НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

На правах рукописи

ШКОРБАТОВ Александр Георгиевич

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕРМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В БАЛЛИСТИЧЕСКИХ МИКРОКОНТАКТАХ

01.04.02. - теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Харьков - 1994

Диссертация является рукописью

Работа выполнена в Физико-техническом институте низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
профессор Р. Н. Гуржи
доктор физико-математических наук
А. М. Габович
доктор физико-математических наук
И. Е. Аронов

Ведущая организация -
Институт радиофизики и электроники НАНУ, Харьков

Защита состоится "4" октября 1994 г. в 15⁰⁰ часов на заседании Специализированного ученого совета Д 016.27.01 при Физико-техническом институте низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины (310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИНТ НАНУ

Автореферат разослан "25" августа 1994 г.

Ученый секретарь
Специализированного ученого совета
канд. физ.-мат. наук Хацько Е. Н.

Актуальность темы. Проводящие контакты - элементы практически всех современных устройств, являются традиционными объектами физических исследований. В экспериментах Ю.В.Шарвина и И.К.Янсона был обнаружен новый тип электрических контактов ультрамалых размеров, в которых реализуется баллистический транспорт электронов. Такие контакты, получившие название точечных контактов, или микроконтактов (МК), были одним из первых объектов обширной области исследования, которая теперь носит название нанофизики.

Малые размеры микроконтактов, от нескольких nm до 10^2nm, позволяют исследовать транспорт носителей заряда и тепла в масштабах, меньших, чем характерные длины рассеяния. При этом транспорт носителей можно анализировать с помощью предположения о слабом неупругом рассеянии в зоне микроконтакта. Этот подход оказался весьма плодотворным и привел, в основном благодаря работам И.К.Янсона и И.О.Кулика с сотрудниками [1,2], к развитию метода микроконтактной спектроскопии электрон-фононного взаимодействия.

Кроме того, точечные контакты оказались уникальными физическими приборами, с помощью которых можно изучать транспортные явления в условиях сильной неравновесности электронной и фононной системы. Дело в том, что в точечных контактах перепад электрохимического потенциала или температуры происходит на расстояниях порядка диаметра контакта d. Попытка реализовать аналогичные неравновесные условия в макроскопических образцах привела бы в большинстве случаев к разрушению исследуемых образцов. Использование точечных контактов позволяет изучать качественную модификацию основных кинетических явлений по сравнению с аналогочными процессами в массивных проводниках и диэлектриках.

Первые эксперименты по микроконтактной спектроскопии были выполнены на закороченных туннельных контактах. В последнее время благодаря технике механически контролируемых изломных контактов стало возможным наблюдение практически одноатомных контактов. Благодаря непрерывному прогрессу техники эксперимента физика микроконтактных явлений сталкивается со все новыми задачами.

Большинство результатов, изложенных в данной работе, относится к трехмерным точечным контактам. Теоретические работы, в которых объяснено или предсказано большинство микроконтактных эффектов, используют, как правило, простые модели геометрии

контакта. Основной моделью контакта служит круглое отверстие в непроницаемом для электронов экране [2]. Используются также модель в виде канала, соединяющего берега, или промежуточная модель в виде гиперболоида вращения.

Приложенное к микроконтакту напряжение V (обычно значения V~10-100mV соответствуют характерным энергиям фононов) создает условия для ускорения электронов, пришедших в контакт из одного массивного берега (рассматриваемого как термостат), и для замедления электронов, пришедших из противоположного берега контакта. Микроконтактный ток переносится этими двумя группами электронов, которые лишь в малой мере могут обмениваться энергией между собой и с фононной системой, поскольку длина неупругой релаксации электронов l_ε в микроконтактах велика по сравнению с характерным размером контакта (например, его диаметром d): $d \ll l_\varepsilon$.

В зависимости от интенсивности упругого рассеяния в микроконтактах устанавливаются различные токовые режимы (баллистический, диффузионный, тепловой и туннельный). Первые два наиболее важны для дальнейшего изложения. 1. Баллистический режим транспорта носителей. Длины релаксации как по энергиям, так и по импульсам (квазиимпульсам) превосходят размеры контакта. Если считать, что для электронов в массиве релаксация по импульсам обусловлена в основном упругим рассеянием на примесях с характерной длиной l_{e-im}, условие баллистичности запишется как $d \ll l_\varepsilon$, l_{e-im}.
2. Диффузионный режим (сильная упругая релаксация в контакте). При сильной релаксации по импульсам ($l_{e-im} \ll d \ll l_\varepsilon$), проводимость контакта описывается известной формулой Максвелла. В настоящей работе предложен метод, позволяющий рассмотреть как два указанных выше предельных случая, так и переход между ними.

Особенности транспортных явлений в микроконтактах обусловлены возможностью создания в области сужения сильно неравновесных возбуждений. В традиционной постановке микроконтактных экспериментов и расчетных задач, к берегам контакта приложена лишь разность потенциалов. В этом случае сильно неравновесной является только электронная система. Фононная система возбуждена слабо, в меру взаимодействия с электронами, которое обычно мало в области контакта. Ситуация кардинально меняется, когда помимо приложенного напряжения, берега поддерживаются и при различных температурах.

фононная система, благодаря возникающему в области контакта перепаду температур, также становится сильно неравновесной.

В проводящих и диэлектрических микроконтактах сильная неравновесность фононной системы может быть реализована, если размер контакта мал по сравнению с длиной неупругой фонон-фононной релаксации l_{ph-ph}. Таким образом, неравенство $d \ll l_{ph-ph}$ является для фононной системы условием сохранения "энергетической баллистики". В реферируемой диссертации рассмотрена ситуация, когда массивные берега контакта поддерживаются при различных температурах. Особенностью таких контактов является существование в области контакта групп электронов и фононов, функции распределения которых характеризуются различными температурами, причем из-за малой интенсивности неупругого взаимодействия в контакте не может установиться средняя температура.

Целью работы явилось:

- построение теории переноса в микроконтактах с произвольной длиной свободного пробега носителей. развитие метода функций Грина для решения разнообразных задач, связанных с состоянием электрон-фононной системы контакта, в том числе с микроконтактной спектроскопией.
- теоретический анализ баллистических термоэлектрических эффектов в металлических микроконтактах: асимметрии тепловыделения и фононного увлечения;
- теоретический анализ эффектов микроконтактного увлечения в магнитном поле, инжекционного увлечения в контакте металл-диэлектрик;
- построение теории кинетических эффектов в микроконтактах из невырожденных полупроводников, режима горячих электронов в полупроводниковых микроконтактах;
- построение теории теплопроводности микроконтактов: расчет баллистического транспорта фононов и электронов в точечных контактах, рассмотрение различных процессов рассеяния в микроконтактах, расчет теплопроводности в различных режимах для проводящих и диэлектрических микроконтактов.

Научная новизна. Реферируемая диссертация посвящена изучению неравновесных электронной и фононной систем, релаксационных и термоэлектрических явлений в точечных контактах. Основное внимание

уделяется описанию фононной системы в микроконтактах, при этом рассматривается область явлений, лежащая вне рамок традиционной микроконтактной спектроскопии. В работе показано, что исследование баллистических термоэлектрических эффектов (связанных с баллистическим транспортом электронов в контактах) дает информацию о режиме транспорта фононов и об интенсивности фонон-электронного рассеяния. Показано, что физические процессы, связанные с неравновесной фононной системой микроконтакта не менее информативны и интересны, чем свойства электронной системы.

Полученные автором диссертации новые научные результаты отражены в положениях, выносимых на защиту.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Для неравновесной электрон-фононной системы микроконтакта сформулирован метод функций Грина кинетических уравнений, позволяющий описывать транспортные и термоэлектрические явления в микроконтактах произвольной геометрии и при произвольной интенсивности процессов упругого рассеяния носителей как на точечных центрах, так и при наличии случайных полей упругой деформации.

2. Рассчитан эффект микроконтактной "энергетической дупликации" при интенсивной релаксации электронов по импульсам, получены выражения для кинетических К-факторов, что обосновывает применение метода микроконтактной спектроскопии к образцам с малой длиной свободного пробега электронов (в том числе сплавам и интерметаллическим соединениям).

3. Теоретически изучено состояние неравновесных фононов в микроконтактах при различных режимах электронной релаксации, вычислена эффективная температура фононной системы. Предсказана анизотропная генерация неравновесных фононов и асимметрия тепловыделения в металлических микроконтактах.

4. Рассчитан баллистический эффект Зеебека в микроконтакте, найдены условия отсутствия компенсации диффузионной термоэдс в цепи, содержащей микроконтакт и массивный металлический проводник (позже реализованные для ряда металлов).

5. Рассчитано фононное увлечение в баллистических контактах, найдены кинетические формфакторы для термоэлектрических процессов, предсказано (позже наблюдавшееся) подавление решеточной термоэдс.

6. Построена теория инжекционного фононного увлечения в микроконтактах металл-диэлектрик и сформулирован метод термоэлектрической спектроскопии коэффициента прохождения фононов через границу такого контакта.

7. Рассмотрены эффекты фононного и электронного увлечения в микроконтактах в сильных магнитных полях. Найдены условия возникновения аномальных термоэдс увлечения, зависящих от поля.

8. Рассмотрены баллистические термоэлектрические эффекты в микроконтактах из невырожденных полупроводников, рассчитано нескомпенсированное термоэлектрическое напряжение в однородных полупроводниковых цепях, содержащих микроконтакты.

9. Предсказано появление аномальной асимметрии тепловыделения в полупроводниковых микроконтактах в баллистическом режиме при напряжениях, сравнимых с химпотенциалом носителей, а также при реализации режима горячих электронов в точечных контактах.

10. Предсказана характерная температурная зависимость для неравновесной электронной теплопроводности в баллистических металлических и полупроводниковых микроконтактах, а также теплопроводности микроконтактов металл-диэлектрик, получившая позже экспериментальное подтверждение.

11. Построена теория баллистической фононной теплопроводности диэлектрических микроконтактов с учетом возможности неупругого и резонансного рассеяния в контактах.

Научная и практическая ценность работы. В данной работе построена теория переноса в микроконтактах с произвольной длиной свободного пробега носителей. Метод функций Грина для процессов переноса в микроконтактах, сформулированный в этой диссертации, обладает достаточной общностью, что позволяет применять его для решения разнообразных задач, связанных с состоянием электрон-фононной системы контакта, в том числе связанных с микроконтактной спектроскопией.

Значительная часть диссертации посвящена анализу различных баллистических термоэлектрических эффектов в металлических и полупроводниковых микроконтактах. Предсказаны характерные именно для микроконтактов явления - асимметрия тепловыделения и подавление

фононного увлечения. В частности, проанализированы эффекты увлечения в магнитном поле, инжекционное увлечение в контакте металл-диэлектрик и режим горячих электронов в полупроводниковых микроконтактах.

В работе представлена также теория теплопроводности микроконтактов. Изложение начинается с рассмотрения баллистического транспорта фононов и электронов в точечных контактах. Затем, включая в рассмотрение различные процессы рассеяния, рассчитывается теплопроводность в различных режимах для проводящих и диэлектрических микроконтактов.

Эти теоретические предсказания нашли подтверждение в целом ряде экспериментов, проведенных как во ФТИНТ НАНУ [3,4], так и в зарубежных лабораториях [5-12]. Эксперименты, стимулированые изложенными в диссертации результатами, продемонстрировали правильность основных выводов данной работы.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на Всесоюзных совещаниях по физике низких температур НТ-22 (Кишинев, 1982), НТ-23 (Таллинн,1984) , НТ-24 (Тбилиси, 1986), НТ-25 (Ленинград, 1988), на 13-м Всесоюзном совещании по теории полупроводников (Ереван, 1987) , на I Всесоюзной конференции по основам твердотельной электроники (Ленинград, 1989), на Всесоюзном совещании по микроконтактной спектроскопии (Харьков, 1991), на 29-м Совещании РАН по физике низких температур (Казань, 1992), 12-th General conference of the Condensed matter division, Praha, 1992 , на международной конференции "Phonon scattering in condensed mattter VII" (Cornell, USA, 1992), на "Eighth International conference on solid surfaces" (Hague, Netherlands, 1992), на The Lars Onsager Symposium "Coupled Transport Processes and Phase Transitions" (Trondheim, Norway, 1993), "European Magnetic Materials & Applications Conference" (Kosice, Slovakia, 1993).

Результаты работы обсуждались также в монографии [4] и обзорах [3,13,14].

Публикации. По материалам диссертации опубликована 21 работа.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, обзора, пяти глав, двух приложений, заключения и списка литературы из 155 наименований.

Основное содержание работы

Введение содержит обсуждение актуальности проблемы и научной новизны работы. Приведены положения, выносимые на защиту, сведения об апробации диссертации.

Обзор содержит основные сведения о типах проводящих микроконтактов, о структуре неупругой добавки к микроконтактному току, а также о баллистическом транспорте фононов и микроконтактных термоэлектрических эффектах.

Глава 1. Неравновесная электронная система микроконтакта.

Анализ электропроводности микроконтакта должен учитывать возможность взаимодействия электронов с упругими рассеивателями. В зависимости от природы таких рассеивателей можно рассмотреть либо взаимодействие электронов с точечными дефектами структуры и примесями, либо их движение в стохастических полях упругой деформации. В настоящей главе рассмотрены оба механизма упругого рассеяния. Для этого был развит достаточно общий метод функций Грина кинетических уравнений, описывающих поведение электронной и фононной систем точечного контакта.

Электрическое поле $E=-\nabla\Phi(r)$, определяемое из уравнения электронейтральности, выражается через напряжение V, приложенное к микроконтакту.

Из-за эффекта растекания тока при удалении от микроконтакта неравновесность электронной системы уменьшается при удалении от контакта, так что функция распределения должна стремиться к равновесному распределению на массивных берегах контакта. Граничное условие на поверхности микроконтакта определяется характером отражения электронов.

Возможность микроконтактной спектроскопии связана с относительно слабой интенсивностью электрон-фононной релаксации, при которой выполнены неравенства $d,\ l_{e-im} \ll l_{\varepsilon}$. В этом пределе можно сформулировать теорию возмущений по электрон-фононному интегралу столкновений $I_{e-ph}\{f_p\}$. Представим функцию распределения f_p в виде ряда по параметру d/l_{e-ph}:

$$f_p(r) = f_p^{(0)}(r) + f_p^{(1)}(r) + \ldots . \qquad (1)$$

Для функций $f_p^{(0)}$ и $f_p^{(1)}$ из кинетического уравнения получаем цепочку уравнений:

$$v\frac{\partial f_p^{(0)}}{\partial r} + eE\frac{\partial f_p^{(0)}}{\partial p} - I_i\{f_p^{(0)}\} = 0, \qquad (2)$$

$$v\frac{\partial f_p^{(1)}}{\partial r} + eE\frac{\partial f_p^{(1)}}{\partial p} - I_i\{f^{(1)}\} = I_{e-ph}\{f^{(0)}\} - eE_1\frac{\partial f_p^{(0)}}{\partial p}. \qquad (3)$$

где $I_i\{f_p\}$ - интеграл упругих столкновений, $I_{e-ph}\{f_p\}$ - интеграл электрон-фононного взаимодействия. Здесь введена добавка $E_1 = -\nabla\Phi_1$ к самосогласованному полю E первого порядка по параметру d/l_ε.

Упругая и неупругая компоненты микроконтактного тока I_0 и I_1 определяются интегралами по сечению контакта S .

Функцию распределения нулевого приближения $f_p^{(0)}$ удобно представить в виде [2]:

$$f_p^{(0)} = \alpha_p(r)f_0^{+} + [1 - \alpha_p(r)]f_0^{-}, \qquad (4)$$

$$f_0^{\pm} = n_F[\varepsilon_p + e\Phi(r) \mp eV/2], \qquad (5)$$

где $1 - \alpha_p(r)$ есть вероятность того, что электрон, имеющий в точке r импульс p, приходит в нее из $-\infty$ (левого полупространства), в то время как $\alpha_p(r)$ - вероятность прихода в эту же точку из $+\infty$ (правого полупространства). Уравнение для $\alpha_p(r)$ может быть получено из кинетического уравнения.

Неупругая добавка к функции распределения электронов $f_p^{(1)}$ находится из решения уравнения (3), которое может быть представлено в виде :

$$v\frac{\partial \chi_p}{\partial r} - I_i\{\chi_p\} = I_{e-ph}\{f_p^{(0)}(r)\}, \qquad (6)$$

$$f_p^{(1)}(r) = \Phi_1(r)\frac{\partial n_F}{\partial \varepsilon} + \chi_p(r). \qquad (7)$$

Решение граничной задачи для функции χ_p может быть представлено с помощью функции Грина $g_{pp'}(r,r')$, удовлетворяющей уравнению

$$v(\partial/\partial r)g_{pp'}(r,r') - I_1^*\left\{ g_{pp'}(r,r')\right\} = \delta(p-p')\,\delta(r-r'), \qquad (8)$$

Можно записать выражение для неупругой добавки к функции распределения $f_F^{(1)}$:

$$\chi_p(r) = \int dr'dp'\; g_{pp'}(r,r')I_{e-ph}\{f_{p'}^{(0)}(r')\}, \qquad (9)$$

Неупругую поправку к микроконтактному току I можно получить, введя новую функцию $G_p(r)$ с помощью интегрирования по "конечным" переменным функции Грина g :

$$I_1 = \frac{2e}{h^3}\int dr\; dp\; G_p(r)\; I_{e-ph}\{f_p^{(0)}(r)\}, \qquad (10)$$

где введенная функция $G_p(r)$ имеет вид

$$G_p(r) = \int dS'\int dp' v_z' g_{pp}(r',r). \qquad (11)$$

Если воспользоваться свойством симметрии функции Грина, можно получить связь между функцией Грина $G_p(r)$ и функцией $\alpha_p(r)$:

$$G_p(r) = \alpha_{-p}(r) - \Theta(z). \qquad (12)$$

Для вычисления неупругой добавки к микроконтактному току осталось в уравнение (13) подставить выражение для интеграла электрон-фононного взаимодействия, в котором учтена функция распределения нулевого приближения $f_p^{(0)}$, выраженная через $\alpha_p(r)$. Неупругая добавка к току I_1 при этом становится билинейной функцией

α , и для микроконтактного токового кинетического фактора $K_V(p,p')$ можно получить выражение, справедливое при произвольном значении параметра l_i/d и при произвольной геометрии контакта. Это выражение имеет вид :

$$K_V(p,p') = \frac{3\pi}{32}\frac{v_F}{d}\int dr[\alpha_p(r)-\alpha_{p'}(r)][\alpha_{-p}(r)-\alpha_{-p'}(r)]/\int dS\langle v\alpha_p\rangle, \tag{13}$$

где S - сечение контакта.

Результаты настоящей главы относятся к случаю, когда длина неупругой релаксации электрона $l_\varepsilon = (l_{e-im}l_{e-ph})^{1/2}$ велика по сравнению с характерным размером микроконтакта. В этом пределе электрон, пролетая область локализации ускоряющего поля, слабо возмущает фононную систему, что обеспечивает возможность спектроскопии фононов, подобной той, которая имеет место в баллистическом режиме $l_{e-im} \gg d$. Расчет микроконтактного спектра сводится к вычислению формфактора $K(p,p')$, зависящего от геометрии контакта и степени его загрязнения. В самом общем случае определение формфактора K может быть сведено к анализу упругой электропроводности микроконтакта, характеризуемой функцией вероятности $\alpha_p(r)$. Используя полученное соотношение , можно рассчитать K-фактор для различных частных случаев. В диффузионном пределе $l_{e-im} \ll d$ интенсивность микроконтактного спектра уменьшается в l_{e-im}/d раз по сравнению с чистым пределом. Значение K-фактора, усредненное по направлениям импульсов **p** и **p'** , в диффузионном пределе линейно зависит от параметра Кнудсена l_{e-im}/d с наклоном, нечувствительным к геометрии контактной области, включая и ее возможную многоконтактность.

Анализ рассеяния на стохастических плавных неоднородностях (полях деформации) показал, что в диффузионном режиме их влияние может быть описано введением длины свободного пробега l_i с сохранением вида K-фактора, найденного в модели точечных упругих рассеивателей.

Универсальность вида функции $\langle K\rangle$ (l_{e-im}/d) в области малых длин пробега и зависимость предельного значения $\langle K\rangle_\infty$ при $l_{e-im}/d=\infty$ от геометрии контакта представляют удобную возможность экспериментального исследования формы микроконтакта.

В настоящее время изучение металлов с малой длиной свободного пробега методом микроконтактной спектроскопии стало традиционным.

Полученные в данной главе результаты объясняют существование микроконтактного спектра в грязных контактах. Таким образом, метод микроконтактной спектроскопии позволяет получать информацию о фононных спектрах не только чистых монокристаллов, но также металлов с произвольно малой длиной свободного пробега (сплавов, пленок, металлов, подвергнутых сильной пластической деформации).

К достоинствам использованного выше математического метода относится его общность, позволяющая описывать неравновесные фононные системы микроконтактов, как это сделано в следующих главах.

Глава 2. Неравновесная фононная система в баллистических микроконтактах

Релаксация электронов, ускоренных в приложенной разнице потенциалов (V), приводит к формированию эффективной температуры фононов и к появлению направленного потока неравновесных фононов в симметричном контакте. Следствием этого является аналог эффекта Пельтье: на берегах симметричного однородного микроконтакта возникает разница температур, $\Delta T_a(V)$, нелинейно зависящая от приложенного напряжения. Этот эффект можно наблюдать [10] при баллистическом распространении неравновесных фононов, когда асимметричное тепловыделение по отношению к джоулеву теплу мало в меру малости параметра d/l_D, где $l_D=\hbar v_F/\Theta_D$. Конкретный вид зависимости $\Delta T_a(V)$ определяется вкладом процессов переброса при фонон-электронном рассеянии.

Микроконтакт (вместе с приконтактной областью размером l_ε, в которой происходит релаксация неравновесных электронов) является источником тепла, аналогичным горячему фононному пятну. Чтобы описать асимметрию микроконтактного пятна вычислим потоки тепла Q_+ и Q_-, проходящие через поверхности S_+ и S_-, которые охватывают приконтактную область и удалены от контакта на расстояние R, превышающее длины неупругой релаксации для электронов и фононов l_ε, l_{ph}; $R \gg l_\varepsilon, l_{ph}$. Асимметричная часть тепловыделения определяется величиной

$$Q_a = \frac{Q_+ - Q_-}{2} = \int d\,S\,W_c - I\,(\mu_+ + \mu_-)/\,2e. \qquad (14)$$

(через W_c обозначена плотность потока энергии в электрон-фононной системе, вычисляемая на сечении контакта).

При расчетах использована система связанных кинетических уравнений для электрон-фононной системы микроконтакта. Функция распределения фононов в баллистическом пределе строится аналогично электронной (3,4) с вероятностью $\beta_{q_\alpha}(r)$ прохождения фонона через контакт (где $u_\alpha(q) = \hbar\partial\omega_q^\alpha/\partial q$).

В нулевом приближении по электрон-фононному взаимодействию, получим выражение, описывающее асимметрию тепловыделения:

$$Q_a = -(mS/6h^3)\left[(eV^*)^3/4\pi^2 + T^2eV^* + \bar{\mu}\,T\,\Delta T\right] + \int d\,S\,W_c^{ph(o)}. \qquad (15)$$

Последнее слагаемое в (15) описывает фононный поток тепла. Относительная величина асимметрии тепловыделения, связанная с микроконтактным ускорением электронов, как следует из этого выражения, имеет порядок eV/ε_F .

В нулевом приближении по электрон-фононному взаимодействию фононная система вносит наименьший вклад в асимметрию тепловыделения. Однако в микроконтакте за счет электрон-фононного взаимодействия происходят процессы увлечения фононов и направленной генерации фононов неравновесными электронами. Последний эффект дает основной вклад в асимметрию при $eV > \Theta_D$.

Вычисление потока энергии фононов через микроконтакт в первом приближении по интегралу фонон-электронного взаимодействия I_{ph-e} проводится аналогично вычислению неупругой добавки к току. При $T_+ = T_- = T$ окончательный результат имеет вид:

$$\int d\,S\,W_c^{ph(1)} = -\frac{4d}{3\pi h^6}\,S\sum_\alpha\int_0^\infty d\omega\int\frac{dS_F}{v_\perp}\int\frac{dS_{F'}}{v_{\perp'}}\,W^\alpha_{p',-p}\,\delta(\omega-\omega^\alpha_{p',-p})$$

$$\times\,\hbar\omega\left\{K_T(p,\,p')\left[F(\omega,V,T,\,T) + eV\left[2n_p(\tfrac{\hbar\omega}{T}) + 1\right]\right]\right. . \qquad (16)$$

(Здесь W^{α}- квадрат модуля матричного элемента электрон-фононного взаимодействия, F- микроконтактная функция порядка eV, описывающая уширение микроконтактного спектра, dS_F - элемент Ферми-поверхности металла.)

При произвольной концентрации упруго рассеивающих примесей K_T имеет вид:

$$K_T(p,p) = \frac{3}{2Ad^3} \int d^3r \left[\alpha_{-p} - \alpha_{-p'} \right] \left[\beta_{u(p'-p)} - \beta_{u(p-p')} \right], \qquad (17)$$

где безразмерный множитель A пропорционален проводимости контакта.

В баллистическом для электронов и фононов режиме K_T имеет вид:

$$K_T^B = \frac{1}{2} \left\{ \frac{p_z' \, u_z(p'-p)}{|up_z - u_z p'|} + \frac{p_z \, u_z(p-p')}{|up_z - u_z p|} \right\} \qquad (18)$$

Относительная асимметрия тепловыделения за счет фононного эффекта при $eV > \theta_D$ имеет порядок $d\theta_D / l_D eV$. Существенно, что асимметрия тепловыделения как функция напряжения V на контакте содержит при $eV < \theta_D$ нелинейности, отражающие вид микроконтактной функции электрон-фононного взаимодействия $G(\omega)$.

Рассмотрена также фононная система микроконтакта при сильном фонон-электронном взаимодействии. При этом транспорт электронов через микроконтакт предполагается баллистическим. В этом случае формируется непланковское распределение для фононов, а также импульсная длина рассеяния фононов $l(q) \sim v_F/\omega_q$. При таком "псевдобаллистическом" режиме асимметрия тепловыделения с увеличением размера контакта d выходит на насыщение и не содержит малый множитель d/l_D.

Глава 3. Термоэдс в металлических микроконтактах

В этой главе рассмотрен эффект Зеебека (и его модификации) в точечных контактах. Показано, что эффект Зеебека в микроконтакте существенно модифицируется по сравнению со случаем массивного металла. В особенности это относится к виду термоэдс фононного увлечения. В связи с этим предложен новый метод определения абсолютного значения термоэдс массивного металла с помощью

микроконтакта. Рассмотрена также модификация этого метода, позволяющая исследовать транспорт фононов через границу микроконтакта металл-диэлектрик. В качестве специальных вопросов, связанных с проявлением эффекта Зеебека в точечных контактах, проанализирована возможность неполной компенсации термоэдс увлечения при приближении к области температур, сравнимых с дебаевской, а также особенности проявления фононного увлечения в магнитном поле, характерные для реалистической модели микроконтакта.

Термоэлектрическое напряжение в микроконтакте, как и в массивном металле, включает упругую электронную компоненту (диффузионная термоэдс) и термоэдс увлечения. В термоэлектрической цепи, не содержащей разнородные металлы, диффузионные термоэдс микроконтакта и массивного металла могут существенно различаться, если они связаны с различными механизмами рассеяния электронов. Однако при слабой энергетической зависимости длины рассеяния в массивном металле диффузионные термоэдс взаимно компенсируются. В то же время термоэдс увлечения различны, и если размеры микроконтакта малы по сравнению с длинами неупругого рассеяния электронов и фононов, термоэдс увлечения микроконтакта $\mathcal{E}_c^{ph}$ мала по сравнению с аналогичной величиной для массивного металла, $\mathcal{E}_m^{ph}$ Это позволяет измерить $\mathcal{E}_m^{ph}$ в области температур, в которой импульсная длина рассеяния электронов превышает d, используя "прерывание" металлического проводника посредством микроконтакта [7,9].

Возникающая в контакте диффузионная часть дифференциальной термоэдс S_c в случае произвольного закона дисперсии электронов термоэдс имеет вид

$$S_c^d = \frac{\pi^2 T}{3e} \frac{\partial \ln(1/R_V)}{\partial \varepsilon_F} . \qquad (19)$$

Включенный в цепь вольтметр измеряет на самом деле разность термоэдс микроконтакта и массивного металла

$$\Delta V = \mathcal{E}_c - \int_{T_-}^{T_+} S_m(T)\, dT, \qquad (20)$$

где $\mathcal{E}_c$ - термоэдс контакта, $S_m(T)$ - абсолютная дифференциальная термоэдс массивного металла.

Для дифференциальной термоэдс увлечения в микроконтакте со слабым неупругим рассеянием электронов и фононов получим:

$$S_c^{ph} = \frac{d}{3\pi^2 em\ \varepsilon_F h^3} \sum_\alpha \int \frac{dS_F}{v_\perp} \int \frac{dS_{F'}}{v_\perp}\ W^\alpha_{p-p'}\ k_T\ (p,\ p')\ \times$$

$$\times \left(\frac{\hbar\ \omega^\alpha_{p-p'}}{T}\right)^2 \left[n_p\ \left(\frac{\hbar\ \omega^\alpha_{p-p'}}{T}\right) + n_p{}^2\ \left(\frac{\hbar\omega^\alpha_{p-p'}}{T}\right)\right]. \qquad (21)$$

При низких температурах $T \ll \Theta_D$, учитывая, что $W^\alpha_{p-p'} \sim |p-p'|$, и ограничиваясь акустической ветвью закона дисперсии фононов $\omega_q = uq$ легко получить оценку

$$S_c^{ph} \sim \frac{1}{e}\ \frac{d}{l_{ph-e}} \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3. \qquad (22)$$

Отношение d/l_{ph-e} является малым параметром, по которому происходит подавление термоэдс увлечения в микроконтакте.

Показано также, что сочетание сильного фононного рассеяния в контакте с баллистическим транспортом электронов приводит к эффекту, обратному низкотемпературному подавлению термоэдс: фононное увлечение может стать интенсивнее, чем в масивном металле. Таким образом, компенсация термоэдс увлечения в однородной металлической цепи, содержащей микроконтакт, может проходить (наприметр, при повышении температуры) в два этапа - сначала реализуется сильное рассеяние фононов в контакте ($l_{ph} \ll d$), а затем и электронная система контакта выходит из баллистического режима.

В данной главе показано также, что существует возможность для получения термоэдс увлечения, значительно превосходящих величины для массивных металлов. Для этого требуется эффективное удержание электронов в области, где фононная система далека от равновесия. Такие условия могут быть реализованы за счет приложения к микроконтакту сильных магнитных полей.

Показано также, что чувствительность эффекта увлечения к состоянию фононной системы может быть использована для изучения фононного транспорта в контакте металл-диэлектрик.

Глава 4. Термоэлектрические эффекты в полупроводниковых микроконтактах

Сильная температурная зависимость химпотенциала электронов, разнообразие энергетических зависимостей длин рассеяния, соответствующих различным механизмам, делают достаточно сложными и информативными проявления термоэлектрических эффектов в полупроводниковых микроконтактах. Например, эффект асимметрии микроконтактного тепловыделения, в случае металлов требующий для обнаружения достаточно изощренной техники [10], для полупроводников оказывается значительным и может реализоваться в различных режимах - баллистическом, диффузионном и в режиме горячих электронов. Существенным представляется и то, что область геометрических размеров контактов и температур при которых проявляются микроконтактные термоэлектрические эффекты вплотную приближается к области функционирования элементов электронных схем со сверхвысокой степенью интеграции.

Особенности термоэлектрических явлений в микроконтактах, соединяющих невырожденные полупроводники, определяются соотношением между характерным размером контакта d и различными электронными и фононными характеристиками. В приведенных расчетах считалось, что размер контакта с одной стороны велик по сравнению с дебройлевской длиной волны λ_B и дебаевским радиусом экранирования r_D (при выполнении этих условий можно не учитывать поверхностные явления в полупроводниках, такие, как, например, искривление зон), а с другой стороны мал по сравнению с неупругой длиной релаксации электронов l_ε и всеми длинами релаксации фононов l_{ph}.

Диффузионная термоэдс полупроводникового микроконтакта в баллистическом режиме имеет вид (μ - химпотенциал полупроводника):

$$S_B^e = \frac{1}{e}\left(2 - \frac{\mu}{T}\right). \qquad (23)$$

В диффузионном режиме ($l_i \ll d$) получим:

$$S_D^e = \frac{1}{e}\left(r + 5/2 - \frac{\mu}{T}\right), \qquad (24)$$

Коэффициент термоэдс в диффузионном режиме совпадает с соответствующим значением коэффициента в баллистическом режиме при

$r = -1/2$, что отвечает не зависящей от энергии длине свободного пробега электронов в окрестности микроконтакта. Такая ситуация реализуется в металлах. Однако в легированных полупроводниках актуально рассеяние на ионизированных примесях с $r=3/2$. Таким образом, электронные части термоэдс в полупроводниковых микроконтактах в различных режимах не совпадают.

Ограничиваясь областью малых напряжений $|eV|\ll T$, получим выражение для добавки S^{ph} к дифференциальной термоэдс микроконтакта с учетом электрон-фононного взаимодействия:

$$S_c^{ph} = e^{-1}\,\frac{1}{1-F}\left[\frac{T}{T_k}\right]^{1/2}\frac{8}{9\pi^{3/2}}\,\frac{m}{M}\frac{d}{a}\,\langle(1-\cos\phi_{p,p'})^{\frac{1}{2}}\left[K_T(p,p')-K_V(p,p')\right]\rangle. \tag{25}$$

Здесь $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по ориентациям импульсов,

$$F = \frac{1}{6}\left[\frac{8}{3\pi}\right]^2\frac{m}{M}\frac{d}{a}\frac{T}{T_k}\,\langle K_V(p,p')\rangle, \qquad T_k=mu^2. \tag{26}$$

При рассматриваемых температурах и размерах контакта можно считать F малой величиной ($F\sim10^{-1}$), однако появление этой добавки означает, что электрон-фононное взаимодействие может давать вклад в термоэлектрические коэффициенты микроконтакта за счет изменения самого сопротивления контакта. Кроме того, отметим появление "токового" K_V-фактора в выражении для термоэдс увлечения. Это соответствует вкладу температурной неоднородности неоднородности электронной системы в электрон-фононое взаимодействие. В металлах этот эффект подавлен по малому параметру $\Delta T/\varepsilon_F$.

Можно представить значение S_c^{ph}, введя параметр подавления термоэдс увлечения, d/l_{e-ph}, так как в таком виде S^{ph} легко сравнить с аналогичной величиной для массивных полупроводников. В принятой нами модели длина квазиупругого рассеяния электронов на акустических фононах может быть записана как $l_{e-ph}=9\pi aMu^2/T$. При отсутствии неэлектронной релаксации получим оценку

$$S_c^{ph} \cong \frac{d}{l_{ph-e}}\,S_m^{ph}. \tag{27}$$

Это означает, что в полупроводниковых микроконтактах, как и в

металлических, существует размерный эффект подавления термоэдс увлечения.

В отсутствие вырождения в микроконтакте возникает как электронная асимметрия тепловыделения Q_a^{el}, связанная с ускорением электронов, так и фононная, обусловленная анизотропией генерации неравновесных фононов. Однако в отличие от металлов, для которых $Q_a^{el} \sim (eV/\varepsilon_F)\, IV \ll IV$ в невырожденных полупроводниках при условии $|eV| \gg \mu, T$, как показано в данной главе, балистическом режиме реализуется соотношение $Q_a^{el} \sim IV$, так что электронный вклад в асимметрию является основным.

Для промежуточных значений напряжения V можно получить точный результат, если рассматривать полную интенсивность тепловыделения в берегах контакта $P_{+,-}$.

$$P_+ = Q_+ - Q_c, \quad P_- = Q_- - Q_c. \tag{28}$$

Входящий в эти выражения поток тепла через микроконтакт Q_c, если учитывать только электронный вклад, может быть представлен в виде:

$$Q_c = \int dS\, W_c^{el} - I^{(o)}\mu/e - \left[I^{(o)}V/2\right] \coth\,(eV/2T). \tag{29}$$

Относительная асимметрия полного тепловыделения теперь может быть представлена в явном виде:

$$R = (P_+ - P_-)/(P_+ + P_-) = L(|e|V/2T). \tag{30}$$

Здесь $L(x)=\coth(x) - 1/x$ - функция Ланжевена. Видно, что при $|e|V \ll 2T$ мы получим $R = |e|V/6T$, однако эта величина выходит на насыщение $R=\mathrm{sgn}\,(V)$ при $|e|V \gg T$.

В полупроводниковых микроконтактах эффект асимметрии тепловыделения может быть существенным благодаря установлению в сильных электрических полях режима горячих электронов. При этом сутуация далека от собственно микроконтактной: электроны в контакте испытывают сильную упругую релаксацию по импульсам (например за счет рассеяния на примесях с длиной $l_i \ll d$) и интенсивную неупругую релаксацию (мы сосредоточимся на возможности рассеяния на

акустических фононах с длиной $l_{ac} \ll d$. Однако падение разности потенциалов V, приложенной к берегам контакта, по-прежнему происходит в области порядка диаметра контакта d.

В достаточно сильных полях, когда $E > E_o$ и увеличение энергии электрона на длине неупругой релаксации $\Delta U \sim eE(l_{ac} l_i)^{1/2}$ становится больше, чем характерная энергия излучаемого фонона $\langle \hbar\omega \rangle \sim (T_k T)^{1/2}$, происходит обогащение электронного распределения в области энергий, превышающих сердню тепловую. Характерные значения $E_o \sim 10^3$ В/см (при комнатных температурах, когда $l_{ac} \sim l_i \sim 10^{-6}$ см . В реальных экспериментах создаются условия для режима горячих электронов в микроконтактах: $d \sim 10^{-5}$ см $\sim 10 l_{ac}$ и $V \sim 10^2$ мВ соответствуют полю в сечении контакта порядка 10^4 В/см.

При $V > \mu$ для оценки асимметрии тепловыделения достаточно рассмотреть отношение электронного потока энергии в сечении контакта к джоулеву тепловыделению:

$$Y = \frac{Q_+ - Q_-}{Q_+ + Q_-} = \frac{W^{el}}{|IV|} \tag{31}$$

Вычисления дают:

$$Y = \frac{2T}{eV} \int_0^\infty dx (x+s)^s x\, e^{-x} \left[\int_0^\infty dx (x+s)^s e^{-x} \right]^{-1}. \tag{32}$$

Здесь $s = (E/E_o)^2$, $E_o = \frac{1}{e} \left[6 \frac{T_k T}{l_{ac} l_i} \right]^{1/2}$. При сильных полях ($s \gg 1$) получим:

$$Y = \left[\frac{2}{\pi} s \right]^{1/2} \frac{2T}{eV} = \left[\frac{T}{T_k} \right]^{1/2} \frac{(l_{ac} l_i)^{1/2}}{d} ; \tag{33}$$

Если контакт достаточно чистый и потеря импульса электронов происходит благодаря рассеянию на фононах, асимметрия оказывается пропорциональной длине электрон-фононого рассеяния, то есть кнудсеновскому числу $K = l_{e-ph}/d$, в соответствии с результатами экспериментов [15].

Глава 5. Теплопроводность микроконтактов

Баллистический транспорт тепла как в электронной, так и в фононной системе микроконтакта характеризуется степенными зависимостями телового потока от температур массивных берегов контакта T_+ и T_-. Для электронной системы при произвольной разнице температур имеем:

$$Q_{el}^{(0)} = -(mS/12\hbar^3)\ \bar{\mu}(T_+^2 - T_-^2) \qquad (34)$$

В диэлектрических микроконтактах тепловой поток обусловлен фононным транспортом, и в баллистическом пределе имеет вид:

$$Q(T_+,T_-) = \frac{\hbar S}{(2\pi)^3}\int d\omega\ \omega\ E(\omega)\left[N_p(\omega\ ,T_+) - N_p(\omega\ ,T_-)\right]. \qquad (35)$$

Здесь N_p - равновесные функции распределения фононов в берегах контакта. Функция $E(\omega)$ определяется интегралом в $\mathbf{k}$ - пространстве по поверхностям постоянной энергии $\omega_\alpha(\mathbf{k})=\omega$ (σ_ω^α и $\mathbf{n}(\sigma)$ ниже обозначают элемент изоэнергетической поверхности и единичный вектор нормали к ней).

В области низких частот, когда закон дисперсии фононов можно представить в линейном приближении, величина $E(\omega)$ квадратична по частоте: $E = p\omega^2$, где

$$p = \sum_\alpha \int_{u_z^\alpha>0} d\Omega\ u_z^\alpha(\Omega)\left[\ \mathbf{u}^\alpha(\Omega)\mathbf{k}(\Omega)/k\right]^{-3}, \qquad (36)$$

(Ω означает совокупность угловых координат волнового вектора $\mathbf{k}$.)

При низких температурах ($T_{+,-} \ll \hbar\ \omega_D$) возбуждены только низкочастотные колебания, и для величины теплового потока получим

$$Q(T_+,T_-) = \frac{\pi}{120}\ \frac{S}{\hbar^3}\ p\ (T_+^4 - T_-^4). \qquad (37)$$

Рассматривая величину $Q(T,0)$ в достаточно широком интервале температур, можно с помощью интегрального преобразования функции Q

восстановить частотную характеристику $E(\omega)$. Необходимое преобразование можно представить в виде

$$E(\omega)=\frac{4\pi^2}{S}(\hbar/\omega)^{1/2}\int_{-\infty}^{\infty}d\mu\left[\Gamma(\tfrac{3}{2}+i\mu)\,\zeta(\tfrac{3}{2}+i\mu)\right]^{-1}\int_{0}^{\infty}dT\;Q(T,0)\;T^{-5/2}\left(\frac{\hbar\omega}{T}\right)^{i\mu} \tag{38}$$

где $\Gamma(x)$ - гамма-функция; $\zeta(x)$ - дзета-функция Римана.

Низкотемпературные аномалии фононной теплопроводности возникают благодаря нарушению условия геометрической оптики $d\gg\lambda$. Учитывая, что при температуре T характерную длину волны фононов можно оценить как $\lambda\cong a\theta_D/T$ (где a - постоянная решетки), можно легко получить значение температуры T_{dif} при которой выполняется условие $d\sim\lambda$: $T_{dif}\sim\theta_D a/d$. Для размера контакта $d\sim10^2$nm получим $T_{dif}\sim0.1$-1K. При более низких температурах нельзя рассматривать транспорт фононов в пределе геометрической оптики: становятся существенными эффекты дифракции упругих волн на отверстии контакта.

При вычислении потока тепла, переносимого акустическими фононами, удобно представить решение волнового уравнения для смещений упругой среды в виде суммы нормальных мод, соответствующих налагаемым граничным условиям. В этом случае коэффициент передачи энергии $\bar{D}(k)$ упругой волны через сечение контакта также имеет вид суммы по нормальным модам с индексом n. Выражение для потока тепла через контакт принимает вид:

$$Q(T_+,T_-) = (1/2\pi)\int d\omega\;\hbar\omega\;\Sigma(\omega)\;\left[\;N_P(\omega,T_+) - N_P(\omega,T_-)\;\right], \tag{39}$$

где $\Sigma(\omega)$ есть сумма по нормальным колебаниям

$$\Sigma(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)\;T_n(\omega d/s). \tag{40}$$

Функции $T_n(x)$ при $n>0$ имеют вид размытых ступеней, причем $T_n(x)\ll1$ в области $x\ll2\sqrt{n(n+1)}$, $T_n(x)\cong1$ при $x\gg2\sqrt{n(n+1)}$. Таким образом $k_n=2\sqrt{n(n+1)}/d$ есть характерное значение волнового вектора при котором нормальная мода с номером $n>0$ начинает проходить через контакт.

Обратим внимание на то, что коэффициент прохождения для нулевой моды в модели сферического растекания [16] имеет вид:

$$T_0(kd) = (kd)^2/[4 + (kd)^2]. \qquad (41)$$

Это значает, что длинноволновые фононы $(1 \gg kd)$ почти не отражаются от отверстия контакта. Это связано с выбором условия Неймана при решении задачи дифракции. Эффект плоской апертуре. Если контакт в форме канала длины L моделируется условием, что соответственные точки плоского контакта (в модели сферического растекания) соединяются одномерной передающей линией длины L, то пространство переменных для задачи дифракции представляет прямое произведение сферы на отрезок. Такой прием оправдан, по крайней мере для описания осевых низкочастотных колебаний, которые могут распространяться в каналах с абсолютно жесткими стенками. Коэффициент прохождения для низкочастотных колебаний в этом случае принимает вид:

$$T_0^L(kd) = \frac{(kd)^2}{(kd)^2 + 4\cos^2(kL)\,[1 + tg\,(kL)/kd\,]^2}. \qquad (42)$$

Видно, что функция $T_0^L(x)$ представляет изрезанную ступень при $L/d > 1$ (для достаточно длинного канала). Заметим, что очень низких частот (при $k \ll k_R$) значения коэффициента передачи энергии в канале $\bar{D}^L(k)$ уменьшаются по сравнению со случаем плоского контакта, и $\bar{D}^L(0)=\bar{D}(0)/(1+L/d)^2$.

В предельном случае, когда поток тепла Q переносится монохроматическими фононами с распределением $N(\omega)=n\delta(\omega-\omega_0)$, получаем выражение, аналогичное формуле Ландауэра для электронной проводимости:

$$Q = n\,(\hbar\omega_0/2\pi) \sum_{\alpha} \sum_{\mu,\nu} T^{\alpha}_{\mu,\nu}(\omega_0). \qquad (43)$$

Здесь индексы μ и ν являются номерами поперечных мод колебаний в контакте с коэффициентами прохождения $T^{\alpha}_{\mu,\nu}$.

Проведен учет вклада фонон-фононного рассеяния в теплопроводность диэлектрического микроконтакта. При небольших

перепадах температуры оценки длин рассеяния для N- и U-процессов практически совпадают с результатами для массива. Однако особенность микроконтактной теплопроводности состоит в том, что условие $l_U \gg l_N$, обычно выполняющееся при $0<T<10K$, означает, что в низкотемпературное теплосопротивление микроконтакта основной вклад дают нормальные процессы рассеяния.

Рассмотрена теплопроводность микроконтакта металл-диэлектрик, в котором перенос тепла через границу контакта осуществляется фононами, которые могут рассеиваться и поглощаться электронной системой. На границе контакта можно вычислять поток энергии фононов, пользуясь условием непрерывности. В результате получим выражение, аналогичное найденному в диффузионном режиме для контакта диэлектрик-диэлектрик. Однако в рассматриваемом здесь случае диффузионный коэффициент зависит от длины l_a затухания фононов в объеме металлического берега. При $l_a \ll d$ вклад сопротивление металлического берега становится пренебрежимо малым. Этот результат дает возможность исследовать только механизм фононного транспорта тепла с помощью таких микроконтактов.

В заключение сформулируем основные результаты данной работы:

1. В случае сильно неравновесной электронной системы контакта, когда невозможно установление локальной температуры и химпотенциала, за счет условия слабой неупругой релаксации ($l_\varepsilon \gg d$) удается построить решение кинетического уравнения для функции распределения электронов с учетом первого порядка теории возмущений по интегралу электрон-фононого взаимодействия. Развитый для этой цели метод микроконтактных функций Грина применим при весьма общих предположениях об устройстве контакта - для произвольной геометрии контакта и произвольной интенсивности рассеяния электронов. Механизмом рассеяния электронов при этом может служить как упругое рассеяние на точечных рассеивателях, так и "дрейф" в стохастических полях упругих напряжений в кристаллической решетке.

2. Описанные выше результаты позволили рассчитать интенсивность микроконтактных спектров, вычисляемых как d^2I/dV^2. Расчеты кинетических К-факторов при произвольном значении

сильном фонон-электронном или фонон-фононном рассеянии. Показано, что при условии сохранения баллистического режима для электронов в контакте термоэдс увлечения может значительно отличаться от значения в массивном металле даже в области температур, сравнимых с дебаевской. Таким образом, предложено объяснение наблюдавшейся раскомпенсации термоэдс в однородной цепи, содержащей микроконтакт, при высоких температурах.

8. Рассмотрен эффект фононного увлечения в непроводящем контакте металл-диэлектрик. Показано, что инжектированный через границу такого контакта поток фононов приводит к появлению в металлическом береге контакта избыточной разности потенциалов, по порядку совпадающей с термоэдс увлечения в контакте металл-металл. При этом величина микроконтактной разницы потенциалов содержит информацию о частотной зависимости коэффициента передачи энергии фононов через границу металл-диэлектрик. Предложена принципиальная схема изучения инжекционной термоэдс увлечения с помощью цепи, содержащей два микроконтакта (различного диаметра) и нанесенной на диэлектрик тонкой проводящей пленки.

9. Рассмотрены эффекты фононного и электронного увлечения в микроконтактах в сильном неквантующем магнитном поле. Показано, что в микроконтактах с фононной апертурой (диаметром D), превосходящей апертуру для фононов (диаметром d) возможно возникновение аномальных термоэдс фононного увлечения, превосходящих значения в массивном металле по параметру $D^2/(dl_{ph-e})$ в области насыщающих полей $H_{sat} \sim mcv_F D/edl_i$.

10. Рассмотрены теплопроводность и термоэлектрические эффекты в микроконтактах, у которых химпотенциал μ может принимать значения порядка T или eV. Найдены условия раскомпенсации термоэдс в однородной цепи, содержащей микроконтакт, в баллистическом режиме.

11. Показано, что основной вклад в асимметрию тепловыделения в микроконтактах из невырожденных полупроводников может вносить релаксация ускоренных полем электронов. При этом в достаточно сильных полях ($eV > \mu$) относительная асимметрия джоулева тепловыделения может достигать значений, близких к 1.

12. Рассчитаны проводимость и асимметричное тепловыделение в полупроводниковом контакте в режиме горячих электронов. Показано, что относительная асимметрия джоулева тепловыделения в этом режиме

пропорциональна длине неупругой релаксации электронов, причем этот эффект достигает заметных значений и может служить характеристическим признаком установления режима горячих электронов.

13. Рассмотрена электронная теплопроводность металлических микроконтактов, показано, что в баллистическом режиме (и в более общем случае "энергетической баллистики") тепловой поток в электронной системе квадратичен по температуре.

14. Рассчитана температурная зависимость теплопроводности микроконтактов из невырожденных полупроводников, показано, что эта величина существенным образом варьрует при различных режимах проводимости контакта.

15. Рассчитан баллистический теплоперенос в фононной системе микроконтакта. Показано, что в баллистическом для фононов режиме тепловой поток через диэлектрический микроконтакт пропорционален четвертой степени температуры. Вычислен тепловой поток в диэлектрическом гетероконтакте при сильном упругом рассеянии фононов.

16. Рассчитан тепловой фононный поток в "дифракционном режиме", когда характерная длина волны фононов становится соизмеримой с размерами контакта. Найден фононный аналог формулы Ландауэра, описывающей квантование кондактанса в контактах. Показано, что низкотемпературная фононная теплопроводность сильно зависит от граничных условий для колебаний решетки на поверхности вакуумного зазора, образующего микроконтакт.

17. Рассмотрен вклад процессов фонон-фононного рассеяния в баллистическую теплопроводность диэлектрического микроконтакта. Найдены выражения для эффективных длин нормального и Umklapp-рассеяния в неравновесной фононной системе. Показано, что при низких температурах ангармонический вклад в теплосопротивление контакта определяется нормальными процессами рассеяния.

18. Рассмотрена теплопроводность микроконтакта металл-диэлектрик. Найдены условия, при которых электронная система металлического берега не дает вклад в теплопроводность, что позволяет исследовать баллистический транспорт фононов в таких контактах.

Основные результаты диссертации изложены в работах:

1. И.О.Кулик, Р.И.Шехтер, А.Г.Шкорбатов, Микроконтактная спектроскопия электрон-фононного взаимодействия в металлах с малой длиной свободного пробега электронов, ЖЭТФ, 1981, т. 81, N6, с. 2126-2141.
2. Э.Н.Богачек, А.Г.Шкорбатов, Баллистический режим теплопроводности микроконтакта между диэлектриками, Труды 23-го Всес. Совещ. по физике низких температур, Таллинн, 1984, с.118-119.
3. Э.Н.Богачек, И.О.Кулик, А.Г.Шкорбатов, Термоэлектрические явления и спектроскопия электрон-фононного взаимодействия в металлических микроконтактах, ФНТ, 1985, т.11, N11, с. 1188-1198.
4. Э.Н.Богачек, А.Г.Шкорбатов, Баллистический режим теплопроводности микроконтакта между диэлектриками, ФНТ, 1985, т.11, N6, с.643-646.
5. Э.Н.Богачек, И.О.Кулик, А.Н.Омельянчук, А.Г.Шкорбатов, Термоэдс увлечения в металлических системах, содержащих микроконтакт, Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41,N12, с. 519-521.
6. И.О.Кулик, Э.Н.Богачек, А.Г.Шкорбатов, Баллистические термоэлектрические эффекты в микроконтактах, Доклады 13-го Всес. совещания по теории полупроводников, 1987, Ереван, с. 57-58.
7. Э.Н.Богачек, А.Г.Шкорбатов, Асимметрия тепловыделения и термоэдс в полупроводниковых микроконтактах, ФТП, 1989, т.23, N12, с. 2234-2237.
8. А.Г.Шкорбатов, Т.З.Саркисянц, Металлические микроконтакты в псевдобаллистическом режиме. Генерация фононов и увлечение электронов, ФНТ, 1989, т. 15, N7, с. 733-744.
9. Э.Н.Богачек, А.Г.Шкорбатов, И.О.Кулик, Баллистические термоэлектрические эффекты в металлических микроконтактах, ФНТ, 1989, т. 15, N3, с.278-289.
10. А.Г.Шкорбатов, Т.З.Саркисянц, Фонон-фононная релаксация и термоэлектрические эффекты в микроконтактах, ФНТ, 1990, т.16, N6, с.725-737.
11. E.N.Bogachek, I.O.Kulik, A.G.Shkorbatov, Ballistic charge-carrier kinetics and phonon drag in semiconducting point contacts, J. Phys.: Cond.Matt., 1991, v.3, N45, 8877-8891.

12. A. Feher, P. Stefanyi, R. Zaboj, A. G. Shkorbatov, T. Z. Sarkisyants, Heat conductivity of dielectric-dielectric and metal-dielectric point contacts at low temperatures, ФНТ, 1992, т. 18, N5, с. 542-544.
13. П. Штефани, А. Фегер, А. Г. Шкорбатов, Баллистическая теплопроводность диэлектрических микроконтактов, ФНТ, 1992, т. 18, N2, с. 154-163.
14. A. Feher, P. Stefanyi, A. G. Shkorbatov, Resonance (surface) phonon transport through point contacts, Helv. Phys. Acta, 1992, 65, N2/3, 456-457.
15. G. R. Shustov, A. G. Shkorbatov, Pseudopotential Calculation of Ballistic Thermoelectric Effects in Point Contacts of Normal Metals, ФНТ, 1992, т. 18, N5, с. 480-483.
16. A. G. Shkorbatov, Ballistic Thermoelectric Effects in Point Contacts, ФНТ, 1992, т. 18, N5, с. 473-474.
17. И. О. Кулик, А. Г. Шкорбатов, Инжекционный термоэлектрический эффект в баллистических микроконтактах металл-диэлектрик, ФНТ, 1993, т. 19, N8, с. 895-900.
18. А. Г. Шкорбатов, А. Фегер, П. Штефани, Т. З. Саркисянц, Низкотемпературная фононная теплопроводность микроконтактов, ФНТ, 1993, т. 19, N11, с. 1240-1246.
19. A. G. Shkorbatov, Metallic point contacts in magnetic field: electron-phonon interaction and thermoelectric effects, European Magnetic Materials and Application Conference, Kosice, 1993, Digests, p. 249.
20. E. S. Syrkin, A. G. Shkorbatov, A. Feher, Resonanse heat transfer through an impurity monolayer, Phonon Scattering in Condensed matter YII, M. Meissner and R. O. Pohl (Eds.), Springer-Verlag, 1993, p. 421-422.
21. E. S. Syrkin, T. Z. Sarkisyants, A. G. Shkorbatov, Intercrystalline heat conductivity in the presence of planar defects, J. Phys.: Cond. Matt., 1993, v. 5, p. 5059-5066.

Цитированная литература:

1. И.К.Янсон, Нелинейные эффекты в электропроводности точечных контактов и электрон-фононное взаимодействие в нормальных металлах, ЖЭТФ, 1974, т. 66, N 3, с. 1035-1050.
2. И.О.Кулик, А.Н.Омельянчук, Р.И.Шехтер, Электропроводность точечных микроконтактов и спектроскопия фононов и примесей в нормальных металлах, ФНТ,1977, т.3, N12, с. 1543-1558.
3. И.К.Янсон, О.И.Шкляревский, Микроконтактная спектроскопия металлических сплавов и соединений (обзор), ФНТ, 1986,т.12, N 9, с,899-933.
4. И.К.Янсон, А.В.Хоткевич, Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах: Справочник, Киев, "Наукова Думка", 1986, 142 с.
5. P.Stefanyi,A.Feher,A.Orendacova, Point-contact spectroscopy of dielectrics. Experimental evidence. Phys. Lett., 1990, v.143, p. 259-263.
6. P.Stefanyi, A.Feher, Thermal point-contact spectroscopy, Physica B, 1990, v.165&166, p.911-916.
7. O.I.Shklyarevskii, A.G.M.Jansen, J.G.H.Hermsen, P.Wyder, Thermoelectric voltave between identical metals in point-contact configuration, Phys. Rev. Lett., 1986, v.57, p.1374-1377.
8. О.И.Шкляревский, А.Г.М.Янсен, П.Видер, Теплопроводность металлических микроконтактов, ФНТ, 1986, т.12, N9, с. 947-954.
9. О.И.Шкляревский, А.Г.М.Янсен, П.Видер, Термо-эдс однородной металлической цепи, содержащей микроконтакт, ФНТ, 1989, т.15, N2, с.168-180.
10. М.Рейфферс, К.Флахбарт, Ш.Янош, Баллистическая температурная спектроскопия меди при 0,7К, Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, N5, с.232-234.
11. R.Trzcinski, E.Gmelin, H.J.Queisser, Quenched phonon drag in silicon microcontacts, Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, N10, p. 1086-1089.
12. Н.А.Тулина, Микроконтактная спектроскопия сплавов Re-Os, Re-W, ФНТ, 1983, т.9, N5, с.499-503.
13. A.M.Duif, A.G.M.Jansen, P.Wyder, Point-contact spectroscopy. J. Phys.: Condens. Matter, 1989, v. 1, 3157-3189.

14. I.O.Kulik, Ballistic and nonballistic regimes in point-contact spectroscopy, ФНТ, 1992, т. 18, N5, 450-460.
15. R.Trzcinski, E.Gmelin, H.J.Queisser. Ballistic charge-carrier transport in semiconductor point contacts, Phys. Rev. B, 1987, v. 35, N12, p. 6373-6378.
16. А.М.Загоскин, И.О.Кулик, Квантовые осцилляции электропроводности двумерных баллистических контактов, ФНТ, 1990, т.16, N7, с.911-927.

Ответственный за выпуск - доктор физ.-мат. наук Е.С.Сыркин

Подписано к печати 8.07.1994, физ. печ. л. 2,0, учетн.-изд. л. 2,0
заказ N 24 , тираж 100 экз.

Ротапринт ИМК НАНУ, 310164, Харьков.