

Національна академія наук України
Інститут монокристалів

Москалець Михайло Васильович

УДК 538.935

**НЕСТАЦІОНАРНИЙ КВАНТОВИЙ ТРАНСПОРТ
В МЕЗОСКОПІЧНИХ СИСТЕМАХ**

01.04.02 – теоретична фізика

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Харків – 2007

Дисертацією є рукопис

Робота виконана в Національному технічному університеті “Харківський політехнічний інститут” Міністерства освіти і науки України

Офіційні опоненти:

Доктор фізико-математичних наук, член-кор. НАН України

Омельяничук Олександр Миколайович

Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна
НАН України, завідувач відділу

Доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

Кручинин Сергій Павлович

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України,
провідний науковий співробітник

Доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

Філь Дмитро Вячеславович

Інститут монокристалів НАН України, провідний науковий
співробітник

Захист відбудеться “_16_” січня 2008 р. о 14 годині на засіданні
спеціалізованої вченої ради

Д 64.169.01 при Інституті монокристалів НАН України.

Адреса: 61001, м. Харків, пр. Леніна, 60.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Інституту
монокристалів НАН України за адресою: м.Харків, пр. Леніна, 60.

Автореферат розісланий “_28_” __11__ 2007 р.

Вчений секретар

спеціалізованої вченої ради

канд. фіз.-мат. наук

Добротворська М.В.

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Останнім часом значно підвищився інтерес до теоретичного та експериментального вивчення транспортних явищ у штучно виготовлених мікроскопічних структурах, що проявляють квантові властивості. Це квантові точки, кільця, квантові точкові контакти тощо. Такі структури є перспективними для створення електронних пристроїв нового покоління, що базуються на використанні специфічних квантово-механічних законів і маніпулюють окремими квантовими частинками (наприклад, електронами). Однією з найважливіших вимог до таких структур є збереження фазової когерентності носіїв струму, що накладає певні обмеження на робочі температури та міру зовнішньої дії на такі структури. Останнє обмеження робить дуже перспективним використання височастотного поля (характерна енергія кванта при частотах $\Omega_0 \sim 2\pi \times 10^9$ Гц дорівнює всього $\hbar\Omega_0 \sim 0.05$ °K) з метою контрольованого управління когерентними квантовими станами таких мікроструктур.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дослідження проводились у НТУ “ХПІ” згідно з планами держбюджетних НДР, у межах таких тем: “Структура і властивості тонкоплівкових конденсованих систем з екстремальними параметрами” (план фундаментальних робіт Міністерства освіти та науки України, № д/р 0100U001688, 2001-2002); “Дослідження наноструктурованих плівок та композицій на їх основі” (план фундаментальних робіт Міністерства освіти та науки України, № д/р 0103U001534, 2003-2005); “Дослідження структури і фізичних властивостей конденсованих плівок та наноструктурованих систем на їх основі” (план фундаментальних робіт Міністерства освіти та науки України, № д/р 0106U001509, 2006-2008), в яких автор брав участь як виконавець.

Мета і задачі дослідження.

Об'єктом дослідження є нестационарний квантовий транспорт у фазово-когерентних структурах.

Предметом дослідження є квантовий ефект насоса, тобто генерування постійного струму мезоскопічним зразком, властивості якого періодично змінюються у часі, за відсутності напруги.

Метою дослідження є розробка базованої на матриці розсіювання теорії фазово-когерентного транспорту в мезоскопічних провідних системах, визначення механізму квантового генерування струму та дослідження властивостей генерованого струму.

Для досягнення поставленої мети у роботі було поставлено і вирішено такі задачі:

– Розвинути теорію нестационарного квантового транспорту за умов значної за величиною і періодичної у часі варіації властивостей (параметрів) провідника.

– Дослідити механізм виникнення постійного струму у мезоскопічних провідниках з періодично-змінними у часі параметрами.

– Проаналізувати вплив зовнішніх параметрів (таких, як магнітне поле, температура, напруга тощо) на генерований струм у відкритій та замкненій системах та порівняти його властивості з властивостями струму в аналогічних системах за стаціонарних умов.

Метод дослідження: Для вирішення поставлених теоретичних задач був застосований метод матриці розсіювання, якому притаманна фізична прозорість у формулюванні задач, методі їх вирішення та трактовці одержаних результатів.

Наукова новизна одержаних результатів.

♦ Розвинуто базовану на матриці розсіювання Флоке теорію транспортних явищ у мезоскопічних провідних зразках, параметри яких змінюються періодично у часі з великою амплітудою.

♦ Розкрито фізичний механізм виникнення постійного струму у фазово-когерентній динамічній системі. Механізм базується на ефекті порушення симетрії відносно зміни напрямку руху при тунелюванні через нестационарний розсіювач (потенційний бар'єр), який зумовлено інтерференцією фотон-індукованих амплітуд розсіювання.

♦ Сформульовано адіабатичне представлення для матриці розсіювання Флоке, яке є основою для обчислення її елементів за довільної інтенсивності збурення.

♦ Виявлено загальні властивості протікання електричного струму в динамічних мезоскопічних системах. Принципова відмінність від стаціонарних систем полягає у наявності власних генерованих струмів та інтерференції їх із зовнішніми струмами.

♦ Проведено аналіз кореляційних властивостей динамічно генерованих струмів. Показано, що динамічний розсіювач генерує зкорельовані струми частинок. Кількісно ступінь зкорельованості характеризується відповідними кумулянтами генерованого струму.

♦ Передбачено існування незалежного від температури внеску у генерований струм, що є результатом інтерференції амплітуд розсіювання, які відповідають однаковим просторовим шляхам розповсюдження носіїв струму.

♦ В рамках розвинутої теорії запропоновано підхід для аналізу енергетичних потоків, які виникають в періодичній у часі динамічній системі. Показано, що на додачу до потоку тепла, спрямованого від розсіювача до резервуарів, який спричиняє нагрів електронної системи, існує принципово відмінний внесок, який

спрямований від одного з резервуарів через розсіювач до іншого резервуару.

◆ Проведено аналіз генерування струму у замкненій двозв'язній системі. Показано, що динамічне порушення симетрії відносно зміни напрямку часу призводить до зміни властивостей квантових станів, які за цих умов стають такими, що переносять струм. Передбачено ефект динамічного переключення струму, який виникає завдяки ефекту Ааронова – Бома.

Практичне значення одержаних результатів.

- Розвинута теорія дозволяє послідовно і всебічно вивчати нестационарні транспортні явища у фазово-когерентних системах.

- Представлений у роботі аналіз фізичних властивостей квантового динамічного розсіювача є необхідним для створення твердо-тілних систем квантової обробки інформації, які використовують динамічний вплив на електронну систему. Зокрема передбачено можливість динамічного генерування потоків зкорельованих частинок, та вказано, що кількісно величина багато-частинкових кореляцій може бути виміряна як корелятор генерованих струмів.

- Результати дослідження особливостей генерування тепла динамічним розсіювачем закладають основу для створення приладів для маніпулювання енергетичними потоками в мезоскопічних системах, що є такою ж мірою фундаментальним, як і маніпулювання електричними або спіновими потоками.

- Методичне значення отриманих результатів, зокрема, полягає у тому, що розвинута адіабатична теорія дозволяє значно зменшити об'єм чисельних розрахунків, необхідних для обчислення матриці розсіювання динамічного розсіювача за великої амплітуди збурення, а в окремих випадках дозволяє зробити це у аналітичній формі.

Особистий внесок здобувача. У працях із співавторами вклад дисертанта у постановці задачі, в одержанні результатів та їх інтерпретації є визначальним. У праці [1] виявлено фотон – індукований механізм квантового генерування постійного струму. У працях [2,3,4] побудовано базовану на матриці розсіювання Флоке теорію квантового транспорту у мезоскопічних системах, які знаходяться під впливом періодичного у часі збурення з довільною амплітудою. У праці [5] обчислено функцію розподілу електронів по енергії, тепловий потік та електричний шум адіабатичного квантового насоса за довільного співвідношення між частотою збурення та температурою резервуарів, з якими з'єднаний мезоскопічний зразок. У праці [6] отримано зв'язок елементів матриці розсіювання Флоке з Фур'є-перетвореними відповідними одно-частинковими функціями Гріна. У праці [7] проведено обчислення впливу непружних

релаксаційних процесів, які збивають фазу, на ефект генерування струму та було показано, що такі процеси не знищують сам ефект, але змінюють механізм генерування струму з квантового на класичний. У праці [8] розвинуто загальний базований на матриці розсіювання Флоке підхід до обчислення кореляційних властивостей зарядових та енергетичних струмів, що генеровані нестационарним (періодичним у часі) мезоскопічним зразком. У праці [9] обчислено двох-часову кореляційну функцію генерованих електричних струмів у масштабі часу меншому порівняно з періодом збурення. Встановлено універсальний ефект повільного періодичного розсіювача, який полягає у специфічній періодичній у часі модуляції, яка за певних умов може змінити знак кореляційної функції. У праці [10] із застосуванням багато-частинкових функцій розподілу за енергією розроблено формалізм, що дозволяє аналізувати міжчастинкові кореляції. У праці [11] виявлено загальну властивість нестационарних квантових транспортних явищ, яка полягає в існуванні температурно-незалежного інтерференційного внеску. Цей внесок зумовлений інтерференцією фотон-індукованих амплітуд розсіювання, які відповідають однаковим просторовим шляхам. У праці [12] проаналізовано генерування та розподіл теплових потоків у відкритій динамічній мезоскопічній системі. У працях [13-18] проаналізовано властивості циркулюючого струму у замкнених (тобто не зв'язаних із зовнішніми резервуарами електронів) двозв'язних динамічних та стаціонарних системах. У працях [19-21] розглянуто вплив розподілу електронів за енергією зумовленого ненульовою температурою електронних резервуарів на інтерференційні добавки до кінетичних коефіцієнтів мезоскопічного зразка.

Всі результати, які виносяться на захист належать авторові.

Апробація результатів дисертації. Результати досліджень доповідалися і обговорювалися на таких конференціях: “Workshop on quantum transport in low dimensional systems”, Hsinchu, Taiwan, R.O.C., December 4-6, 2003; QMath9 International conference “Mathematical Results in Quantum Theory”, Giens, France, September 12-16, 2004; International Workshop “Nanoscale Dynamics and Quantum Coherence”. Hamburg University, Hamburg, Germany, September 19-23, 2004; VII Міжнародна конференція “Фізичні явища в твердих тілах”. Харківський Національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, 14-15 грудня 2005 р; “Fundamentals of nanoelectronics”, Keszthely, Hungary, August 27 – September 1, 2006. Матеріали дисертації доповідалися на наукових семінарах в Фізико-технічному інституті низьких температур НАН України, м. Харків (січень 2006 р.); в Інституті монокристалів НАН України, м. Харків (травень 2006 р.; квітень 2007 р.); на кафедрі теоретичної фізики Харківського Національного університету імені В.Н. Каразіна, м. Харків (жовтень 2006 р.); в Інституті теоретичної фізики ННЦ ХФТІ, м. Харків

(грудень 2006 р.); в Інституті теоретичної фізики НАНУ, м. Київ (лютий 2007 р.).

Публікації. За темою дисертації опубліковано 21 статтю у наукових фахових виданнях.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з вступу, дев'яти розділів, висновків і списку використаних джерел. Вона містить 356 сторінок основного тексту, 39 рисунків і 259 літературних посилань.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано актуальність теми, наведено мету та завдання роботи, охарактеризовано метод дослідження, викладено основні результати роботи та відомості про апробацію роботи.

У **першому розділі**, “Генерування постійного струму у відкритих квантових системах”, представлено огляд робіт за темою дисертації.

Ідея генерувати постійний струм у системі електронів, які описуються рівнянням Шредингера, пов'язується з роботою D.J. Thouless 1983 року в якій автор розглянув струм, що виникає завдяки періодичному у часі та у просторі потенціалу, який розповсюджується крізь електронну систему. Проте власне ефект генерування постійного струму у відкритому фазово-когерентному провідному зразку (тобто мезоскопічному зразку, який з'єднаний з макроскопічними резервуарами електронів) за допомогою локального у просторі і повільного та періодичного у часі потенціалу (адіабатичний квантовий ефект насосу), був теоретично передбачений у роботі P.W. Brouwer 1998 року. В цій роботі автор використав ідеї праці M. Büttiker, H. Thomas та A. Prêtre 1994 року про те, що змінний внутрішній потенціал мезоскопічного зразка індукуює (генерує) змінні струми, що течуть у провідниках, які з'єднують зразок з електронними резервуарами. Нетривіальною заслугою P. Brouwer є те, що він визначив умови, за яких генерований струм має сталу складову: якщо (по меншій мірі) два параметри осцилюють з однаковою частотою, але зсунуті за фазою, то це порушує інваріантність відносно інверсії часу у системі і зумовлює виникнення постійного струму за умови, що порушена просторова симетрія. Експериментально цей ефект досліджувався у роботі M. Switkes, C.M. Marcus, K. Campman, A.C. Gossard 1999 року, що стимулювало виникнення значного інтересу до цієї проблеми.

У літературі існує два принципово різних підхода до вивчення квантового ефекту насосу (КЕН). Перший підхід ґрунтується на ідеї адіабатичного транспорту, яку можна застосовувати у тому випадку, коли відрізок часу, протягом якого електрон взаємодіє з розсіювачем, є набагато меншим за період часу $T = 2\pi/\Omega_0$, протягом якого

змінюються властивості розсіювача. У цьому разі розсіювання електрону може розглядатися як миттєвим, а розсіювач може характеризуватися зафіксованою у момент часу розсіювання (так званою *замороженою*) матрицею розсіювання. Інший підхід базується на тому факті, що взаємодія електрона з квантовим насосом, властивості якого змінюються періодично у часі, є суттєво непружним процесом. В результаті електрон може змінити свою енергію на один чи декілька квантів енергії $\hbar\Omega_0$. І тому квантовий ефект насосу є по суті фотон-індукованим (ФІ) ефектом. В рамках цього підходу більше уваги приділяється так званому неадіабатичному режиму, коли енергія кванта $\hbar\Omega_0$ не є малою порівняно з масштабом енергій, характерним для системи, що розсіює. Таким чином, за малих та за високих частот ефект генерування струму описується в рамках різних підходів і може скластися враження, що ми маємо справу з двома різними ефектами. Тому виникла проблема описати обидва режими генерування струму в рамках єдиного формалізму. Нами була розвинута теорія КЕН на базі методу матриці розсіювання Флоке, яка дозволяє описати цей ефект за довільних частот.

Розвинутий нами метод дозволив розкрити фізичний механізм, відповідний за ефект квантового генерування постійного струму в динамічних фазово-когерентних системах. Цей механізм працює як за малих (адіабатичний режим), так і за великих (неадіабатичний режим) частот збурення Ω_0 . Суть запропонованого механізму полягає в тому, що завдяки квантово-механічній інтерференції фотон-індукованих амплітуд розсіювання виникає залежність імовірності розсіювання від напрямку руху електрона, що є причиною виникнення постійного струму.

Існування постійного струму зумовлено досить загальним фізичним принципом, а саме, можливістю існування стаціонарного потоку частинок у просторово несиметричній системі з порушеною симетрією відносно інверсії напрямку часу. Тому КЕН є досить загальним явищем і може виникати улюбій мезоскопічній динамічній системі. Приведемо декілька прикладів. Так квантовий ефект насосу теоретично розглядався в системах сильно зкорельованих електронів, в гібридних надпровідних-нормальних структурах, в хаотичних квантових точках, в системах з квантовим ефектом Холла та з ефектом Ааронова – Бома.

КЕН може застосовуватися не тільки для генерування електричних струмів, але й для генерування спінових струмів, що є актуальним з урахуванням бурного розвитку, який в останні роки набув такий напрямок мезоскопічної фізики як спінтроніка. Крім того, однією з характерних особливостей КЕН є те, що генеровані потоки частинок є зкорельованими, тобто квантовий насос є, фактично, регульованим джерелом зкорельованих частинок. Наявність такого

роду джерел є необхідною складовою для реалізації квантових алгоритмів обробки інформації на базі твердотільних структур. Все це зумовлює необхідність і актуальність дослідження квантового ефекту насосу.

У другому розділі, “Метод матриці розсіювання”, представлено метод Ландауера – Бьюттікера, який застосовується у роботі для опису транспортних явищ у фазово-когерентних провідних зразках.

Ідея методу полягає в тому, що процес проходження електронів крізь мезоскопічний зразок, з’єднаний з N_r електронними резервуарами, розглядається як процес розсіювання. Рівноважний електрон надходить з одного з резервуарів до зразка, розсіюється і вже як нерівноважна частинка іде до того самого або іншого резервуару. Перевагою цього методу є відносна простота і фізична прозорість отриманих формул, що особливо важливо тоді, коли необхідно виявити основні фізичні причини, відповідні за виникнення ефекту.

Вся інформація про транспортні властивості мезоскопічного зразка, таким чином, зосереджена у так званій матриці розсіювання S , що є центральним об’єктом зазначеного формалізму. Елементи матриці розсіювання, зокрема, визначають як оператори вторинного квантування $\mathbf{b}_\alpha(E)$ ($\mathbf{b}_\alpha^\dagger(E)$) для розсіяних електронів, які залежать від відповідних операторів $\mathbf{a}_\alpha(E)$ ($\mathbf{a}_\alpha^\dagger(E)$) для первинних, рівноважних електронів:

$$\mathbf{b}_\alpha(E) = \sum_{\beta=1}^{N_r} S_{\alpha\beta}(E) \mathbf{a}_\beta(E), \quad \mathbf{b}_\alpha^\dagger(E) = \sum_{\beta=1}^{N_r} S_{\alpha\beta}^*(E) \mathbf{a}_\beta^\dagger(E). \quad (1)$$

При цьому оператор струму має такий вигляд:

$$\mathbf{I}_\alpha(t) = \frac{e}{h} \int dE dE' e^{i \frac{E-E'}{\hbar} t} \{ \mathbf{b}_\alpha^\dagger(E) \mathbf{b}_\alpha(E') - \mathbf{a}_\alpha^\dagger(E) \mathbf{a}_\alpha(E') \}. \quad (2)$$

В даній роботі представлено узагальнення методу матриці розсіювання на випадок, коли розсіювач підданий періодичному у часі збуренню. У такому випадку властивості зразка будуть описуватися матрицею розсіяння Флоке S_F . Елемент $S_{F,\alpha\beta}(E_n, E)$, $E_n = E + n\hbar\Omega_0$, є пропорційним фотон-індукованій амплітуді, яка відповідає розсіюванню електронів, які надійшли з резервуару β і мають енергію E , у резервуар α . При цьому електрони поглинають ($n>0$) або віддають ($n<0$) $|n|$ квантів енергії $\hbar\Omega_0$. Оскільки потік частинок при розсіянні зберігається, то матриця розсіяння Флоке є унітарною і її елементи задовольняють наступним рівнянням:

$$\sum_n \sum_{\beta=1}^{N_r} S_{F,\beta\alpha}^*(E_n, E) S_{F,\beta\gamma}(E_n, E_m) = \sum_n \sum_{\beta=1}^{N_r} S_{F,\alpha\beta}^*(E, E_n) S_{F,\gamma\beta}(E_m, E_n) = \delta_{m0} \delta_{\alpha\gamma}. \quad (3)$$

Зв'язок між операторами $\mathbf{b}$ для розсіяних електронів і операторами $\mathbf{a}$ для первинних електронів має такий вигляд:

$$\mathbf{b}_\alpha(E) = \sum_n \sum_{\beta=1}^{N_r} S_{F,\alpha\beta}(E, E_n) \mathbf{a}_\beta(E_n), \quad \mathbf{b}_\alpha^\dagger(E) = \sum_n \sum_{\beta=1}^{N_r} S_{F,\alpha\beta}^*(E, E_n) \mathbf{a}_\beta^\dagger(E_n). \quad (4)$$

Підставимо вирази (4) до виразу (2), виконаємо квантово – статистичне усереднення за рівноважними станами резервуарів і усереднимо за часом. Після цього отримаємо наступний вираз для сталої компоненти струму I_α , який тече у провіднику α :

$$I_\alpha = \frac{e}{h} \int_0^\infty dE \left\{ f_\alpha^{(out)}(E) - f_\alpha(E) \right\}, \quad (5)$$

де $f_\alpha(E) = \langle \mathbf{a}_\alpha^\dagger(E) \mathbf{a}_\alpha(E) \rangle$ є рівноважною функцією розподілу Фермі для електронів в резервуарі α . А величина

$$f_\alpha^{(out)}(E) \equiv \langle \mathbf{b}_\alpha^\dagger(E) \mathbf{b}_\alpha(E) \rangle = \sum_n \sum_{\beta=1}^{N_r} \left| S_{F,\alpha\beta}(E, E_n) \right|^2 f_\beta(E_n), \quad (6)$$

є функцією розподілу для електронів, які після розсіювання потрапили до резервуару α . Бачимо, що навіть тоді, коли всі резервуари мають однакові хімічні потенціали і температури (що є типовим при розгляданні квантового ефекту насоса), тобто $f_\beta(E) = f_0(E)$, $\forall \beta$, функція розподілу $f_\alpha^{(out)}(E)$ не буде функцією розподілу Фермі $f_0(E)$, тобто електрони, що розсіяні динамічним розсіювачем є нерівноважними. При цьому струм I_α виникає виключно завдяки дії нестационарного розсіювача, тому такий струм можна назвати генерованим струмом.

Використовуючи умови унітарності (3), можна отримати такі вирази для I_α (заради простоти ми вважаємо, що $f_\beta = f_0$, $\forall \beta$):

$$I_\alpha = \frac{e}{h} \int_0^\infty dE \sum_n \sum_{\beta=1}^{N_r} \left| S_{F,\alpha\beta}(E_n, E) \right|^2 \left\{ f_0(E) - f_0(E_n) \right\}, \quad (7)$$

$$I_\alpha = \frac{e}{h} \int_0^\infty dE \sum_n \sum_{\beta=1}^{N_r} f_0(E) \left\{ \left| S_{F,\alpha\beta}(E_n, E) \right|^2 - \left| S_{F,\beta\alpha}(E_n, E) \right|^2 \right\}. \quad (8)$$

Перший вираз підкреслює той факт, що тільки електрони з енергією близькою до енергії Фермі (тобто для таких енергій для яких $f_\beta(E) \neq f_\alpha(E_n)$) вносять вклад у генерований струм. Як буде видно далі, цей вираз особливо підходить для так званого адіабатичного випадку, коли частота Ω_0 зовнішньої дії є малою.

Другий вираз є більш інтуїтивно прийнятним, оскільки містить тільки ймовірності проходження крізь зразок, $\alpha \neq \beta$. Струм, що тече до резервуару α , представлений як різниця потоків від резервуару α до якогось із резервуарів β і у зворотньому напрямі, що підкреслює той факт, що генерований струм існує в тому випадку, коли ймовірність проходження залежить від напрямку:

$$|S_{F,\alpha\beta}(E_n, E)|^2 \neq |S_{F,\beta\alpha}(E_n, E)|^2.$$

У другому розділі сформульовано базоване на матриці розсіювання Флоке представлення для операторів вторинного квантування розсіяних частинок у термінах операторів вторинного квантування для первинних частинок. Отримано вираз для оператора генерованого струму, що дає змогу обчислити квантово-статистичні середні для степенів оператора струму. Показано, що динамічний розсіювач генерує нерівноважні потоки електронів. Нерівноважними є електрони з енергією поблизу енергії Фермі. Отримано подвійне представлення для постійного струму, генерованого динамічним розсіювачем, у термінах елементів матриці розсіювання Флоке, що дає змогу більш детально і всебічно дослідити умови, необхідні для генерування струму.

У третьому розділі, “Адіабатичне наближення для матриці розсіювання Флоке”, розглянуто співвідношення між матрицею розсіювання Флоке для повільного динамічного розсіювача і стаціонарною матрицею розсіювання.

Обчислення елементів матриці Флоке потребує вирішення залежного від часу рівняння Шредінгера. Порівнюючи з вирішенням стаціонарного рівняння Шредінгера, така задача є значно складнішою і потребує значно більше чисельних розрахунків. Це тому, що стаціонарна матриця розсіювання має $N_r \times N_r$ елементів, тоді як матриця розсіювання Флоке має $N_r \times N_r \times (2n_{\max} + 1)^2$ елементів, де $n_{\max}$ є максимальним числом квантів енергії $\hbar\Omega_0$, яке електрон може поглинути/віддати під час взаємодії з динамічним розсіювачем. З іншого боку, здається інтуїтивно прийнятною така точка зору, що електрони взаємодіють із розсіювачем, параметри якого повільно змінюються з часом, так само, як і з суворо стаціонарним розсіювачем. Тому ми проаналізували зв'язок між матрицею розсіювання Флоке за малих частот збурення ($\Omega_0 \rightarrow 0$) та стаціонарною матрицею

розсіювання, параметри $\{p\}$ якої залежать періодично від часу, $S(E,t)=S(E,\{p(t)\})$. Ми будемо називати таку матрицю квазістаціонарною або замороженою. Такий зв'язок стає більш очевидним, якщо представити елементи матриці розсіювання Флоке як ряд за степенями малої частоти Ω_0 . Таке представлення ми будемо називати *адіабатичним* представленням для матриці розсіювання Флоке.

З точністю до членів першого порядку по Ω_0 елементи матриці розсіювання Флоке можуть бути представлені у наступному вигляді:

$$S_F(E_n, E) = S_n(E) + \frac{n\hbar\Omega_0}{2} \frac{\partial S_n(E)}{\partial E} + \hbar\Omega_0 A_n(E) + O(\Omega_0^2), \quad (9)$$

$$S_F(E, E_n) = S_{-n}(E) + \frac{n\hbar\Omega_0}{2} \frac{\partial S_{-n}(E)}{\partial E} + \hbar\Omega_0 A_{-n}(E) + O(\Omega_0^2),$$

де $S_n(E)$ є коефіцієнт Фур'є квазістаціонарної матриці розсіювання, а $A_n(E)$ є коефіцієнт Фур'є невідомої матриці $A(E,t)$, яка має таку саму розмірність $N_r \times N_r$ як і $S(E,t)$. У загальному випадку матриця A не може бути вираженою за допомогою лише квазістаціонарної матриці розсіювання, а повинна обчислюватися у кожному конкретному випадку. Зауважимо, що квазістаціонарна матриця S теж повинна обчислюватися у кожному випадку окремо. Але перевага представлення (9) полягає у тому, що матриці S та A залежать тільки від однієї енергії, і тому мають значно менше елементів порівняно з матрицею розсіювання Флоке, яка залежить від двох (початкової і кінцевої) енергій.

Унітарність матриці розсіювання Флоке веде до рівняння, якому має задовольняти введена аномальна матриця $A(E,t)$:

$$\hbar\Omega_0 [S^\dagger(E,t)A(E,t) + A^\dagger(E,t)S(E,t)] = \frac{i\hbar}{2} \left(\frac{\partial S^\dagger}{\partial t} \frac{\partial S}{\partial E} - \frac{\partial S^\dagger}{\partial E} \frac{\partial S}{\partial t} \right). \quad (10)$$

Крім того, з властивостей мікро-оборотності рівнянь руху електронів витікають наступні властивості симетрії для аномальної матриці відносно зміни напрямку руху (заміна вхідного каналу розсіювання вихідним і навпаки):

$$A_{\alpha\beta}(H) = -A_{\beta\alpha}(-H), \quad (11)$$

де H є напруженість (можливо присутнього) магнітного поля.

Для квазістаціонарної матриці розсіювання маємо: $S_{\alpha\beta}(H) = S_{\beta\alpha}(-H)$. Зазначимо, що, як це витікає з рівняння (11), за відсутності магнітного поля діагональні елементи $A_{\alpha\alpha} = 0$. Тому, елементи матриці Флоке, що описують відбиття ($\alpha = \beta$), з точністю до членів першого порядку за частотою збурення Ω_0 визначаються за допомогою лише квазістаціонарної матриці розсіювання та її похідних по енергії (9). Цей факт посередньо виправдовує форму виразу (9). Крім того, за відсутності магнітного поля недіагональні елементи (що відповідають проходженню) аномальної матриці змінюють знак при заміні одне одним вхідного і вихідного каналів розсіювання, $A_{\alpha\beta} = -A_{\beta\alpha}$. На відміну від цього, елементи стаціонарної матриці розсіювання при цьому не змінюються: $S_{\alpha\beta} = S_{\beta\alpha}$. Таким чином, введена матриця **A** акумулює в собі суттєву різницю між стаціонарним і динамічним процесами розсіювання.

Як було показано у першому розділі, просторову асиметрію тунелювання крізь динамічний розсіювач зумовлено інтерференцією фотон-індукованих амплітуд розсіювання, які відрізняються тим, що електрон змінює енергію, взаємодіючи з тією чи іншою частинами розсіювача. Для наявності декількох можливостей для розсіювання між двома фіксованими станами (початковим і кінцевим) розсіювач повинен мати внутрішню структуру. Якщо електрон проходить крізь динамічний розсіювач, що немає внутрішньої структури, то ймовірність такого тунелювання повинна не залежати від напрямку руху. Виходячи з отриманих у цьому розділі властивостей матриці **A**, ми повинні заключити, що для безструктурного розсіювача аномальна матриця відсутня, **A**=0, що і було показано безпосереднім обчисленням.

У третьому розділі сформульовано представлення для матриці розсіювання Флоке у вигляді ряду за степенями частоти збурення Ω_0 . Таке представлення може бути застосовано за довільної інтенсивності збурення. Показано, що з точністю до членів першого порядку за частотою Ω_0 , елементи матриці Флоке можуть бути вираженими за допомогою квазістаціонарної матриці розсіювання та аномальної матриці **A**(*E*,*t*), яка має ту ж саму розмірність, що й квазістаціонарна. Проаналізовано властивості симетрії аномальної матриці, що витікають з властивостей мікро-оборотності рівнянь руху електронів, та показано, що матриця **A** зосереджує в собі суттєву різницю між динамічним та стаціонарним розсіюванням. Отримано аналітичне розв'язання задачі про розсіювання на динамічному точковому розсіювачі в одновимірному випадку. Показано, що матриця **A** для такого розсіювача тотожно дорівнює нульовій матриці. Звідси зроблено висновок, що динамічне порушення симетрії тунелювання

відносно зміни напрямку руху на протилежне суттєво пов'язано з наявністю внутрішньої структури у розсіювача.

У четвертому розділі “Генерування струму динамічним розсіювачем”, на базі адіабатичного наближення до матриці розсіювання Флоке, що було розвинуто у попередньому розділі, обчислено струм у першому порядку за частотою збурення Ω_0 .

Розглянуто випадок, коли резервуари, з якими з'єднаний динамічний розсіювач, мають однакові хімічні потенціали і температури та обчислено сталу складову генерованого струму:

$$I_{\alpha}^{(pump)} = \int_0^T \frac{dt}{T} \int_0^{\infty} dE f_0(E) \frac{dI_{\alpha}(E, t)}{dE}, \quad (12)$$

де спектральна щільність генерованого струму у провіднику a є:

$$\frac{dI_a(E, t)}{dE} = i \frac{e}{2p} \frac{\text{Tr} \{ S_{at} S_{at}^{\dagger} \}}{\text{Tr} \{ S_{at} S_{at}^{\dagger} \}} - \frac{\text{Tr} \{ S_{at} S_{at}^{\dagger} \}}{\text{Tr} \{ S_{at} S_{at}^{\dagger} \}}. \quad (13)$$

Ця величина задовольняє такому закону збереження:

$$\sum_{a=1}^{N_r} \frac{dI_a(E, t)}{dE} = 0. \quad (14)$$

В рамках феноменологічного підходу розглянуто вплив процесів, які збивають фазу, на сталу компоненту струму. Виявляється, що такі процеси не знищують ефект, але змінюють механізм виникнення струму з квантово-інтерференційного на класичний (який полягає у випрямленні змінного струму за допомогою змінного у часі опору).

Обчислено залежний від часу струм за умов, коли резервуари мають відмінні хімічні потенціали та/або температури:

$$I_a(t) = I_a^{(V)}(t) + I_a^{(Q)}(t) + I_a^{(gen)}(t). \quad (15)$$

Перший доданок,

$$I_a^{(V)}(t) = \frac{e}{h} \int_0^{\Gamma} dE \sum_{b=1}^{N_r} |S_{ab}(E, t)|^2 \{f_b(E) - f_a(E)\}, \quad (16)$$

то є струм, що тече крізь динамічний розсіювач під впливом зовнішньої напруги. Внаслідок унітарності стаціонарної матриці розсіювання ця частина струму задовольняє закону збереження притаманному стаціонарному струму, $\sum_{a=1}^{N_r} I_a^{(V)}(t) = 0$.

Друга складова струму у виразі (15),

$$I_a^{(Q)}(t) = -e \int_0^{\Gamma} dE \sum_{b=1}^{N_r} f_b(E) \frac{dN_{ab}}{dE}, \quad (17)$$

це є струм, що зумовлений зміненням у часі заряду Q розсіювача:

$$Q(t) = e \int_0^{\Gamma} dE \sum_{a=1}^{N_r} \sum_{b=1}^{N_r} f_b(E) \frac{dN_{ab}(E, t)}{dE}, \quad (18)$$

де

$$\frac{dN_{ab}}{dE} = \frac{i}{4\pi} \left[\frac{S_{ab}^*}{E} S_{ab} - S_{ab}^* \frac{S_{ab}}{E} \right]$$

це є часткова щільність станів електронів у зразку. Ця частина струму задовольняє рівнянню неперервності для струму:

$$\sum_{a=1}^{N_r} I_a^{(Q)}(t) + \frac{Q(t)}{t} = 0. \quad (19)$$

Таким чином, обидві складові струму, як $I_a^{(V)}(t)$ так і $I_a^{(Q)}(t)$, можуть бути пояснені, базуючись виключно на властивостях квазістаціонарного розсіювача.

Але це не так з третьою складовою $I_a^{(gen)}(t)$ у виразі (15):

$$I_a^{(gen)}(t) = \int_0^{\Gamma} dE \sum_{b=1}^{N_r} f_b(E) \frac{dI_{ab}(E, t)}{dE}, \quad (20)$$

де величина

$$\frac{dI_{ab}}{dE} = \frac{e}{h} 2\hbar W_0 \operatorname{Re} \left[S_{ab}^* A_{ab} \right] - \frac{i\hbar}{2} \left[\frac{S_{ab}^*}{E} \frac{S_{ab}}{t} - \frac{S_{ab}}{E} \frac{S_{ab}^*}{t} \right], \quad (21)$$

це є часткова спектральна щільність струму генерованого динамічним розсіювачем. А саме, спектральна щільність струму, що тече від резервуару b до резервуару a . Наявність генерованого струму $I_a^{(gen)}(t)$ підкреслює суттєву різницю між динамічним і квазістаціонарним розсіювачем. Точніше кажучи, наявність $I_a^{(gen)}(t)$ демонструє той факт, що динамічний розсіювач не може розглядатися як квазістаціонарний розсіювач: динамічний розсіювач, на відміну від квазістаціонарного розсіювача, є генератором власних залежних від часу струмів. Наслідком існування $I_a^{(gen)}(t)$ є те, що ефективний

лінійний кондактанс зразка з двома контактами отримує непарну по магнітному полю добавку:

$$G^{(eff, odd)} = \hbar \Omega_0 \int_0^\infty dE \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \int_0^T \frac{dt}{T} \operatorname{Re} \left[S_{12}^* A_{12} + S_{21}^* A_{21} \right]. \quad (22)$$

Зазначимо, що лінійний кондактанс стаціонарного зразка з двома контактами є парною функцією магнітного поля.

Існування генерованих струмів суттєво впливає на здатність розсіювача випрямляти зовнішні змінні струми. Нехай до динамічного розсіювача прикладено змінну напругу $V_a(t) = V_a \cos(W_0 t + j_a)$. Тоді струм I_a (з точністю до членів першого порядку по W_0 і $V_g(t)$) дорівнює:

$$I_a = I_a^{(pump)} + I_a^{(rect)} + I_a^{(int)}. \quad (23)$$

Величину $I_a^{(pump)}$ представлено в рівнянні (12). Внесок $I_a^{(rect)}$ зумовлено випрямленням змінних струмів, які течуть через зразок під впливом зовнішньої напруги, внаслідок того, що провідність розсіювача змінюється з часом. Ця частина дорівнює:

$$I_a^{(rect)} = \frac{e^2}{h} \int_0^\infty dE \left(-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E} \right) \int_0^T \frac{dt}{T} \sum_{\gamma=1}^{N_r} V_\gamma(t) |S_{\alpha\gamma}(E, t)|^2. \quad (24)$$

А частина $I_a^{(int)}$ є наслідком інтерференції між струмом, який зумовлено зовнішньою напругою, та струмом, що генерується розсіювачем:

$$I_a^{(int)} = \frac{e^2}{h} \int_0^\infty dE \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \int_0^T \frac{dt}{T} \sum_{\gamma=1}^{N_r} V_\gamma(t) \left(2\hbar \Omega_0 \operatorname{Re} [S_{\alpha\gamma}^* A_{\alpha\gamma}] + \frac{1}{2} P \{ S_{\alpha\gamma}, S_{\alpha\gamma}^* \} \right). \quad (25)$$

Принциповою властивістю інтерференційного внеску є те, що він присутній навіть тоді, коли осцилюючі потенціали всіх резервуарів є однаковими і, тому, класичний механізм випрямлення не працює.

Зазначимо, що кожна з частин струму задовольняє умові збереження постійного струму: $\mathbf{e} \sum_{a=1}^{N_r} I_a^{(x)} = 0$, $x = pump, rect, int$

У четвертому розділі проаналізовано струм, який тече крізь повільно осцилюючий розсіювач. Струм поділено на частки, відповідно до фізичних механізмів, що зумовлюють виникнення струму. Динамічний розсіювач генерує свій власний струм, що

принципово відрізняє його від квазістаціонарного розсіювача, який генерує тільки струм, що зумовлений зміненням заряду розсіювача. Отримано вираз для залежного від часу струму, що задовольняє рівнянню неперервності струму. Показано, що провідність динамічного зразка з двома контактами має непарну по магнітному полю складову. Показано, що генерований динамічним розсіювачем струм інтерферує зі струмом, зумовленим зовнішньою змінною напругою, що проявляється як додатковий внесок до випрямленого струму. Цей ефект має місце навіть тоді, коли всі резервуари мають однакові періодичні у часі потенціали і, тому, звичайний ефект випрямлення відсутній. Розглянуто вплив ефектів, які збивають фазу і показано, що вони не знищують ефект генерування струму, але змінюють механізм з квантового на класичний.

У п'ятому розділі, "Кореляційні властивості квантового насосу", детально проаналізовано кореляційні властивості генерованих динамічним розсіювачем струмів.

Кореляційна функція струмів, що течуть у провідниках a та b є:

$$P_{ab}(t_1, t_2) = \frac{1}{2} \langle D\mathbf{I}_a(t_1) D\mathbf{I}_b(t_2) + D\mathbf{I}_b(t_2) D\mathbf{I}_a(t_1) \rangle, \quad (26)$$

де $D\mathbf{I}_a(t) = \mathbf{I}_a(t) - I_a(t)$ є оператором флуктуацій струму ($\mathbf{I}_a(t)$ представлено в (2)); $I_a = \langle \mathbf{I}_a \rangle$ є значенням залежного від часу струму у провіднику a . Подвійне перетворення Фур'є визначає:

$$P_{ab}(\omega, \omega') = \int_{-\Gamma}^{\Gamma} dt_1 e^{i\omega t_1} \int_{-\Gamma}^{\Gamma} dt_2 e^{i\omega' t_2} P_{ab}(t_1, t_2). \quad (27)$$

Для розсіювача, властивості якого змінюються у часі з частотою Ω_0 , спектр кореляційної функції може бути записаний наступним чином:

$$P_{ab}(\omega, \omega') = \sum_{l=-\Gamma}^{\Gamma} e^{2pd(\omega + \omega' - l\Omega_0)} P_{ab,l}(\omega, \omega'). \quad (28)$$

Спектральна потужність шуму $P_{ab,l}(\omega, \omega')$ виражається через елементи матриці розсіювання Флоке та функції розподілу Фермі для електронів в резервуарах. У стаціонарному випадку кореляційну функцію $P_{ab}^{(st)}(\omega, \omega')$ визначено в площині (ω, ω') тільки уздовж лінії $\omega = -\omega'$ (кореляційна функція у часовому представленні залежить від різниці часів). На відміну від цього, періодичний розсіювач генерує струми, що зкорельовані і тоді, коли різниця їх частот є цілим кратним частоти

W_0 розсіювача. У цьому разі кореляційна функція відмінна від нуля уздовж низки паралельних прямих, $w = -w\check{y} + nW_0$, $n = 0, \pm 1, \pm 2K$

Розглянемо величину $P_{ab,0}(0,0)$ (позначимо її P_{ab}), яку називають потужністю шуму на нульовій частоті. Ця величина при $a = b$ характеризує середній квадрат флуктуацій струму у провіднику a . При $a \neq b$ вона є усередненою характеристикою зкорельованості флуктуацій струму у провідниках a та b . Представимо її як:

$$P_{ab} = \frac{e^2}{h} T \int_0^\Gamma dE \{P_{ab}^{(th)}(E) + P_{ab}^{(sh)}(E)\}, \quad (29)$$

Перший доданок $P_{ab}^{(th)}$ – це є тепловий шум (шум Найквіста – Джонсона), який модифікований динамічним розсіювачем. Він зумовлений тепловими флуктуаціями зайнятості станів електронів, що надходять до розсіювача з резервуарів. Ця складова шуму зникає за нульової температури. Другий доданок $P_{ab}^{(sh)}$ – це є так званий дробовий шум. Ця складова суцільно зумовлена динамічним розсіювачем і є наслідком дискретності заряду. Дробовий шум існує як при відмінній від нуля, так і при нульовій температурі. Він зникає тільки тоді, коли розсіювач є стаціонарним.

У адіабатичному режимі тепловий шум з точністю до членів першого порядку по W_0 виражається наступним чином ($f_a(E) = f_0(E)$, "a"):

$$P_{ab}^{(th)} = \frac{e^2}{h} T \int_0^\Gamma dE \left(- \frac{f_0}{E} \right) \{P_{ab}^{(th,0)}(E) + P_{ab}^{(th,W_0)}(E)\}, \quad (30)$$

$$P_{ab}^{(th,0)}(E) = k_B T \int_0^\Gamma \int_0^\Gamma 2d_{ab} - \frac{T}{T} \frac{dt}{T} \{ |S_{ab}(E,t)|^2 + |S_{ba}(E,t)|^2 \} \quad (31)$$

$$P_{ab}^{(th,W_0)}(E) = k_B T \int_0^\Gamma \frac{dt}{T} \frac{h}{e} d_{ab} \frac{dI_a(E,t)}{dE} - \frac{dI_{ab}(E,t)}{dE} - \frac{dI_{ba}(E,t)}{dE} \quad (32)$$

Тепловий шум лінійно залежить від температури. Перша величина, $P_{ab}^{(th,0)}$, залежить від провідностей $G_{ab}(E,t) = (e^2/h) |S_{ab}(E,t)|^2$ (усереднених за часом), так само як рівноважний шум (шум Джонсона – Найквіста) залежить від провідностей стаціонарного розсіювача. Ця складова є квазі-рівноважним шумом. Відхилення від рівноваги проявляється у

появі другої величини, $P_{ab}^{(th, W_0)}$, який залежить лінійно від частоти W_0 . Вона безпосередньо залежить від струмів, генерованих динамічним розсіювачем (dI_a / dE , див. (13), dI_{ab} / dE , див. (21)). Вклад $P_{ab}^{(th, W_0)}$ є результатом інтерференції між струмами, що генеруються розсіювачем, і тими, що надходять з рівноважних резервуарів, але змінюються під впливом теплових флуктуацій.

Величина дробового шуму суттєво залежить від співвідношення між температурою та частотою збурення. Це стає найбільш очевидним у випадку, коли матриця розсіювання не залежить від енергії (у масштабі енергій $\hbar\Omega_0, k_B T$). Тоді у адиабатичному режимі маємо:

$$P_{ab}^{(sh)} = \frac{e^2}{h} e^{\Gamma} F(q\hbar W_0, k_B T) \prod_{g=1}^{N_r} \prod_{d=1}^{N_r} (S_{ag}^* S_{ad})_q (S_{bg} S_{bd}^*)_q, \quad (33)$$

де елементи квазістаціонарної матриці розсіювання обчислені за енергії Фермі. Функція $F(q\hbar W_0, k_B T)$ має такий вигляд:

$$F(q\hbar W_0, k_B T) = \frac{q\hbar W_0}{2} \coth \frac{q\hbar W_0}{2k_B T} \quad k_B T = \hbar W_0, \quad (34)$$

$$= \frac{(q\hbar W_0)^2}{12k_B T} \quad k_B T \gg \hbar W_0.$$

Як видно, за низьких температур дробовий шум є лінійний за частотою W_0 і не залежить від температури, тоді як за високих температур він є квадратичним за частотою і зворотньо пропорційним температурі.

За нульової температури динамічний розсіювач генерує тільки дробовий шум, який є лінійним за W_0 . Тоді як за ненульових температур ($k_B T \gg \hbar W_0$) розсіювач, на додачу до дробового шуму $P_{ab}^{(sh)}$, який стає квадратичним за W_0 , генерує додатковий (рівноважний) тепловий шум $P_{ab}^{(th, W_0)}$, що також залежить від W_0 . Порівнюючи ці вклади, знаходимо, що залежна від W_0 частка повного шуму $dP_{ab}^{(W_0)}$ з підвищенням температури змінює частотно-температурну залежність наступним чином:

$$dP_{ab}^{(W_0)} \sim \frac{e^2}{2h} \frac{(hW_0)^2}{6k_B T}, \quad hW_0 = k_B T = \sqrt{hW_0 dE}, \quad (35)$$

$$hW_0 \frac{k_B T}{dE}, \quad \sqrt{hW_0 dE} = k_B T.$$

де $\delta E \approx \hbar\Omega_0$ є характерний енергетичний масштаб для стаціонарної матриці розсіювання. Підкреслимо, що лінійну залежність шуму від W_0 при низьких і при високих температурах зумовлено різними фізичними механізмами. За низьких температур це є (нерівноважний) дробовий шум, тоді як при вищих температурах це є (рівноважний) тепловий шум.

Обчислено кореляційну функція $P_{\alpha\beta}(t_1, t_2)$ у часовому представленні і показано, що для провідника з двома контактами доцільним виявляється кореляційний коефіцієнт струмів, який визначається так:

$$r_{ab}(t_1, t_2) = \frac{P_{ab}(t_1, t_2)}{\sqrt{P_{aa}(t_1, t_1)P_{bb}(t_2, t_2)}}. \quad (36)$$

Значення його лежать у границях: $|r_{ab}| \leq 1$. Зокрема, якщо $r_{ab} = +1, -1, 0$ то струми $I_a(t_1)$ і $I_b(t_2)$, відповідно, повністю зкорельовані, анти-зкорельовані, та не зкорельовані. Кореляційний коефіцієнт можна представити у матричній формі:

$$\mathbf{r}(t_1, t_2) = \mathbf{R}(t_1, t_2) \frac{h \left(\frac{t_1 - t_2}{dt} \right)}{h(0)} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (37)$$

У стаціонарному випадку величина $R = 1$ і не залежить від властивостей розсіювача. Тоді як для динамічного розсіювача маємо:

$$R(t_1, t_2) = \sqrt{T(t_1)T(t_2)} + \sqrt{R(t_1)R(t_2)} \cos(DQ), \quad (38)$$

$$DQ = q(t_1) + \phi(t_1) - q(t_2) - \phi(t_2),$$

де R, T є модулі коефіцієнтів відбиття та проходження, а θ та ϕ їх фази. Коефіцієнт $R(t_1, t_2)$ є чутливим до фаз коефіцієнтів проходження та відбиття. Тому його поведінка є нетривіальною, наприклад, для розсіювача з резонансним проходженням. У режимі, коли такий розсіювач генерує пульсуючий струм (кожний імпульс

струму відповідає проходженню одного електрону), кореляційний коефіцієнт $R(t_1, t_2)$ має піки, $R \gg \pm 1$, у ті моменти часу, коли виникають імпульси струму, При цьому знак вказує на провідник, у якому має місце імпульс струму.

Аналіз багаточастинкових функцій розподілу показав, що розсіяні електрони зкорельовані між собою. Рівень кореляцій може бути експериментально досліджено за допомогою кореляційних функцій струмів. Так, двохчастинкова кореляційна функція $df_{a,b}^{(out)}(e_n, e_m)$ яка визначається як різниця між двохчастинковою функцією розподілу

$$f_{a,b}^{(out)}(e_n, e_m) = \langle \mathbf{b}_b^\dagger(e_m) \mathbf{b}_a^\dagger(e_n) \mathbf{b}_a(e_n) \mathbf{b}_b(e_m) \rangle, \quad (39)$$

і добутком відповідних одночастинкових функцій розподілу,

$$df_{a,b}^{(out)}(e_n, e_m) = f_{a,b}^{(out)}(e_n, e_m) - f_a^{(out)}(e_n) f_b^{(out)}(e_m), \quad (40)$$

безпосередньо пов'язана з потужністю шуму $P_{ab}^{(sh)}$ на нульовій частоті для динамічного розсіювача за нульової температури (дробовим шумом):

$$P_{ab}^{(sh)} = e^2 \frac{W_0}{2p} \sum_{n=-\Gamma}^{\Gamma} \sum_{m=-\Gamma}^{\Gamma} df_{a,b}^{(out)}(e_n, e_m), \quad a \neq b. \quad (41)$$

У наведених виразах $E \in e_n = e + nhW_0$, де e є енергія Флоке, $m < e < m + hW_0$; n є цілим. Двохчастинкова кореляційна функція дорівнює:

$$df_{a,b}^{(out)}(e_n, e_m) = - \left| \sum_{g=1}^{N_r-1} \sum_{p=-\Gamma}^{\Gamma} e^{i g e_n} e^{i p e_m} S_{ag,n-p} S_{bg,m-p}^* \right|^2, \quad (42)$$

Кореляційна функція $df_{a,b}^{(out)}(e_n, e_m)$ характеризує кореляції між розсіяними електронами, що мають енергії e_n і e_m . Оскільки ця функція пропорційна квадрату деякої величини, то ми можемо інтерпретувати її як таку, що виникає внаслідок деякого процесу розсіювання, який і призводить до виникнення двохчастинкових кореляцій. Цей процес полягає у створенні і розсіюванні електрон-діркових пар. Зазначимо, що величина $df_{a,b}^{(out)}(e_n, e_m)$ є суворо від'ємною. Аналогічно перехресний корелятор струмів вищого

порядку $P_{a_1 N a_2 N L N a_N}$ за нульової температури в термінах N – частинкової кореляційної функції дорівнює:

$$P_{a_1 N a_2 N L N a_N} = e^N \frac{W_0}{2p} \prod_{n_1=-\Gamma}^{\Gamma} e^{L} \prod_{n_N=-\Gamma}^{\Gamma} e^{df_{a_1, K, a_N}^{(out)}}(e_{n_1, L}, e_{n_N}). \quad (43)$$

При цьому N – частинкову кореляційну функцію можна обчислити як похідну N – го порядку деякої генеруючої функції:

$$df_{r_1, K, r_N}^{(out)} = \left. \frac{\prod^N \text{Tr} \ln(\mathbf{I} + \mathbf{L} \mathbf{K})}{\prod_{r_1} l_{r_1} \prod_{r_N} l_{r_N}} \right|_{l_r=0}, \quad (44)$$

де $\mathbf{I} = \text{diag}(1)$ є одиничною матрицею; $\mathbf{L} = \text{diag}(l_r)$ є діагональною матрицею допоміжних полів l_r ; $\mathbf{K}$ є парним корелятором з елементами,

$$K_{a,b}(e_n, e_m) = \prod_{g=1}^{N_r-1} \prod_{p=-\Gamma}^{N_r-1} e^{S_{ag, n-p}} S_{bg, m-p}^*. \quad (45)$$

N – частинкова функція розподілу може бути вираженою через детермінанти Слетера розміру $N \times N$:

$$f_{a_1, K, a_N}^{(out)}(e_{n_1, L}, e_{n_N}) = \frac{1}{N!} \prod_{g_1, L, g_N=1}^{N_r-1} \prod_{p_1, L, p_N=-\Gamma}^{N_r-1} e^{S_{ag_1, n_1-p_1}} e^{S_{ag_N, n_N-p_N}} |\det \mathbf{M}^{(N)}|^2, \quad (46)$$

де елементами матриці $\mathbf{M}^{(N)}$ є одночастинкові фотон-індуковані амплітуди розсіювання, $M_{i,j}^{(N)} = S_{a_i g_j, n_i - p_j}$, $i, j = 1, L, N$. Зазначимо, якщо два стани співпадають, наприклад, $|a_1; e_{n_1}\rangle = |a_2; e_{n_2}\rangle$, то функція розподілу (46) тотожно дорівнює нулю. Це витікає з властивостей детермінанта, який у такому разі має два однакові рядки. Фізично це є наслідком принципу заборони Паулі і означає, що неможливо зареєструвати водночас два електрони в однаковому стані.

У п'ятому розділі обчислено двох-частотну кореляційну функцію струмів, що течуть крізь динамічний зразок. Показано, що флуктуації струмів зкорельовані, якщо їх частоти відрізняються на ціле кратне частоти збурення W_0 . У адіабатичному режимі проаналізовано потужність шуму на нульовій частоті, яка складається з теплового і дробового шумів. Передбачено, що з підвищенням температури частотна залежність шуму змінюється з лінійної на квадратичну і далі знов на лінійну. Показано, що

низькотемпературний дробовий шум несе інформацію про двохчастинкові кореляції, генеровані розсіювачем. Динамічний розсіювач генерує також багаточастинкові кореляції, які можуть бути експериментально досліджені шляхом вимірювання перехресного корелятора струмів N -го порядку. Проаналізовано кореляційні властивості генерованих струмів на масштабі часів, що є малими порівняно з періодом зміни параметрів розсіювача. У цьому режимі основним джерелом шуму є флуктуації, що притаманні рівноважній системі квантових частинок. Але, динаміка розсіювача чітко проявляється як періодична у часі модуляція, що за певних умов може змінити знак двохчасової кореляційної функції струмів.

У шостому розділі, “Неадіабатичне квантове генерування струму”, проаналізовано вплив величини частоти збурення на генерований струм.

Розглянуто одновимірний розсіювач, який складається з двох осцилюючих точкових потенціалів, розташованих на відстані L . Обчислено постійний струм, який генерується за умови, коли зовнішня напруга відсутня. Представлено чисельний метод обчислення струму і показано, що генерований струм є періодичною функцією частоти збурення Ω_0 . Далі наведено аналітичний метод обчислення струму, який використовує представлення елементів матриці розсіювання Флоке як Фур’є коефіцієнтів елементів деякої періодичної у часі матриці: $S_F(E_n, E) = S_{in,n}(E)$. Елементи матриці $S_{in}(E, t)$ представлено як суму вкладів (амплітуд), кожний з яких відповідає шляху $L_{ab}^{(q)}$, яким електрон проходить крізь розсіювач. При цьому, взаємодіючи з кожним точковим бар’єром, електрон або проходить крізь бар’єр, або зазнає відбиття:

$$S_{in,ab}(t, E) = \sum_{q=0}^{\Gamma} e^{i2q_{ab}kL} S_{ab}^{(q,t)}(t, E), \quad a, b = 1, 2. \quad (47)$$

Часткова амплітуда $e^{i2q_{ab}kL} S_{ab}^{(q,t)}(t, E)$ описує такий процес: електрон з енергією E надходить до розсіювача через провідник b , зазнає $2q_{ab} - 1 = 2q - d_{ab}$ (для $q > 0$) відбиттів всередині розсіювача і в момент часу t залишає розсіювач через провідник a . Амплітуда $e^{i2q_{ab}kL} S_{ab}^{(q,t)}(t, E)$ є добутком амплітуд, що відповідають миттєвому відбиттю, або проходженню крізь точкові бар’єри, величина яких змінюється у часі, а також деякої кількості амплітуд, кожна з яких відповідає вільному розповсюдженню від одного точкового бар’єра до іншого. Моменти часу, у які обчислюються амплітуди

відбиття/проходження, визначаються з урахуванням часу, який потрібен електрону, щоб пройти вздовж шляху $L_{ab}^{(q)}$ і залишити розсіювач у момент часу t .

У тому випадку коли всі характерні енергії є малими порівняно з енергією Фермі, генерований струм I_α можна представити як суму двох складників, один з яких, $I_\alpha^{(0)}$ не залежить від температури, тоді як інший, $I_\alpha^{(i)}$, спадає з температурою: $I_\alpha = I_\alpha^{(0)} + I_\alpha^{(i)}$, де

$$I_\alpha^{(0)} = \sum_{q=0}^{\infty} J_\alpha^{(q)}, \quad J_\alpha^{(q)} = -i \frac{e}{2\pi} \int_0^T \frac{dt}{T} \left(\hat{S}^{(q,t_0)}(t, \mu) \frac{\partial \hat{S}^{(q,t_0)\dagger}(t, \mu)}{\partial t} \right)_{\alpha\alpha}, \quad (48)$$

$$I_\alpha^{(i)} = 2 \operatorname{Re} \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{q'=0}^{q-1} \eta_T (q - q') J_\alpha^{(q,q')} e^{i2(q-q')k_F L},$$

$$J_\alpha^{(q,q')} = \frac{-ie}{2\pi} \int_0^T \frac{dt}{T} \left(\hat{S}^{(q,t_0)}(t, \mu) \frac{\hat{S}^{(q',t_0)\dagger}(t, \mu) - \hat{S}^{(q',t_0)\dagger}(t - 2\tau_0[q - q'], \mu)}{2\tau_0} \right)_{\alpha\alpha}, \quad (49)$$

$$\eta_T (q - q') = 2\pi k_B T \hbar^{-1} \tau_0 \sinh^{-1}([q - q'] 2\pi k_B T \hbar^{-1} \tau_0).$$

Величина τ_0 (час, необхідний електрону з енергією Фермі щоб подолати відстань між бар'єрами) грає двояку роль. Він розділяє адіабатичний $T \gg \tau_0$ та неадіабатичний $T \ll \tau_0$ режими для генерування струму. З іншого боку, ця величина визначає масштаб енергій $T^* = \Delta / (2\pi^2 k_B)$, який розділяє низько- та високотемпературні режими. Величина $\Delta = \pi \hbar \tau_0^{-1}$ є відстанню між енергетичними рівнями електронів (поблизу енергії Фермі) для ізолюваного двохбар'єрного потенціалу. При низьких температурах, $T \ll T^*$, маємо $\eta_T = (q - q')^{-1}$. Тоді як при високих температурах, $T \gg T^*$, фактор η_T є малим, $\eta_T = 2T / T^* e^{-|q - q'|T / T^*}$.

Величина $I_\alpha^{(0)}$, є сумою вкладів $J_{\alpha\beta}^{(q)}$ від різних електронних траєкторій $\mathcal{L}_{\alpha\beta}^{(q)}$ всередині системи. Оскільки генерування струму зумовлено інтерференцією фотон-індукованих амплітуд розсіювання, то кожен з вкладів $J_{\alpha\beta}^{(q)}$ зумовлено фотон-індукованими інтерференційними процесами, що мають місце виключно на одній (відповідній) траєкторії $\mathcal{L}_{\alpha\beta}^{(q)}$. Оскільки всі квантово-механічні

амплітуди, що відповідають розповсюдженню уздовж одного й того ж шляху, мають однакову динамічну фазу $e^{2iq_{\alpha\beta}kL}$, то відповідна ймовірність вже не має такої (осцилюючої) залежності від енергії електрона. Вона змінюється з енергією у масштабі енергії Фермі і, тому, за умов $\hbar W_0, k_B T = m$. можна не зважати на таку залежність та обчислювати її за енергії Фермі, $E = \mu$. В результаті ця частина струму є нечутливою до температури. На відміну від цього, другу частину, $I_{\alpha}^{(i)}$, зумовлено інтерференцією фотон-індукованих амплітуд, що відповідають розповсюдженню уздовж різних траєкторій. Тому відповідні вклади осцилюють з енергією електрона. В результаті цей вклад зникає при підвищенні температури. Підкреслимо, що ми враховуємо вплив температури тільки такий, що зумовлює розмитість функції розподілу електронів в резервуарах. Але ми нехтуємо можливістю появи непружних процесів при підвищенні температури.

У шостому розділі представлено чисельний і аналітичний методи точного обчислення матриці розсіювання Флоке для одновимірного двоохбар'єрного розсіючого потенціалу. Передбачено ефект переміни знаку генерованого постійного струму при збільшенні частоти збурення. Показано, що при підвищенні температури генерований постійний струм зберігається, що зумовлено особливим класом інтерференційних процесів, а саме, інтерференцією фото-індукованих амплітуд розсіювання, які відповідають одній і тій ж просторовій траєкторії.

У сьомому розділі, “Квантове генерування теплових потоків”, представлено загальну теорію генерування теплових потоків квантовим насосом, базовану на матриці розсіювання Флоке.

Потік тепла $I_{E,\alpha}$, що тече у провіднику α визначається так:

$$I_{E,\alpha} = \frac{1}{h} \int_0^{\infty} dE (E - \mu_{\alpha}) \sum_n \sum_{\beta=1}^{N_r} |S_{F,\alpha\beta}(E, E_n)|^2 \{ f_{\beta}(E_n) - f_{\alpha}(E) \}. \quad (50)$$

Можна представити тепловий потік як суму двох вкладів, $I_{E,\alpha} = I_{E,\alpha}^{(pump)} + I_{E,\alpha}^{(gen)}$:

$$I_{E,\alpha}^{(pump)} = \frac{1}{h} \int_0^{\infty} dE (E - \mu) f_0(E) \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\beta=1}^{N_r} |S_{F,\alpha\beta}(E_n, E)|^2 - 1 \right\}, \quad (51)$$

$$I_{E,\alpha}^{(gen)} = \frac{\Omega_0}{2\pi} \int_0^{\infty} dE f_0(E) \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \sum_{\beta=1}^{N_r} |S_{F,\alpha\beta}(E_n, E)|^2, \quad (52)$$

для яких,

$$\sum_{\alpha=1}^{N_r} I_{E,\alpha}^{(pump)} = 0, \quad \sum_{\alpha=1}^{N_r} I_{E,\alpha}^{(gen)} = \sum_{\alpha=1}^{N_r} I_{E,\alpha}. \quad (53)$$

Оскільки вклад $I_{E,\alpha}^{(pump)}$ задовольняє такому ж самому закону збереження як і постійний електричний струм, що переноситься електронами між резервуарами, то ми можемо назвати цей вклад потоком тепла, що переноситься від одного резервуару до іншого завдяки дії динамічного розсіювача, який діє як квантовий насос тепла. В одних провідниках $I_E^{(pump)} < 0$, а в інших $I_E^{(pump)} > 0$. Тому, завдяки цим потокам тепла, одні резервуари можуть охолоджуватися, тоді як інші резервуари будуть нагріватися. Другий вклад, $I_{E,\alpha}^{(gen)}$ - це є енергія (тепло), якою обмінюється розсіювач з електронною системою. Для того, щоб резервуар α охолоджувався, потрібно, щоб було $I_E^{(pump)} + I_E^{(gen)} < 0$.

У цьому розділі отримано вирази для потоків тепла, які течуть в провідниках, що з'єднують динамічний розсіювач з електронними резервуарами. Показано, що квантовий насос виконує двояку роль. З одного боку, він передає енергію електронній системі. З іншого боку, насос спричиняє потоки енергії між резервуарами до яких він підключений. При скінченій температурі в адіабатичному режимі квантовий насос нагріває електронну систему з потужністю, яка залежить квадратично від частоти дії насосу, $\sim \Omega_0^2$, так само, як і при нульовій температурі. У неадіабатичному режимі потужність нагріву осцилює як функція частоти з амплітудою, яка зростає як квадрат частоти. У адіабатичному режимі тепловий потік є лінійним за частотою і пропорційним температурі. Тому, при достатньо низьких частотах збурення, $k_B T > \hbar \Omega_0$, цей потік може перевищити нагрів, що спричинить охолодження відповідного резервуару.

У восьмому розділі, “Струм у замкненій квантовій системі”, обчислено струм, що генерується у замкненій системі (кільці), яка містить динамічний розсіювач та/або магнітний потік.

У кільці спектр електронів є дискретним. Ефект обох факторів, як динамічного розсіювача так і магнітного потоку, проявляється у тому, що кожний квантовий стан $\Psi^{(l)}$ є таким, що переносить струм.

Спочатку розглянемо динамічне генерування струму. За відсутності магнітного потоку матриця розсіювання має наступний вигляд

$$S = \begin{pmatrix} \sqrt{R}e^{-i\theta} & i\sqrt{T} \\ i\sqrt{T} & \sqrt{R}e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad (54)$$

де R, T, θ змінюються періодично з часом. У адіабатичному режимі сталий струм, який переноситься електроном з енергією $E^{(l)}$ дорівнює:

$$I_{dc}^{(l)} = (-1)^l \frac{e}{2} \int_0^T \frac{dt}{T} \sqrt{\frac{T}{R}} \frac{\partial \theta}{\partial t}. \quad (55)$$

Цей вираз отримано за умови відсутності перетину рівнів енергії, що передбачає скінчену ймовірність відбиття протягом періоду, $R(t) \neq 0$. Для порівняння наведемо вираз для струму, який генерує той самий розсіювач, з'єднаний з резервуарами електронів:

$$I_{dc}^{(open)} = \frac{e}{2\pi} \int_0^T \frac{dt}{T} R \frac{\partial \theta}{\partial t}. \quad (56)$$

Наведені вирази суттєво відрізняються. Вираз (56) передбачає існування струму навіть у границі, коли у кожний момент часу електрони повністю відбиваються від розсіювача і не можуть перейти від одного резервуару до іншого, що здається парадоксальним. На відміну від цього, вираз (55) передбачує відсутність струму у цьому випадку, $R=1$, $T=0$, що здається більш зрозумілим, оскільки у цьому разі кільце перетворюється у розімкнений відрізок, який не може проводити струм. Але за винятком цього граничного випадку, обидва вирази, як (55), так і (56), передбачають або існування струму, або його відсутність в залежності від того чи порушено симетрію відносно інверсії часу чи ні.

Обчислено струм, який може бути генеровано за довільної частоти збурення. На основі чисельних розрахунків показано, що величина струму резонансно зростає коли частота збурення дорівнює відстані Δ між електронними рівнями енергії.

Якщо балістичне кільце пронизане магнітним потоком Φ , тоді знімається виродження між рівнями енергії, які відповідають рухові електрона в тому чи протилежному напрямку. Відстань між цими рівнями енергії лінійно зростає при збільшенні магнітного потоку. У цьому випадку резонансна частота (за малої амплітуди збурення) буде залежати від величини магнітного потоку Φ наступним чином:

$$\Omega_0^{(r)} = \frac{2\Delta}{\hbar} \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad (57)$$

де $\Omega_0 = h/e$ є квантом магнітного потоку.

Чисельні розрахунки показують, що за такої частоти динамічний розсіювач, який характеризується потенційним бар'єром, середня за часом величина якого дорівнює нулю, суттєво змінює циркулюючий струм у кільці з парним числом електронів, але не впливає на струм у кільці з непарним числом електронів.

Якщо магнітний потік, який пронизує кільце, змінюється з часом, то це також може привести до виникнення сталого циркулюючого струму, якщо електронна система може обмінюватися енергією з довкіллям. При цьому не виникає потреби ні у другому залежному від часу параметрі, ні у наявності просторової асиметрії. Проте величина генерованого струму виявляється незалежною від частоти, що дозволяє розділити цей вклад від можливо присутнього вкладу зумовленого квантовим ефектом насосу.

Розглянуто флуктуації струму у стаціонарному кільці з магнітним потоком. Відомо, що з підвищенням температури середнє значення струму зменшується до нуля. На відміну від цього, флуктуації існують навіть за високих температур: Показано, що середній квадрат флуктуацій є лінійною функцією температури:

$$\langle I^2 \rangle = 2I_0^2 \frac{k_B T}{\Delta}, \quad (58)$$

де $I_0 = ev_F / L$ - це є амплітуда струму за нульової температури; L - це є довжина кільця; v_F - це є швидкість електрона з енергією Фермі.

Розглянуто вплив дисипації, зумовленої взаємодією з довкіллям, на величину циркулюючого струму. Так само, як і у випадку динамічно генерованого струму, дисипація не знищує струм, але суттєво змінює його величину. Зокрема, залежність величини струму від температури носить немонотонний характер.

У восьмому розділі показано, що динамічне порушення симетрії відносно зміни напрямку часу, $S(t) \neq S(-t)$, та наявність просторової асиметрії, $\theta \neq 0$, у замкненій двозв'язній системі, так само, як і у відкритій системі, є необхідною умовою адіабатичного генерування струму. Величина струму, який генерує динамічний розсіювач, у замкненій двозв'язній системі відрізняється від величини струму, який генерує той самий розсіювач у відкритій системі. Цю різницю зумовлено явищем інтерференції хвильової функції електрона, яке має місце у замкненій системі, але відсутня у відкритій системі. Передбачено можливість неадіабатичного резонансного генерування струму у двозв'язній системі, яку зумовлено порушенням симетрії фотон-індукованого тунелювання відносно зміни напрямку руху на протилежний. Розглянуто спільну дію двох факторів, магнітного потоку і динамічного збурення, кожен з яких може призводити до виникнення сталого струму у замкненій двозв'язній системі.

Показано, що динамічний розсіювач суттєво впливає на циркулюючий струм, коли енергія модулюючого кванту співпадає з відстанню між залежними від магнітного потоку рівнями енергії. Показано, що постійний струм, генерований виключно змінним у часі магнітним потоком, не залежить від частоти і може бути відокремлений від лінійного за частотою струму, який може виникнути внаслідок квантового ефекту насосу. Показано, що рівноважний струм у кільці з фіксованим магнітним потоком зазнає флуктуацій, квадрат амплітуди яких лінійно зростає з температурою. Досліджено вплив дисипації на циркулюючий струм. Показано, що за присутності дисипації залежність величини струму від температури має немонотонний характер.

У дев'ятому розділі, “Вплив температури на транспортні явища у мезоскопічних структурах”, розглянуто яким чином відмінна від нуля температура електронних резервуарів впливає на когерентний транспорт у відкритих (тобто зв'язаних з зовнішніми резервуарами) мезоскопічних структурах. Досліджено вплив температури на транспорт заряду, тепла, а також на термоелектричний струм. У всіх цих випадках існує одна й та ж характерна температура T^* , вище за яку квантово-інтерференційні процеси не впливають на транспортні явища. Зазначимо, що цю ж характерну температуру було отримано у шостому розділі, де розглядався сталий струм, генерований динамічним розсіювачем. Це спостереження дає нам ще одну підставу стверджувати, що ефект квантового генерування струму є інтерференційним за своєю природою.

Розглянуто вплив температури на залежність електропровідності одновимірного кільця з двома контактами від магнітного потоку та висоти потенційного бар'єру. Знайдено, що з підвищенням температури залежність від (неконтрольованого) геометричного розміру кільця зникає. Досліджено вплив температури на кінетичні коефіцієнти мезоскопічних структур, для яких квантово-інтерференційні процеси суттєво впливають на проходження електронів. Показано, що осциляційна залежність кінетичних коефіцієнтів від енергії Фермі, яка є результатом інтерференційних процесів, зокрема, приводить до підвищених (порівняно з нормальними металами) значень термоелектричного коефіцієнту. З підвищенням температури в режимі лінійного відгуку вплив інтерференційних процесів на кінетичні коефіцієнти суттєво зменшується. Це зумовлено компенсацією вкладів, які відповідають електронним енергіям в межах температурного розмиття краю функції розподілу Фермі. Показано, що термоелектричний струм, який циркулює у одновимірному кільці з контактами, може значно перевищувати транспортний струм.

В дисертації розроблено базовану на матриці розсіювання Флоке теорію квантового транспорту у фазово-когерентних провідних системах, які знаходяться під впливом періодичного у часі збурення. Розроблена теорія дає змогу послідовно і всебічно дослідити фізичні явища, які супроводжують протікання струму в таких системах.

Основні результати роботи полягають у такому:

1. Створено теорію квантового транспорту у фазово-когерентних періодично-змінних у часі провідних системах, яка базується на тому положенні, що квантований обмін енергією є фундаментальним явищем, яке супроводжує процес взаємодії динамічного розсіювача з електронною системою.

2. Визначено фізичний механізм, відповідний за виникнення квантового ефекту насоса. Взаємодія таких фізичних явищ як інтерференція фотон-індукованих амплітуд розсіювання та квантований обмін енергією між електронами та нестационарним розсіювачем призводить до порушення симетрії розсіювання відносно зміни напрямку руху на протилежний. Внаслідок цього мезоскопічний зразок, властивості якого змінюються періодично у часі, є спроможним генерувати постійний струм за відсутності зовнішньої напруги.

3. Розвинуто адіабатичне наближення для матриці розсіювання Флоке за довільної величини амплітуди збурення, що дозволяє вирішити проблему обчислення елементів матриці розсіювання зумовлену багатифотонними процесами, що має місце за малих частот і великої амплітуди збурення. Крім того показано, що вже лінійний за частотою збурення внесок порушує симетрію розсіювання відносно зміни напрямку руху на протилежний.

4. Виконано аналіз протікання струму в адіабатичних динамічних системах. Генерований струм загалом складається з двох частин: першу зумовлено зміною заряду локалізованому на розсіювачі, а інша є власним генерованим струмом. При наявності зовнішніх джерел струму генерований та зовнішній струми інтерферують між собою.

5. В рамках розробленої теорії проаналізовано кореляційні властивості генерованих струмів. Виявлено універсальну властивість динамічного розсіювання генерувати кореляції між розсіяними частинками. При цьому виникають двох-, трьох- і т.п., частинкові кореляції. Фізичні фактори, які зумовлюють виникнення кореляцій - це є принцип заборони Паулі та фотон-індуковане розсіювання. Передбачено, що при низьких температурах багаточастинкові кореляції можуть бути виміряні за допомогою вимірювання вищих кореляторів струмів, генерованих нестационарним розсіювачем.

6. Отримано точне рішення нестационарної задачі розсіювання для одновимірної структури з резонансним тунелюванням. На базі

цього рішення показано, що фізичний механізм генерування струму за малих (адіабатичний режим) та великих (не адіабатичний режим) частот збурення є однаковим.

7. В рамках теорії розсіювання розроблено загальний підхід для аналізу генерування енергетичних потоків динамічним квантовим розсіювачем. Звідси витікає, що при скінченій температурі такий розсіювач генерує направлений потік тепла між резервуарами, до яких від під'єднаний. Цей процес конкурує з процесом нагріву електронних резервуарів динамічним розсіювачем. За певних умов може бути досягнуто ефекту охолодження одного з резервуарів.

8. Досліджено особливості генерування циркулюючого струму у двозв'язній замкненій системі у стаціонарному та динамічному режимах. Зокрема показано, що ефект динамічного порушення симетрії відносно зміни напрямку часу за наявності порушення просторової симетрії, так само, як і у відкритих системах, призводить до появи сталого струму. Відмінність полягає у тому, що у замкненій системі струмонесучим є окремий квантовий стан, тоді як у відкритій системі сталий струм є результатом порушення балансу між струмами, які течуть в протилежних напрямках і переносяться різними квантовими станами.

9. Досліджено вплив температури на інтерференційні добавки до кінетичних коефіцієнтів мезоскопічної системи. Показано, що у стаціонарному режимі з підвищенням температури такі добавки зникають. У той же час у нестационарному режимі передбачено існування температурно-незалежної складової генерованих динамічним розсіювачем струмів, яку зумовлено інтерференцією фотон-індукованих амплітуд розсіювання, що відповідають однаковим просторовим шляхам розповсюдження носіїв.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ ОПУБЛІКОВАНО В ТАКИХ ПРАЦЯХ:

1. Büttiker M., Moskalets M. Scattering Theory of Dynamic Electrical Transport // Lecture Notes in Physics.- 2006.- V.690.- P.33-44.

2. Moskalets M., Büttiker M. Floquet scattering theory of quantum pumps // Phys.Rev.B.-2002.- V.66,N20.- P.205320 (10 pages).

3. Moskalets M., Büttiker M. Magnetic-field symmetry of pump currents of adiabatically driven mesoscopic structures // Phys.Rev.B.-2005.- V.72,N3.- P.035324 (11 pages).

4. Moskalets M., Büttiker M. Adiabatic quantum pump in the presence of external ac voltages // Phys.Rev.B.- 2004.- V.69,N20.- P.205316 (12 pages).

5. Moskalets M., Büttiker M. Dissipation and noise in adiabatic quantum pumps // Phys.Rev.B.- 2002.- V.66,N3.- P.035306 (9 pages).

6. Arrachea L., Moskalets M. Relation between scattering-matrix and Keldysh formalisms for quantum transport driven by time-periodic fields // *Phys.Rev.B.*- 2006.- V.74,N24.- P.245322 (13 pages).

7. Moskalets M., Büttiker M. Effect of inelastic scattering on parametric pumping // *Phys.Rev.B.*-2001.-V.64,N20.-P.201305(R) (4 pages).

8. Moskalets M., Büttiker M. Floquet scattering theory for current and heat noise in large amplitude adiabatic pumps // *Phys.Rev.B.*- 2004.- V.70,N24.- P.245305 (15 pages).

9. Moskalets M., Büttiker M. Time-resolved noise of adiabatic quantum pumps // *Phys.Rev.B.*- 2007.- V.75,N03.- P.035315 (11 pages).

10. Moskalets M., Büttiker M. Multiparticle correlations of an oscillating scatterer // *Phys.Rev.B.*- 2006.- V.73,N12.- P.125315 (6 pages).

11. Chung S.-W.V, Moskalets M., Samuelsson P. Quantum pump driven fermionic Mach-Zehnder interferometer // *Phys.Rev.B.*- 2007.- V.75,N11.- P.115332 (10 pages).

12. Arrachea L., Moskalets M., Martin-Moreno L. Heat production and energy balance in nanoengines driven by time-dependent fields // *Phys.Rev.B.*- 2007.- V.75,N24.- P.245420(5).

13. Moskalets M.V. Universal AC response of a 1D Luttinger liquid ring // *Physica E.*- 2000.- V.8.- P.349-359.

14. Moskalets M.V. The effect of dissipation on the persistent current in a one-dimensional ballistic ring // *Physica B.*- 2000.- V.291.- P.75-80.

15. Moskalets M., Büttiker M. Floquet states and persistent current transitions in a mesoscopic ring // *Phys.Rev.B.*- 2002.- V.66,N24.- P.245321 (5 pages).

16. Moskalets M., Büttiker M. Quantum pumping: Coherent Rings ver-sus Open Conductors // *Phys.Rev.B.*-2003.-V.68,N16.-P.161311(R) (4 pages).

17. Moskalets M., Büttiker M. Hidden quantum pump effects in quantum coherent rings // *Phys.Rev.B.*- 2003.- V.68,N7.-P.075303 (8 pages).

18. Moskalets M.V. The effect of inter-electron interactions on thermal fluctuations of a persistent current in a single one-dimensional ballistic ring // *Physica B.*- 2001.- V.301.- P.286–291.

19. Москалец М.В. Интерференционные явления и баллистический перенос в одномерном кольце // *ФНТ.*-1997.-Т.23,Вып.10.-С.1098-1105.

20. Москалец М.В. Зависимость кинетических коэффициентов интерференционных баллистических структур от температуры // *ЖЭТФ.*- 1998.- Т.114,Вып.5(11).- С.1827-1835.

21. Moskalets M.V. Temperature-induced current in a one-dimensional ballistic ring with contacts // Europhys.Lett.- 1998.- V.41,N2.- P.189-194.

22. Москалец М.В. Корреляционные свойства квантового насоса // Матеріали 7-ої Міжнародної конференції “Фізичні явища в твердих тілах”. – Харків: Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 2005. – С. 22.

АНОТАЦІЯ

Москалец М.В. Нестационарный квантовый транспорт у мезоскопічних системах. Рукопис. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика. Інститут монокристалів НАН України, Харків, 2007.

В дисертації розроблено базовану на матриці розсіювання Флоке теорію транспортних явищ у мезоскопічних провідних системах, які знаходяться під впливом періодичного у часі і локального у просторі збурення. В таких системах навіть за відсутності зовнішньої напруги може існувати сталий струм. Такий струм виникає внаслідок залежності ймовірності проходження крізь зразок від напрямку руху електрона, що, як показано в роботі, є наслідком ефекту квантово-механічної інтерференції фотон-індукованих амплітуд розсіювання. Сформульовано адіабатичне наближення до матриці розсіювання Флоке. Детально проаналізовано кореляційні властивості генерованих струмів. На основі аналізу багаточастинкових функцій розподілу для розсіяних електронів показано, що динамічний розсіювач генерує багаточастинкові кореляції, які можуть бути досліджені за допомогою вимірювання вищих корелятивів генерованих струмів. Проаналізовано залежність від температури величини генерованого струму. Досліджено генерування та напрямки теплових потоків у динамічних мезоскопічних системах. Розглянуто струм у двозв'язних системах, який виникає внаслідок динамічного збурення та/або магнітного потоку. Розглянуто вплив температури на транспортні явища у стаціонарних мезоскопічних системах та підкреслено відмінність від динамічних систем.

Ключові слова: матриця розсіювання Флоке, фотон-індукована квантово-механічна інтерференція, мезоскопічний зразок, ефект квантового насоса, адіабатичне розсіювання, функція розподілу, дробовий шум, багаточастинкова кореляційна функція, потік тепла.

АННОТАЦИЯ

Москалец М.В. Нестационарный квантовый транспорт в мезоскопических системах. Рукопись. Диссертация на соискание

ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.02 – теоретическая физика. Институт монокристаллов НАН Украины, Харьков, 2007.

В диссертации разработана основанная на матрице рассеяния Флоке теория транспортных явлений в мезоскопических проводящих системах, свойства которых изменяются периодически во времени. Основное внимание было уделено квантовому эффекту насоса, заключающемуся в генерировании постоянного тока под воздействием локального в пространстве и периодического во времени возмущения при отсутствии внешнего напряжения. Ток возникает вследствие зависимости вероятности прохождения электрона сквозь образец от направления движения, что, как показано в работе, обусловлено интерференцией фотон-индуцированных амплитуд рассеяния. Необходимым условием генерирования постоянного тока является пространственная асимметрия образца и динамическое нарушение симметрии относительно инверсии времени. Оба эти условия являются необходимыми как в случае образца, соединенного проводниками с макроскопическими электронными резервуарами, так и в случае изолированной системы, например, когда проводники динамического рассеивателя соединены в кольцо.

Сформулировано адиабатическое приближение для матрицы рассеяния Флоке, что позволило выявить принципиальное отличие фазово-когерентного транспорта при медленном (адиабатическом) изменении свойств рассеивателя от стационарного транспорта, которое состоит в том, что динамический рассеиватель генерирует собственные токи даже в отсутствие внешнего напряжения. Рассмотрено также протекание тока через динамический образец в присутствии внешнего напряжения. Ток представлен в виде суммы нескольких вкладов, в соответствие с физическими механизмами, ответственными за их возникновение. Особо подчеркивается тот факт, что генерируемые динамическим рассеивателем токи интерферируют с внешними переменными токами, что приводит к дополнительному вкладу в полный ток. Кроме того, показано, что линейный кондактанс (который для образца с двумя контактами есть четная функция магнитного поля) получает добавку, нечетную по магнитному полю.

Проанализированы корреляционные свойства генерируемых токов как в частотном, так и во временном представлениях. В результате интерференции прямой и обменной амплитуд двухчастичного фотон-индуцированного рассеяния, возникает шум, аналогичный дробовому шуму. Этот шум не исчезает при нулевой температуре. При конечных температурах дробовой шум существует наряду с тепловым шумом. Низкотемпературный дробовой шум несет непосредственную информацию о двухчастичных корреляциях, генерируемых динамическим рассеивателем. На основе анализа многочастичных функций распределения для рассеянных электронов

было показано, что динамический рассеиватель генерирует также многочастичные корреляции, информация о которых содержится в корреляционных функциях токов высших порядков.

Вычислена матрица рассеяния Флоке для двухточечных осциллирующих потенциалов, расположенных на конечном расстоянии друг от друга. Показано, что при увеличении температуры квантовый эффект насоса полностью не исчезает. При относительно высоких температурах генерируемый постоянный ток обусловлен интерференцией фотон-индуцированных амплитуд рассеяния, которые соответствуют одинаковой пространственной траектории.

Рассмотрена энергетика квантового эффекта насоса. Показано, что, с одной стороны, квантовый насос нагревает электронную систему, а, с другой стороны, вызывает перенос тепла между резервуарами, с которыми он соединен. В результате, при определенных условиях, один из резервуаров может охлаждаться.

Вычислен ток в мезоскопическом кольце, обусловленный динамическим воздействием и/или наличием магнитного потока. Рассмотрены флуктуации и влияние диссипации на ток в стационарном кольце, возникающий при наличии магнитного потока,

Рассмотрено влияние температуры на интерференционные добавки к кинетическим коэффициентам мезоскопического стационарного образца. Показано, что при увеличении температуры такие добавки исчезают. Это существенно отличает стационарные системы от динамических, в которых даже при повышении температуры влияние интерференционных процессов существенно.

Ключевые слова: матрица рассеяния Флоке, фотон-индуцированная интерференция, мезоскопический образец, эффект квантового насоса, адиабатическое рассеяние, функция распределения, дробовой шум, многочастичная корреляционная функция, поток тепла.

ABSTRACT

Moskalets M.V. Non stationary quantum transport in mesoscopic systems. Manuscript. Thesis for a doctor of science degree of physical-mathematical sciences by specialty 01.04.02 – theoretical physics. Institute for Single Crystals National Academy of Science of Ukraine, Kharkiv, 2007.

In this thesis a Floquet scattering matrix theory for the quantum transport in periodically driven mesoscopic systems is systematically developed. The main emphasis was in a quantum pump effect consisting in generating of a dc current by an unbiased system under a local and periodic in time drive. The origin of such a current is a directional asymmetry of a transmission probability arising, as we showed, due to quantum-mechanical interference of photon-assisted scattering

amplitudes. We developed an adiabatic approximation to the Floquet scattering matrix valid at arbitrary driving amplitudes. We analyzed statistical-correlation properties of generated currents in both frequency and time domains. On the basis of multiparticle distribution functions we showed that dynamical scatterer generates multiparticle correlations which can be experimentally probed via the high-order cross-correlator of currents generated. We predict that at high temperatures a pumped current still does not vanish. That is due to interference of photon-assisted scattering amplitudes corresponding to the same spatial trajectories. The energetics of quantum pumps was analyzed in detail. The current generated in a ring-like system due to a dynamical drive and/or a magnetic flux was considered. The temperature effect on transport phenomena in stationary mesoscopic structures was considered and a striking difference between dynamical and stationary cases was emphasized.

Key words: the Floquet scattering matrix, a photon-assisted quantum – mechanical interference, a mesoscopic sample, the quantum pump effect, adiabatic scattering, a distribution function, the shot noise, a multi – particle correlation function, a heat flow.

Папір офсетний. Друк – ризографія. Умовн. друк. арк. 1,9.
Гарнітура Times New Roman. Наклад 100 прим. Зам. № 262935

Надруковано у СПДФО Ізрайлев Є.М.
Свідоцтво № 4058841Ф0050331 від 21.03.2001р.
61024, м. Харків, вул. Гуданова, 4/10
