. Ironside, C. R. Stanley. Electric field switching in a resonant tunneling diode electroabsorption modulator. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 37, 1547 - 1552 (Dez. 2001).
6. J. M. L. Figueiredo, A. R. Boyd, C. R. Stanley, C. N. Ironside, S. G. McMeekin, A. M. P. Leite. Optical modulation at around 1550 nm in a InGaAlAs optical waveguide containing a InGaAs/AlAs resonant tunnelling diode. *Appl. Phys. Lett.*, 75, 3443 - 3445 (1999).
7. J. M. L. Figueiredo, C. R. Stanley, A. R. Boyd, C.N. Ironside. Optical modulation in a resonant tunneling relaxation oscillator. *Appl. Phys. Lett.* 74, 1197 - 1199 (1999).
8. J. M. L. Figueiredo, C. N. Ironside, C. R. Stanley. Ultra-low voltage resonant tunnelling diode electroabsorption modulator. *Journal Modern Optics*, 49, 5, 939 - 945 (Abri 2002).
9. M. Kilgour, D. Segal, Tunneling diodes under environmental effects. *J. Phys. Chem. C*, 119, 25291 (2015).
10. Ya. M. Blanter, M. B. Büttiker. Shot noise in mesoscopic conductors. *Phys. Rep.* 336, 1 (2000).
11. B. R. Bułka, J. Martinek, G. Michałek, J. Barnaś. Shot noise in ferromagnetic single electron tunneling devices. *Phys.Rev. B* 60, 12246 (1999).
12. Y. Tserkovnyak, A. Brataas. Shot noise in ferromagnet–normal metal systems. *Phys. Rev. B* 64, 214402 (2001).

13. R. López, D. Sánchez. Nonequilibrium spintronic transport through an artificial Kondo impurity: conductance, magnetoresistance, and shot noise. *Phys. Rev. Lett.* 90, 116602 (2003).
14. A. Cottet, W. Belzig, C. Bruder. Positive cross correlations in a three-terminal quantum dot with ferromagnetic contacts. *Phys. Rev. Lett.* 92, 206801 (2004).
15. H. Birk, M. J. M. de Jong, C. Schönberger. Shot-noise suppression in the single-electron tunneling regime. *Phys. Rev. Lett.* 75, 1610 (1995).
16. F. M. Souza, A. P. Jauho, J. C. Egues. Spin-polarized current and shot noise in the presence of spin flip in a quantum dot via nonequilibrium Green's functions. *Phys. Rev. B* 78, 155303 (2008).
17. A. L. Chudnovskiy, J. Swiebodzinski, A. Kamenev. Spin-torque shot noise in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* 101, 066601 (2008).
18. Y. Yamauchi, K. Sekiguchi, K. Chida, T. Arakawa, S. Nakamura, K. Kobayashi, T. Ono, T. Fujii, R. Sakano. Evolution of the Kondo effect in a quantum dot probed by shot noise. *Phys. Rev. Lett.* 106, 176601 (2011).
19. G. Iannaccone, G. Lombardi, M. Macucci, and B. Pellegrini. Enhanced shot noise in resonant tunneling: theory and experiment. *Phys. Rev. Lett.* 80, 1054 (1998).
20. S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, See-Hun Yang. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers. *Nature Materials* 3, 862-867 (2004).
21. S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, K. Ando. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. *Nature Materials* 3, 868-871 (2004).
22. W. Han, K. Pi, K. M. McCreary, Y. Li, J. J. I. Wong, A. G. Swartz, R. K. Kawakami. Tunneling spin injection into single layer graphene. *Phys. Rev. Lett.* 105, 167202 (2010).
23. Y. Fukuma, L. Wang, H. Idzuchi, S. Takahashi, S. Maekawa, Y. Otani. Giant enhancement of spin accumulation and long-distance spin precession in metallic lateral spin valves. *Nature Materials* 10, 527-531 (2011).
24. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, B. J. van Wees. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Phys. Rev. B* 62, R4790(R) (2000).



25. A. Fert, H. Jaffrès. Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor. *Phys. Rev. B* 64, 184420 (2001).
26. R. Guerrero, F. G. Aliev, Y. Tserkovnyak, T. S. Santos, J. S. Moodera. Shot noise in magnetic tunnel junctions: evidence for sequential tunneling. *Phys. Rev. Lett.* 97, 266602 (2006).
27. A. Gokce, R. Stearrett, E. R. Nowak, C. Nordman. *Fluctuation and noise letters* 10, 381 (2011).
28. R. Guerrero, D. Herranz, F. G. Aliev, F. Greullet, C. Tiusan, M. Hehn and F. Montaigne. High bias voltage effect on spin-dependent conductivity and shot noise in carbon-doped Fe(001)MgO(001)Fe(001) magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* 91, 132504 (2007).
29. T. Arakawa, K. Sekiguchi, S. Nakamura, K. Chida, Y. Nishihara, D. Chiba, K. Kobayashi, A. Fukushima, S. Yuasa, and T. Ono. Sub-Poissonian shot noise in CoFeB/MgO/CoFeB-based magnetic tunneling junctions. *Appl. Phys. Lett.* 98, 202103 (2011).
30. K. Liu, K. Xia, G. E. W. Bauer. Shot noise in magnetic tunnel junctions from first principles. *Phys. Rev. B* 86, 020408(R) (2012).
31. T. Nozaki, N. Tezuka, K. Inomata. Quantum oscillation of the tunneling conductance in fully epitaxial double barrier magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* 96, 027208 (2006).
32. Y. Wang, Z. Y. Lu, X. G. Zhang, X. F. Han. First-principles theory of quantum well resonance in double barrier magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* 97, 087210 (2006).
33. C. Tiusan, F. Greullet, M. Hehn, F. Montaigne, S. Andrieu, A. Schuhl. Spin tunnelling phenomena in single-crystal magnetic tunnel junction systems. *J. Phys. Cond. Matter.* 19, No. 16, (2007).
34. J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, A. Schuhl. Interlayer magnetic coupling interactions of two ferromagnetic layers by spin polarized tunneling. *Phys. Rev. Lett.* 89, 107206 (2002); *Err. Phys. Rev. Lett.* 89, 189902 (2002).
35. D. Herranz, F. G. Aliev, C. Tiusan, M. Hehn, V. K. Dugaev, J. Barnaś. Tunneling in double barrier junctions with “hot spots”. *Phys. Rev. Lett.* 105, 047207 (2010).

36. L. Berger. Multilayer configuration for experiments of spin precession induced by a dc current. *J. Appl. Phys.* 93, 7693 (2003).
37. A. Vedyayev, N. Ryzhanova, B. Dieny, N. Strelkov. Resonant spin-torque in double barrier magnetic tunnel junctions. *Phys. Lett. A* 355, 243–246 (2006).
38. I. Theodonis, A. Kalitsov, N. Kioussis. Enhancing spin-transfer torque through the proximity of quantum well states. *Phys. Rev. B* 76, 224406 (2007).
39. L. Davidovich. Sub-Poissonian processes in quantum optics. *Rev. Mod. Phys.* 68, 127 (1996).
40. M. Chshiev, D. Stoeffler, A. Vedyayev, K. Ounadjela. Magnetic diode effect in double-barrier tunnel junctions. *Europhys. Letters* 58, 257 (2002); *J. Magn. Magn. Mater.* 240, 146 (2002).
41. V. Nam Do, P. Dollfus, V. Lien Nguyen. Shot noise in resonant tunneling diodes using the non-equilibrium Green's functions calculation. *J. Comput. Electron.* 6, 125 (2007).
42. S. Hershfield, J. H. Davies, P. Hyldgaard, C. J. Stanton, J. W. Wilkins. Zero-frequency current noise for the double-tunnel-junction Coulomb blockade. *Phys. Rev. B* 47, 1967 (1993).
43. C. W. J. Beenakker, M. Buttiker. Suppression of shot noise in metallic diffusive conductors. *Phys. Rev. B* 46, 1889(R) (1992).
44. G. X. Du, S. G. Wang, Q. L. Ma, Yan Wang, R. C. C. Ward, X.-G. Zhang, C. Wang, A. Kohn, X. F. Han. Spin-dependent tunneling spectroscopy for interface characterization of epitaxial Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B* 81, 064438 (2010).
45. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.* 76, 323 (2004).
46. A. V. Lebedev, G.B. Lesovik, G. Blatter. Optimal non-invasive measurement of Full Counting Statistics by a single qubit. *Phys. Rev. B* 93, 115140 (2016).
47. P. Hofer, A. Clerk. Negative full counting statistics arise from interference effects. *Phys. Rev. Lett.* 116, 013603 (2016).

48. G. Guarnieri, C. Uchiyama, B. Vacchini. Energy backflow and non-Markovian dynamics. *Phys. Rev. A* 93, 012118 (2016).
49. B. K. Agarwalla, J.-H. Jiang, D. Segal. Full counting statistics of vibrationally-assisted electronic conduction: transport and fluctuations of the thermoelectric efficiency. *Phys. Rev. B* 92, 245418 (2015).
50. D. A. Ivanov, I. P. Levkivskyi. Fermionic full counting statistics with smooth boundaries: from discrete particles to bosonization. *EPL* 113, 17009 (2016).
51. Y. Utsumi. Full counting statistics of information content in the presence of Coulomb interaction. *Phys. Rev. B* 92, 165312 (2015).
52. G. Struebi, W. Belzig, T. L. Schmidt, C. Bruder. Full counting statistics of Majorana interferometers. *Physica E* 74, 489 (2015).
53. T. L. van den Berg, F. Brange, P. Samuelsson. Energy and temperature fluctuations in the single electron box. *New J. Phys.* 17, 075012 (2015).
54. K. Kaasbjerg, W. Belzig. Full counting statistics and shot noise of cotunneling in quantum dots and single-molecule transistors. *Phys. Rev. B* 91, 235413 (2015).
55. D. E. Liu, A. Levchenko, R. M. Lutchyn. Majorana zero modes choose Euler numbers – revealed by full counting statistics. *Phys. Rev. B* 92, 205422 (2015).
56. D. Sokolovski, J. Siewert, L.M. Baskin. Symmetry-assisted resonance transmission of identical particles. *Phys. Rev. A* 93, 012705 (2016).
57. Y. Utsumi, T. Taniguchi. Fluctuation theorem for a small engine and magnetization switching by spin torque. *Phys. Rev. Lett.* 114, 186601 (2015).
58. G.-M. Tang, J. Wang. Full-counting statistics of charge and spin transport in the transient regime: A nonequilibrium Green's function approach. *Phys. Rev. B* 90, 195422 (2014).
59. S. T. Carr, P. Schmitteckert, H. Saleur. Full counting statistics in the not-so-long-time limit. *Phys. Scr.* T165, 014009 (2015).
60. H. Soller, A. Komnik. Full counting statistics of interacting quantum dots contacted by a normal metal and a superconductor. *EPL* 106, 37009 (2014).

61. I. Klich. A note on the Full Counting Statistics of paired fermions. *J. Stat. Mech.* P11006 (2014).
62. Y. Utsumi, O. Entin-Wohlman, A. Aharony, T. Kubo, Y. Tokura. Fluctuation theorem for heat transport probed by a thermal electrode. *Phys. Rev. B* 89, 205314 (2014).
63. C.-C. Chien, M. Di Ventra, M. Zwolak. Landauer, Kubo, and microcanonical approaches to quantum transport and noise: a comparison and implications for cold-atom dynamics. *Phys. Rev. A* 90, 023624 (2014).
64. I. A. Khovanov, N. A. Khovanova. Numerical simulations versus theoretical predictions for a non-Gaussian noise induced escape problem in application to full counting statistics. *Phys. Rev. B* 89, 085419 (2014).
65. R. S. Souto, A. Levy Yeyati, A. Martín-Rodero, R. C. Monreal. Dressed tunneling approximation for electronic transport through molecular transistors. *Phys. Rev. B* 89, 085412 (2014).
66. O. Malkoc, C. Bergenfeldt, P. Samuelsson. Full Counting Statistics of generic spin entangler with quantum dot-ferromagnet detectors. *Europhys. Letters* 105, 47013 (2014).
67. M. Silaev, T. T. Heikkilä, P. Virtanen. Lindblad equation approach for the full counting statistics of work and heat in driven quantum systems. *Phys. Rev. E* 90, 022103 (2014).
68. U. Mordovina, C. Emary. Full counting statistics of random transition-rate matrices. *Phys. Rev. E* 88, 062148 (2013).
69. B. Buca, T. Prosen. Exactly solvable counting statistics in weakly coupled open interacting spin systems. *Phys. Rev. Lett.* 112, 067201 (2014).
70. A. Komnik, G. W. Langhanke. Full counting statistics of persistent current. *Phys. Rev. B* 90, 165107 (2014).
71. V. F. Maisi, D. Kambly, C. Flindt, J. P. Pekola. Full counting statistics of Andreev tunneling. *Phys. Rev. Lett.* 112, 036801 (2014).
72. H.-B. Xue. Full counting statistics as a probe of quantum coherence in a side-coupled double quantum dot system. *Annals of Physics* 339, 208-217 (2013).
73. V. Eisler. Universality in the full counting statistics of trapped fermions. *Phys. Rev. Lett.* 111, 080402 (2013).

74. D. Kambly, C. Flindt. Time-dependent factorial cumulants in interacting nano-scale systems. *J. Comput. Electron.* 12, 331 (2013).
75. C. Xu, M. G. Vavilov. Full counting statistics of photons emitted by double quantum dot. *Phys. Rev. B* 88, 195307 (2013).
76. J. Y. Luo, J. Hu, X. L. Lang, Y. Shen, X.-L. He, H. J. Jiao. Conditional spin counting statistics as a probe of Coulomb interaction and spin-resolved bunching. *Phys. Lett. A* 378, 892-898 (2014).
77. V. Eisler, Z. Racz. Full counting statistics in a propagating quantum front and random matrix spectra. *Phys. Rev. Lett.* 110, 060602 (2013).
78. L. Fricke, M. Wulf, B. Kaestner, V. Kashcheyevs, J. Timoshenko, P. Nazarov, F. Hohls, P. Mirovsky, B. Mackrodt, R. Dolata, T. Weimann, K. Pierz, H. W. Schumacher. Counting statistics for electron capture in a dynamic quantum dot. *Phys. Rev. Lett.* 110, 126803 (2013).
79. Y. Utsumi, O. Entin-Wohlman, A. Ueda, A. Aharony. Full-counting statistics for molecular junctions: Fluctuation theorem and singularities. *Phys. Rev. B* 87, 115407 (2013).
80. C. Flindt, J. P. Garrahan. Trajectory phase transitions, Lee-Yang zeros, and high-order cumulants in full counting statistics. *Phys. Rev. Lett.* 110, 050601 (2013).
81. R. Süsstrunk, D. A. Ivanov. Free fermions on a line: asymptotics of the entanglement entropy and entanglement spectrum from full counting statistics. *EPL* 100, 60009 (2012).
82. T. Yuge, T. Sagawa, A. Sugita, H. Hayakawa. Geometrical pumping in quantum transport: quantum master equation approach. *Phys. Rev. B* 86, 235308 (2012).
83. R. Hussein, S. Kohler. Coherent quantum ratchets driven by tunnel oscillations: fluctuations and correlations. *Phys. Rev. B* 86, 115452 (2012).
84. G. Schaller, T. Krause, T. Brandes, M. Esposito. Single electron transistor strongly coupled to vibrations: counting statistics and fluctuation theorem. *New J. Phys.* 15, 033032 (2013).
85. D. A. Ivanov, A. G. Abanov. Characterizing correlations with full counting statistics: classical Ising and quantum XY spin chains. *Phys. Rev. E* 87, 022114 (2013).

86. G. C. Levine, M. J. Bantegui, J. A. Burg. Full counting statistics in a disordered free fermion system. *Phys. Rev. B* 86, 174202 (2012).
87. A. D. Lorenzo. Full counting statistics of weak measurement. *Phys. Rev. A* 85, 032106 (2012).
88. C. Emary, R. Aguado. Quantum versus classical counting in non-Markovian master equations. *Phys. Rev. B* 84, 085425 (2011).
89. D. Bernard, B. Doyon. Full counting statistics in the resonant-level model. *J. Math. Phys.* 53, 122302 (2012).
90. R. Sakano, A. Oguri, T. Kato, S. Tarucha. Full counting statistics for SU(N) impurity Anderson model. *Phys. Rev. B* 83, 241301(R) (2011).
91. S. T. Carr, D. A. Bagrets, P. Schmitteckert. Full counting statistics in the self-dual interacting resonant level model. *Phys. Rev. Lett.* 107, 206801 (2011).
92. J. Łopuszański, A. Pawlikowski. *Fizyka statystyczna* (PWN, Warszawa, 1969).
93. W. Belzig. Full counting statistics of super-Poissonian shot noise in multi-level quantum dots. *Phys. Rev. B* 71, 161301(R) (2005).
94. S. Pilgram, A. N. Jordan, E. V. Sukhorukov, M. Büttiker. Stochastic path integral formulation of full counting statistics. *Phys. Rev. Lett.* 90, 206801 (2003).
95. C. Flindt, T. Novotny, A.-P. Jauho. Full counting statistics of nano-electromechanical systems. *Europhys. Letters* 69, 475-481 (2005).
96. J. Ling. *Resonant Tunneling Diodes: Theory of Operation and Applications*. Y 14627 (1999).
97. A. Slobodskyy, C. Gould, T. Slobodskyy, C. R. Becker, G. Schmidt, L. W. Molenkamp. Voltage-controlled spin selection in a magnetic resonant tunneling diode. *Phys. Rev. Lett.* 90, 246601 (2003).
98. C. Kittel. *Wstęp do fizyki ciała stałego* (PWN, Warszawa, 1998).
99. P. Hofer, A. Clerk. Negative full counting statistics arise from interference effects. *Phys. Rev. Lett.* 116, 013603 (2016).
100. H. Haug, A.P. Jauho. *Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors* (Springer, Berlin, 1996).

101. Yu. V. Nazarov, M. Kindermann. Full counting statistics of a general quantum mechanical variable. *Eur. Phys. J. B* 35, 413 (2003).
102. D. F. Urban, R. Avriller, and A. Levy Yeyati. Nonlinear effects of phonon fluctuations on transport through nanoscale junctions. *Phys. Rev. B* 82, 121414(R) (2010).
103. V. I. Kozub, A. M. Rudin. Shot noise in the mesoscopic 2D diffusive systems in the limit of strong electron-electron scattering. *Phys. Rev. B* 52, 7853 (1995).
104. I. Klich. Full counting statistics. An elementary derivation of Levitov's formula. *JETP Lett.* 58, 230 (1993).
105. J. P. Cascales, I. Martínez, F. Katmis, C.-Z. Chang, R. Guerrero, J. S. Mo-  
odera, and F. G. Aliev. Band structure of topological insulators from noise  
measurements in tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* 107, 252402 (2015).
106. J. Sinova et al. Universal intrinsic spin-Hall effect. *Phys. Rev. Lett.* 92,  
126603 (2004).

## Spis rysunków

Rys. 2.1. Model wielowarstwowej struktury złącz półprzewodnikowych. str. 21

Rys. 2.2. Zależność położenia poziomu energetycznego  $E_0$  od  $U$  dla różnych wartości szerokości bariery  $d$ . Wyniki obliczeń są poprawne jedynie dla  $E_0 < U$ . str. 22

Rys. 2.3. Prawdopodobieństwo  $|\psi|^2(E)$  dla różnych poziomów energetycznych  $U$  w przypadku gdy  $U < E_0$ . str. 22

Rys. 2.4. Położenie poziomu energetycznego  $E_{\uparrow}$  w funkcji pola magnetycznego w temperaturze  $T = 4.2$  K dla różnych szerokości barier  $d$ . str. 25

Rys 2.5. Struktura wielowarstwowego układu półprzewodników z warstwą środkową stanowiącą studnię potencjału. str 27

Rys. 2.6. Struktura wielowarstwowa półprzewodników znajdujących się pod napięciem zewnętrznym. str. 27

Rys. 2.7. Indukowana prądem magnetyzacja jako funkcja napięcia dla  $\mu = U_0 - 2$  meV and  $d = 1.2$  nm. str. 38

Rys. 2.8. Indukowana prądem magnetyzacja jako funkcja napięcia dla  $\mu = U_0 - 2$  meV and  $d = 1.3$  nm. str. 38

Rys. 3.1. Czynniki Fano w konfiguracji P. Przypadek bez sprzężenia spin-orbita. str. 52

Rys. 3.2. Czynniki Fano w konfiguracji AP1. Przypadek bez sprzężenia spin-orbita. str. 53

Rys. 3.3. Czynniki Fano w konfiguracji AP2. Przypadek bez sprzężenia spin-orbita. str. 53

Rys. 4.1. Czynniki Fano w konfiguracji magnetycznej P. Przypadek ze sprzężeniem spin-orbita. str. 58

Rys. 4.2. Czynniki Fano w konfiguracji magnetycznej AP1. Przypadek ze sprzężeniem spin-orbita. str. 59



Rys. 4.3. Czynn timer Fano w konfiguracji magnetycznej AP2. Przypadek ze sprzężeniem spin-orbita. str. 59

Rys. 4.4. Czynn timer TMR w funkcji  $\log\alpha$  w konfiguracji AP2. str. 61

Rys. 4.5. Zależność oporu oraz czynn timer Fano  $F$  od stanów magnetycznych próbki. str. 62

Rys. 4.6. Dopasowanie wyników teoretycznych do eksperymentalnych szumu śrutowego. str. 63

Rys. 5.1. Model struktury dwupoziomowej. str. 72

Rys. 5.2. Czynn timer Fano w równoległym ustawieniu momentów magnetycznych w funkcji parametru  $\alpha^+$ . Pozostałe parametry to  $x_R = 0, 3, x_L = 1, \beta_L = 4, \alpha^- = 0, 2$ . str. 76

Rys. 5.3. Czynn timer Fano w antyrównoległym ustawieniu momentów magnetycznych w funkcji parametru  $\alpha^+$ . Pozostałe parametry to  $x_R = 0, 3, x_L = 1, \beta_L = 4, \alpha^- = 0, 2$ . str. 77

Rys. 5.4. Czynn timer Fano w równoległym ustawieniu momentów magnetycznych w funkcji parametru  $x_R$ . Pozostałe parametry to  $\alpha^+ = \alpha^- = 1, x_L = 1, \beta_L = 4, \alpha^- = 0, 2$ . str. 78

rys 5.5 Czynn timer Fano w antyrównoległym ustawieniu momentów magnetycznych w funkcji parametru  $x_R$ . Pozostałe parametry to  $\alpha^+ = \alpha^- = 1, x_L = 1, \beta_L = 4, \alpha^- = 0, 2$ . str. 78

Rys. 5.6. Czynn timer Fano w funkcji parametru  $x$  w konfiguracji P dla  $\alpha^- = 0, 3$  i różnych wartości  $\alpha^+$ . Pozostałe parametry to  $x_R = 0, 3, x_L = 1, \beta_R = 2, \beta_L = 4$ . str. 79

Rys. 5.7. Polaryzacja spinowa prądu  $I_S/I$  jako funkcja  $\beta_R$  w konfiguracji P dla  $x_R = 0, 3, x_L = 1, \alpha^+ = 0, 3, \alpha^- = 0, 2i\beta_L = 4$ . str. 83

Rys. 5.8. Polaryzacja spinowa prądu  $I_S/I$  jako funkcja  $\beta_R$  w konfiguracji AP dla  $x_R = 0, 3, x_L = 1, \alpha^+ = 0, 3, \alpha^- = 0, 2i\beta_L = 4$ . str. 83

Rys. 5.9. Spinowy czynn timer Fano  $\beta_R$  w konfiguracji P jako funkcja  $x_R$  dla  $\alpha^+ = \alpha^- = 1, x_L = 1$  i  $\beta_L = 4$ . str. 84

Rys. 5.10. Spinowy czynnik Fano  $\beta_R$  w konfiguracji AP jako funkcja  $x_R$  dla  $\alpha^+ = \alpha^- = 1$ ,  $x_L = 1$  i  $\beta_L = 4$ . str. 84

Rys. 5.11. Magnetoopór tunelowy organicznych magnetycznych złącz tunelowych z barierami PTCDA przy różnych grubościach materiału PTCDA zaczynając od grubości 0 nm do 5 nm przedstawione jako funkcje oporu elektrycznego układu. str. 86.